



ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ



В журнале «Известия Российской академии наук. Серия физическая» публикуются полнотекстовые статьи, подготовленные по материалам лучших докладов, рекомендованных программными комитетами научных конференций, симпозиумов и совещаний, созываемых Российской академией наук.



НАУКА

— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Том 89, № 4, 2025

Магнетизм и магнитные материалы

- Микромагнитное моделирование гистерезисных характеристик зювитов импактного кратера Жаманшин
П. В. Харитонский, Е. А. Сетров, А. Ю. Ралин, Е. С. Сергиенко, К. Г. Гареев 508
- Продольное магнитосопротивление наноструктур Ta/FeMn/Ta, Ta/Dy/Ta и Ta/CoFe/Ta, обусловленное спиновым эффектом Холла
Р. С. Заборницын, Л. И. Наумова, М. А. Миляев, И. К. Максимова, В. В. Пролядо, В. В. Устинов 514
- Влияние слоя Al_2O_3 на структурные и температурно-зависимые магнитные свойства тонких пленок кобальта
А. В. Кобяков, Г. С. Патрин, В. И. Юшков 522
- Толщинные зависимости коэрцитивной силы трехслойных магнитных пленок, полученных химическим осаждением
А. В. Чжан, В. А. Орлов, Ж. М. Мороз 528
- Исследование магнитооптических свойств ароматических жидкостей и их применение в обработке сигналов
Ш. В. Эгамов, А. М. Хидиров, Х. Б. Мирзокулов, Б. Н. Рахимов 533
- Температурные зависимости намагниченности и петли гистерезиса композитных пленок ($CoFeB+SiO_2$) с разными составами и структурой
Л. Н. Котов, А. А. Уткин, И. В. Семяшкин, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников 539
- Магнитная динамика никелевых пленок с полосовой зубчатой структурой при импульсном акустическом воздействии
А. В. Голов, Л. Н. Котов, Ч. Наяк 546
- Магнетизм пленок типа R—Co (R = Gd, Tb) с высокой концентрацией редкоземельных элементов
В. О. Васьковский, Е. В. Кудюков, А. Н. Горьковенко, А. Н. Низаев, А. В. Свалов, М. А. Семкин, В. Н. Лепаловский 552
- Критические характеристики переключения спин-вентильной структуры в магнитном поле произвольного направления
Ю. А. Юсипова 559
- Влияние температуры на магнитоэлектрический эффект в структуре с ланггатом
Е. В. Болотина, Д. В. Савельев, А. В. Турутин, И. В. Кубасов, А. А. Темиров, Л. Ю. Фетисов 567
- Структура и магнитные свойства среднеэнтропийного сплава GdTbdyY
Н. Ю. Панкратов, И. С. Терёшина, П. А. Крот, В. Н. Вербецкий, С. А. Никитин 572
- Оптические свойства магнитоплазмонных микродисков
А. А. Аникин, А. В. Моторжина, В. К. Беляев, В. В. Родионова, Л. В. Панина 578
- Магнитоэлектрический отклик полимерного композита, наполненного смесью частиц $CoFe_2O_4/BaTiO_3$
А. А. Игнатов, О. В. Столбов, Ю. Л. Райхер, В. В. Родионова 585

Радиационные изменения структуры и магнитных свойств гексаферрита бария <i>Е. Д. Шипкова, Н. С. Перов, Р. А. Макарьин, А. Ю. Пунда, В. Е. Живулин, Д. А. Винник, М. К. Салахитдинова, Э. М. Ибрагимова, А. Б. Грановский</i>	591
Исследование магнитных взаимодействий в композите со смесью наночастиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и CoFe_2O_4 <i>В. Г. Колесникова, В. Д. Сальников, А. С. Омелянчик, В. В. Родионова</i>	597
Усиление магнитоэлектрического отклика в композите на основе поливинилиденфторида и суспензии кобальтового феррита за счет дисперсии частиц <i>П. А. Воронцов, В. Д. Сальников, В. В. Савин, В. Г. Колесникова, П. А. Ершов, В. В. Родионова</i>	604
Влияние отжига под нагрузкой на магнитооптические свойства нанокристаллических лент на основе железа <i>А. М. Харламова, П. Я. Кожеевникова, Т. П. Каминская, Г. В. Курляндская, Е. Е. Шалыгина</i>	609

Волновые явления: физика и применения

Низкочастотная КР-спектроскопия кератинов человеческого волоса <i>Е. И. Травкина, А. Ю. Чикишев, Н. Н. Брандт</i>	616
Алгоритм пространственно-спектральной коррекции данных, регистрируемых мультиспектральной камерой <i>А. А. Золотухина, А. С. Мачихин, А. В. Гурылева, Г. В. Нестеров, В. В. Тедеева</i>	621
Критерии адекватности безызлучательного предела в численных исследованиях разреженной плазмы <i>Л. В. Бородачев</i>	627
Спектры излучения и оценка качества мощного лазерного диода при выходе на рабочий режим <i>В. В. Близняк, В. А. Паршин, А. Г. Ржанов, О. И. Семенова, А. Е. Тарасов, Н. А. Хлынцев</i>	632
О возможности распространения уединенной электромагнитной волны в произвольных направлениях в плоскости двумерной сверхрешетки на основе графена <i>С. Ю. Глазов, Н. Е. Мещерякова, И. Н. Федюлов</i>	637
Проектирование настраиваемых акустических метаматериалов с применением методов теории рассеяния <i>К. В. Дмитриев, Д. В. Смирных</i>	642
Гибридизация акустических таммовских состояний с дефектными модами одномерного фононного кристалла <i>А. С. Зуев, С. Я. Ветров, Д. П. Федченко, И. В. Тимофеев</i>	649
Особенности распространения акустических волн в узких трубках переменного сечения с учетом присоединенной массы <i>В. А. Гусев, К. О. Комаровский</i>	654
Распространение спиновых волн в наноразмерных связанных ферритовых пленках <i>В. В. Балаева, Д. В. Романенко, М. А. Морозова</i>	660

CONTENTS

Vol. 89, No. 4, 2025

Magnetism and Magnetic Materials

Micromagnetic modeling of hysteresis characteristics of suevites of the Zhamanshin impact crater <i>P. V. Kharitonskii, E. A. Setrov, A. Yu. Ralin, E. S. Sergienko, K. G. Gareev</i>	508
Longitudinal magnetoresistance of Ta/FeMn/Ta, Ta/Dy/Ta and Ta/CoFe/Ta nanostructures caused by the spin Hall effect <i>R. S. Zavornitsyn, L. I. Naumova, M. A. Milyaev, I. K. Maksimova, V. V. Proglyado, V. V. Ustinov</i>	514
Influence of the Al ₂ O ₃ layer on the structural and temperature-dependent magnetic properties of thin cobalt films <i>A. V. Kobayakov, G. S. Patrin, V. I. Yushkov</i>	522
Thickness dependencies of the coercivity of three-layer magnetic films obtained by chemical deposition <i>A. V. Chzhan, V. A. Orlov, Zh. M. Moroz</i>	528
Study of magneto-optical properties of aromatic liquids and their application in signal processing <i>S. V. Egamov, A. M. Khidirov, Kh. B. Mirzokulov, B. N. Rakhimov</i>	533
Temperature dependencies of magnetization and hysteresis loops of composite films (CoFeB+SiO ₂) with different compositions and structure <i>L. N. Kotov, A. A. Utkin, I. V. Semyashkin, Yu. E. Kalinin, A. V. Sitnikov</i>	539
Magnetic dynamics of nickel films with a square stripe structure under excitation by acoustic pulses <i>A. V. Golov, L. N. Kotov, Ch. Nayak</i>	546
Magnetism of R–Co (R = Gd, Tb) films with high concentration of rare earth elements <i>V. O. Vas'kovskiy, E. V. Kudyukov, A. N. Gorkovenko, A. N. Nizhaev, A. V. Svalov, M. A. Semkin, V. N. Lepalovskij</i>	552
Critical switching characteristics of the spin-valve structure in the arbitrary-direction magnetic field <i>Iu. A. Iusipova</i>	559
Influence of temperature on magnetoelectric effect in a structure containing langatate <i>E. V. Bolotina, D. V. Savelev, A. V. Turutin, I. V. Kubasov, A. A. Temirov, L. Y. Fetisov</i>	567
Structure and magnetic properties of the medium-entropy GdTbDyY alloy <i>N. Yu. Pankratov, I. S. Tereshina, P. V. Krot, V. N. Verbetskiy, S. A. Nikitin</i>	572
Optical properties of magnetoplasmonic microdisks <i>A. A. Anikin, A. Motorzhina, V. K. Belyaev, V. V. Rodionova, L. V. Panina</i>	578
Magnetoelectric response of a polymer composite filled with a mixture of CoFe ₂ O ₄ /BaTiO ₃ particles <i>A. A. Ignatov, O. V. Stolbov, Yu. L. Raikher, V. V. Rodionova</i>	585
Radiation changes of structure and magnetic properties of barium hexaferrite <i>E. D. Shipkova, N. S. Perov, R. A. Makaryin, A. Yu. Punda, V. E. Zhivulin, D. A. Vinnik, M. K. Salakhitdinova, E. M. Ibragimova, A. B. Granovsky</i>	591

Study of magnetic interactions in a composite with a mixture of γ -Fe ₂ O ₃ and CoFe ₂ O ₄ nanoparticles <i>V. G. Kolesnikova, V. D. Salnikov, A. S. Omelyanchik, V. V. Rodionova</i>	597
Enhancement of magnetoelectric response in composite based on polyvinylidene fluoride and cobalt ferrite suspension due to nanoparticle dispersion <i>P. A. Vorontsov, V. D. Salnikov, V. V. Savin, V. G. Kolesnikova, P. A. Ershov, V. V. Rodionova</i>	604
Influence of annealing underload on magneto-optical properties of iron-based nanocrystalline ribbons <i>A. M. Kharlamova, P. Y. Kozhevnikova, T. P. Kaminskaya, G. V. Kurlyandskaya, E. E. Shalygina</i>	609

Wave Phenomena: Physics and Applications

Low-frequency Raman spectroscopy of human hair keratins <i>E. I. Travkina, A. Yu. Chikishev, N. N. Brandt</i>	616
Algorithm for spatial-spectral data correction captured by a multispectral camera <i>A. A. Zolotukhina, A. S. Machikhin, A. V. Guryleva, G. V. Nesterov, V. V. Tedeeva</i>	621
Adequacy criteria for non-radiative limit in numerical studies of rarefied plasma <i>L. V. Borodachev</i>	627
Radiation spectra and the quality evaluation of a high-power laser diode when entering the operating mode <i>V. V. Bliznyuk, V. A. Parshin, A. G. Rzhanov, O. I. Semenova, A. E. Tarasov, N. A. Khlyntsev</i>	632
On the possibility of propagating a solitary electromagnetic wave in arbitrary directions in the plane of a two-dimensional graphene-based superlattice <i>S. Yu. Glazov, N. E. Mescheryakova, I. N. Fedulov</i>	637
The design of tunable acoustic metamaterials using scattering theory methods <i>K. V. Dmitriev, D. V. Smirnykh</i>	642
Hybridization of acoustic Tamm states and defective modes of one-dimensional phonon crystal <i>A. S. Zuev, S. Y. Vetrov, D. P. Fedchenko, I. V. Timofeev</i>	649
Features of acoustic wave propagation in narrow pipes of variable cross-section, allowing for the added mass <i>V. A. Gusev, K. O. Komarovskii</i>	654
Propagation of spin waves in nanoscale bonded ferrite films <i>V. V. Balaeva, D. V. Romanenko, M. A. Morozova</i>	660

Магнетизм и магнитные материалы

Редактор тематического выпуска
докт. физ.-мат. наук, проф. РАН **А. П. Пятаков**

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗЮВИТОВ ИМПАКТНОГО КРАТЕРА ЖАМАНШИН

© 2025 г. П. В. Харитонский¹, Е. А. Сетров², А. Ю. Ралин³,
Е. С. Сергиенко^{1,4}, К. Г. Гареев^{1,2,*}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук», Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
имени В.И. Ульянова (Ленина)», Санкт-Петербург, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Дальневосточный федеральный университет», Владивосток, Россия

⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный университет»

*E-mail: kggareev@etu.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

На основе согласованного теоретического моделирования с использованием двух независимых моделей, учитывающих возможную химическую неоднородность частиц и магнитостатическое взаимодействие между ними, рассчитаны гистерезисные характеристики и концентрации ферромагнитного материала в образцах зювитов импактного кратера Жаманшин, соответствующие экспериментальным данным.

Ключевые слова: зювиты, микромагнитное моделирование, двухфазные частицы, магнитостатическое взаимодействие, суперпарамагнетизм, частотно-зависимая восприимчивость, наночастица, магнитометрия, магнетит, маггемит, гематит.

DOI: 10.31857/S0367676525040015, EDN: GSQUJI

ВВЕДЕНИЕ

Микромагнетизм — это макроскопическая теория, описывающая процессы намагничивания на масштабах длины в диапазоне от нескольких нанометров и более, когда можно не учитывать дискретность спинов и считать намагниченность непрерывной функцией координат. Благодаря этому можно сократить количество расчетов за счет замены учета огромного количества спинов на существенно меньшее количество конечных элементов. Теория микромагнетизма началась со статьи Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [1], в которой впервые был предложен принцип минимизации полной свободной магнитной энергии. Детально принципы микромагнетизма изложены в работах У. Ф. Брауна (см., например, [2]). В настоящее время существует большое количество программных пакетов, например, таких как «OOMMF» [3], «mumax³» [4] и «Fidimag» [5], предназначенных для решения обширного класса задач микромагнетизма [6].

Авторами настоящей статьи ранее были разработаны две независимые микромагнитные модели: модель однодоменных частиц с эффективной спонтанной намагниченностью (ОДЭН) [7, 8] и модель двухфазных химически неоднородных частиц (ДФ) [9, 10], на основе которых были созданы программы для микромагнитного моделирования [11, 12]. Данные модели успешно прошли верификацию на различных природных и искусственных объектах (см., например, [13–19]). Основным преимуществом обеих моделей является ускорение расчетов, поскольку практически все сложные для вычислений выражения рассчитаны аналитически в общем виде [7, 9, 20].

В настоящей работе объектом микромагнитного моделирования являются зювиты, представляющие собой разновидность горных пород импактного происхождения, возникших в результате высокоскоростного соударения Земли с малым космическим телом. В отличие от других ударных пород, таких как литические брекчии или импактные стекла (см., например, [21]), зю-

виты представляют собой полимиктовые брекчии, содержащие смесь обломочного материала и фрагменты расплавленных горных пород мишени (до 10–15% и больше) [22, 23, 17].

Ударная структура Жаманшин расположена в Северном Приаралье (Казахстане, 48.37° с.ш., 60.94° в.д.), диаметр доэрозионного периода ~13.5 км, возраст — 0.91 ± 0.14 млн лет [24]. Ранее было показано, что импактиты Жаманшина (иргизиты, жаманшиниты, тагамиты и зювиты) в географически различных частях кратера различаются по текстуре и химическому составу, что свидетельствует об отсутствии глобального перемещения пород мишени во время ударного события [25].

В работе [17] исследовались магнитные свойства четырех образцов зювитов из импактной структуры Жаманшин: три из восточной части кратера (образцы ZSU-1, ZSU-2 и ZSU-3) и один из северной (образец 17-135). Были проведены теоретические расчеты гистерезисных характеристик с использованием модели магнитостатически взаимодействующих однодоменных частиц с эффективной спонтанной намагниченностью. Это позволило выявить несколько особенностей исследованных объектов, включая химическую неоднородность и кластерное распределение частиц оксидов железа, и показать, что магнитная вязкость образцов зювитов в основном обеспечивается частицами в суперпарамагнитном состоянии.

Целью настоящей работы является согласованное моделирование гистерезисных характеристик этих же образцов зювитов на основе модели ДФ и модифицированной модели ОДЭН [26]. Под согласованным моделированием подразумевается теоретический расчет гистерезисных характеристик образцов по двум независимым моделям с учетом экспериментальных данных: размеры и массы образцов, намагниченность насыщения и остаточная намагниченность насыщения, коэрцитивная сила и коэрцитивная сила по остаточной намагниченности, структурный и фазовый состав.

ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

В работах [16, 27] для описания магнитных состояний химических неоднородных частиц использовалась модель двухфазных магнитостатически взаимодействующих частиц. Рассматривался ансамбль кубических частиц с характерным размером a и объемами фаз: $(1 - \epsilon)a^3$ — «сильномагнитная» фаза и ϵa^3 — «слабомагнитная» фаза. Оси легкого намагничивания фаз считались параллельными межфазной границе. Тогда в отсутствие внешнего поля магнитные моменты в фазах либо противоположны по направлению, либо их направления совпадают. Приложение внешнего поля параллельно легким осям не увеличивает число возможных магнитных со-

стояний, но изменяет их относительные доли. В рамках модели ДФ можно рассчитать поля перемагничивания частиц и оценить гистерезисные характеристики образца в приближении равномерного распределения случайных полей взаимодействия.

Магнитостатическое взаимодействие даже при небольших объемных концентрациях ферромагнетика ($\approx 1\%$) может существенно влиять на процессы намагничивания [28]. Это тем более важно при неоднородном (кластерном) распределении частиц в образце, когда концентрация частиц в кластерах может быть значительно выше. Кроме того, взаимодействие приводит к блокированию магнитных моментов части суперпарамагнитных частиц, которые могут вносить вклад в остаточную намагниченность (см., например, [29]). Следовательно, необходимо учитывать параметры взаимодействия более строго, например, используя приближение среднего поля, для которого рассчитаны функции распределения случайных полей [7].

Введя понятие эффективной спонтанной намагниченности I_{eff} , которое позволяет феноменологически учесть магнитную и химическую неоднородность частиц, можно рассмотреть ансамбль условно «однодоменных» магнитостатически взаимодействующих частиц. В работах [14, 30] авторами статьи была проведена верификация модели ОДЭН для ансамбля синтезированных частиц состава «магнетит-титаномagnetит».

Для композитов состава «магнетит-титаномagnetит» были проведены согласованные расчеты гистерезисных характеристик с использованием обеих моделей ДФ и ОДЭН [31]. Это позволило, с одной стороны, учесть химическую неоднородность отдельных частиц и рассчитать их поля перемагничивания, а с другой стороны, более строго оценить влияние магнитостатического взаимодействия между частицами на процессы намагничивания. Применяя аналогичный подход с использованием модифицированной модели ОДЭН, рассчитаем гистерезисные характеристики образцов зювитов.

Экспериментальные данные для рассматриваемых образцов включают в себя [24]: 1) величины удельного магнитного момента насыщения M_s , остаточного удельного момента насыщения M_{rs} , коэрцитивной силы H_c и коэрцитивной силы по остаточной намагниченности H_{cr} , полученные при комнатной температуре на вибрационном магнитометре LakeShore 7410 (Lake Shore Cryotronics Inc., США) в максимальном поле 1.8 Тл (табл. 1); 2) величины магнитной восприимчивости χ на трех рабочих частотах (976, 3904 и 15616 Гц), измеренные с использованием моста восприимчивости MFK-1FA (AGICO, Чехия).

Таблица 1. Гистерезисные характеристики и величины FD-фактора образцов

Образец	M_s , эме/Г	M_{rs} , эме/Г	H_c , Э	H_{cr} , Э	M_{rs}/M_s	H_{cr}/H_c	fd , %
ZSU-1	0.71	0.11	139	318	0.16	2.3	10
ZSU-2	1.64	0.43	221	409	0.26	1.8	23
ZSU3	1.98	0.39	124	243	0.19	2.0	1
17-135	1.39	0.42	349	657	0.31	1.9	5

Таблица 2. Расчеты объемных долей C и средних размеров d_{mean} , соответствующих значениям fd в интервале от 0.5 до 23% ($C_{SP} = fd$), где M – математическое ожидание логнормального распределения

M	2.61	2.31	1.95	1.37	0.79	0.14	0.06
C_{SP} , %	0.5	1.0	2.0	5.0	10.0	20.0	23.0
C_{bSP} , %	6.1	8.1	10.3	13.4	14.7	12.9	11.9
C_{SD} , %	44.7	44.1	42.5	38.1	32.0	22.2	19.6
C_{PSD} , %	48.6	46.6	44.7	42.3	40.0	34.2	31.8
C_{MD} , %	0.1	0.2	0.4	1.3	3.4	10.8	13.6
d_{mean} , нм	34	33	31	28	23	13	10

Известно, что наличие частотной зависимости магнитной восприимчивости χ указывает на присутствие суперпарамагнитных частиц в образцах и позволяет оценить максимально возможные значения доли этих частиц (см., например, [32, 33]). Используя значения магнитной восприимчивости на верхней χ_h и нижней частотах χ_l в слабом поле, можно рассчитать величину FD-фактора (Frequency Dependence), значение которого fd (табл. 1) коррелирует с долей суперпарамагнитных частиц в ферромагнитной фракции образца [15, 34]:

$$fd = \frac{\chi_l - \chi_h}{\chi_l \lg(f_h/f_l)} \cdot 100\%. \quad (1)$$

Значения магнитогранулометрических отношений M_{rs}/M_s и H_{cr}/H_c показывают, что в основном частицы находятся в одно- и малодоменном состоянии [35]. В то же время, значение FD-фактора показывает, что в образцах присутствует фракция, соответствующая истинно суперпарамагнитным частицам.

В модели ОДЭН, используя логнормальное распределение частиц по объему [35, 36] и задавая диапазоны размеров частиц в различных магнитных состояниях [15], можно рассчитать доли и средние размеры частиц в выбранных диапазонах. Плотность вероятности логнормального распределения записывается как:

$$\varphi(x) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln(x/\alpha))^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2)$$

где $x = v/v_p$ – отношение объема частицы к среднему объему, σ – стандартное отклонение и α – среднее значение соответствующего распределения Гаусса. При моделировании рассматривают-

ся пять диапазонов размеров зерен, соответствующие разным магнитным состояниям: истинно суперпарамагнитные (SP), заблокированные суперпарамагнитные (bSP), однодоменные (SD), псевдооднодоменные (PSD) и многодоменные (MD) частицы с соответствующими диаметрами частиц приблизительно в интервалах 0–18, 18–25, 25–40, 40–100 и 100–500 нм. Максимально возможное содержание частиц в истинно суперпарамагнитном состоянии составляет от нескольких до десятков процентов (см. значение fd в табл. 1)

Введем относительные доли частиц, соответствующие указанным выше магнитным состояниям: n_{sp} , n_{bsp} , n_{sd} , n_{psd} и n_{md} . Относительная доля каждой группы записывается как:

$$n = \int_{x_1}^{x_2} \varphi(x) dx / \int_{x_{min}}^{x_{max}} \varphi(x) dx, \quad (3)$$

где x_1 и x_2 – нижняя и верхняя границы диапазона объемов данной группы частиц соответственно, $x_{min}(d = 0)$ и $x_{max}(d = 500 \text{ нм})$ – минимальный и максимальный относительные объемы частиц соответственно. В табл. 2 приведены относительные вклады частиц в различных магнитных состояниях в объемную концентрацию ферромагнетика образца, соответствующие различным возможным значениям FD-фактора и, следовательно, различным средним значениям размера частиц d_{mean} . Наилучшее согласие с экспериментальными данными было получено для характерного размера частицы $d_p = 25 \text{ нм}$ (соответствует безразмерному математическому ожиданию $M = 1$) и достаточно узкого распределения с безразмерным среднеквадратическим отклонением, равным 3.

Используя результаты табл. 2, были проведены согласованные расчеты по двум моделям ДФ

и ОДЭН. Исходя из экспериментальных значений M_s и M_{rs} и предполагаемого состава частиц, в модели ОДЭН задается предварительный диапазон значений эффективной спонтанной намагниченности насыщения I_{seff} и рассчитываются объемная концентрация ферромагнетика C_f и эффективная спонтанная намагниченность I_{rseff} по остаточной намагниченности с учетом максимального значения FD-фактора для каждого образца. А в модели ДФ рассчитываются поля перемагничивания H_0 частиц того же состава, соответствующие экспериментальным значениям коэрцитивной силы по остаточной намагниченности H_{cr} , что позволяет связать величину fd со степенью окисления ϵ через средний размер частицы d_{mean} . В обеих моделях частицы считаются кристаллографически одноосными, т.е. $H_0 = 2K_u/I_s$, где K_u – эффективная константа кристаллографической анизотропии, I_s – спонтанная намагниченность частицы (фазы).

В табл. 3 приведены результаты моделирования, соответствующие предполагаемому составу двухфазных частиц типа «магнетит/маггемит–гематит».

Сравнительный анализ полученных значений I_{seff} и I_{rseff} (табл. 3) с учетом приближения $H_0 = H_{cr}$ и соответствующих значений спонтанных намагниченностей и констант анизотропии магнетита ($I_s = 480$ эме/см³, $K_u = 1.3 \times 10^5$ эрг/см³), маггемита ($I_s = 390$ эме/см³, $K_u = 4.6 \times 10^4$ эрг/см³)

и гематита ($I_s = 3$ эме/см³, $K_u = 4 \times 10^4$ эрг/см³) [37, 38] позволяет сделать выводы о вероятном химическом составе и магнитном состоянии частиц. Образцы ZSU-1 и ZSU-3 содержат частицы ближе к составу «маггемит–гематит», а образцы ZSU-2 и 17-135 – «магнетит–гематит». Во всех образцах основной вклад в магнитные свойства дают однодоменные и псевдооднодоменные химически неоднородные частицы. Наиболее заметная фракция суперпарамагнитных частиц присутствует в образце ZSU-2 (порядка 25–35%), что проявляется в существенном занижении среднего размера частиц (см. табл. 2 и 3). Объемная концентрация ферромагнетика в образцах имеет порядок 10^{-3} – 10^{-2} , а концентрация суперпарамагнитной фракции находится в диапазоне 10^{-5} – 10^{-4} (см. табл. 3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами выполнено согласованное теоретическое моделирование гистерезисных характеристик зювитов импактного кратера Жаманшин на основе двух независимых микромагнитных моделей, учитывающих возможную химическую и магнитную неоднородность частиц, а также магнитостатическое взаимодействие между ними. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Подход с использованием частотной зависимости магнитной восприимчивости позволяет оценить концентрации суперпарамагнитной

Таблица 3. Результаты расчета эффективной спонтанной намагниченности насыщения I_{seff} , эффективной спонтанной намагниченности I_{rseff} по остаточной намагниченности и объемной концентрации ферромагнетика C_f в образце по двум моделям. Выделены строки с наилучшим согласованием по двум моделям

Образец	Модель	fd (в %) / ϵ	I_{seff} , эме/см ³	I_{rseff} , эме/см ³	C_f , 10^{-3}
ZSU-1	ОДЭН	2–10%	200	33–36	5.6
			300	49–54	3.7
			400	66–72	2.8
	ДФ	0.35–0.45	206–248	38–42	4.5–5.5
ZSU-2	ОДЭН	7–23%	200	59–71	12.5
			300	88–106	8.3
			400	117–142	6.2
	ДФ	0.01–0.35	312–475	114–152	5.3–8.0
ZSU-3	ОДЭН	0.1–1%	200	40	15.4
			300	60	10.3
			400	80–81	7.7
	ДФ	0.01–0.13	331–376	69–77	8.2–9.3
17-135	ОДЭН	1–5%	200	63–66	11.8
			300	95–99	7.8
			400	127–132	5.9
	ДФ	0.46–0.58	203–260	69–85	9.1–11.6

фракции в образцах, соответствующие значениям FD-фактора. Хотя объемная концентрация суперпарамагнитных частиц в образцах невелика (порядка 10^{-5} – 10^{-4}), но ее учет при моделировании дает возможность установить параметры логнормального распределения частиц по объемам и предполагаемое распределение частиц по магнитным состояниям.

Сравнительный анализ полученных значений эффективных спонтанных намагниченностей и полей перемагничивания позволил сделать выводы о химическом составе (магнетит–гематит, маггемит–гематит) и магнитном состоянии частиц (преимущественно однодоменные и псевдооднодоменные), а также определить объемные концентрации ферритмагнетика в образцах.

Экспериментальные исследования проведены с использованием оборудования ресурсных центров Научного парка СПбГУ: «Геомодель», «Инновационные технологии композитных наноматериалов».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Landau L.D., Lifshitz E.M. // Phys. Z. Sowjetunion. 1935. V. 8. No. 1. P. 153.
2. Браун У.Ф. Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 159 с.
3. <https://math.nist.gov/oommf/doc/userguide20b0/userguide.pdf>.
4. <https://mumax.github.io>.
5. <https://github.com/computationalmodelling/fidimag>.
6. Leliaert J., Mulders J. // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. No. 18. Art. No. 180901.
7. Альмиев А.С., Ралин А.Ю., Харитонский П.В. // ФММ. 1994. Т. 78. № 1. С. 28; Al'miev A.S., Ralin A.Yu., Kharitonskij P.V. // Phys. Metals. Metallogr. 1994. V. 78. No. 1. P. 16.
8. Игнатъев А.Р., Харитонский П.В. // Поверхность. 1996. № 6. С. 68.
9. Ралин А.Ю., Харитонский П.В. // ФММ. 1994. Т. 78. № 3. С. 38; Ralin A.Yu., Kharitonskij P.V. // Phys. Metals. Metallogr. 1994. V. 78. No. 3. P. 34.
10. Афремов Л.Л., Ралин А.Ю., Харитонский П.В. // Изв. РАН. Физ. Земли. 1995. № 6. С. 80; Afremov L.L., Ralin A.Yu., Kharitonskiy P.V. // Izv. Phys. Solid Earth. 1996. V. 31. P. 533.
11. Харитонский П.В., Сетров Е.А., Шейдаев Т.С. Микромагнитное моделирование ансамблей двухфазных химически неоднородных наночастиц с бесконечно тонкой межфазной границей. Свид. о гос. рег. прогр. для ЭВМ № 2023666690. 2023.
12. Харитонский П.В., Сетров Е.А., Ралин А.Ю. Моделирование магнитных гистерезисных характеристик на основе модели магнитостатически взаимодействующих частиц с эффективной спонтанной намагниченностью. Свид. о гос. рег. прогр. для ЭВМ № 2024660027. 2024.
13. Харитонский П.В., Фролов А.М., Руднев В.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 10. С. 1465; Kharitonskii P.V., Frolov A.M., Rudnev V.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. No. 10. P. 1404.
14. Kharitonskii P., Kirillova S., Gareev K. et al. // IEEE Trans. Magn. 2020. V. 56. Art. No. 7200209.
15. Kharitonskii P., Bobrov N., Gareev K. et al. // J. Magn. Mater. 2022. V. 553. Art. No. 169279.
16. Kharitonskii P., Zolotov N., Kirillova S. et al. // Chinese J. Phys. 2022. V. 78. P. 271.
17. Bobrov N.Yu., Sergienko E.S., Yanson S.Yu. et al. // In: International Conference and School – Problems of Geocosmos. Chapter 7. Cham: Springer, 2023. P. 1.
18. Kharitonskii P., Sergienko E., Ralin A. et al. // Magnetochemistry. 2023. V. 9. No. 10. Art. No. 220.
19. Сергиенко Е.С., Янсон С.Ю., Гареев К.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 4. С. 609; Sergienko E.S., Janson S.Yu., Gareev K.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 4. P. 523.
20. Харитонский П.В., Фролов А.М. // Изв. вузов. Физика. 2010. Т. 53. № 3–2. С. 197.
21. Сергиенко Е.С., Янсон С.Ю., Костеров А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 11. С. 1446; Sergienko E.S., Janson S.Y., Kostrov A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 11. P. 1317.
22. Фельдман В.И., Глазовская Л.И. Импактитогенез: учебное пособие. М.: Книжный дом «Университет», 2018. 151 с.
23. Siegert S., Hecht L. // Meteorit. Planet. Sci. 2019. V. 54. No. 10. P. 2409.
24. Schmieder M., Kring D.A. // Astrobiology. 2020. V. 20. No. 1. P. 91.
25. Sergienko E.S., Yanson S.Yu., Kostrov A. et al. // IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci. 2021. V. 666. Art. No. 042080.
26. Kharitonskii P.V., Setrov E.A., Ralin A.Yu. // Mater. Phys. Mech. 2024. V. 52. No. 2. P. 142.
27. Харитонский П.В., Аникиева Ю.А., Золотов Н.А. и др. // ФТТ. 2022. Т. 64. № 9. С. 1323.
28. Щербаков В.П. // ФММ. 1979. Т. 48. № 6. С. 1134.
29. Афремов Л.Л., Белоконов В.И., Харитонский П.В. // Изв. АН СССР. Физ. Земли. 1988. № 5. С. 116.
30. Харитонский П.В., Костеров А.А., Гурьев А.К. и др. // ФТТ. 2020. Т. 62. № 9. С. 1527; Kharitonskii P.V., Kostrov A.A., Gurylev A.K. et al. // Phys. Sol. State. 2020. V. 62. P. 1691.
31. Харитонский П.В., Гареев К.Г., Ралин А.Ю., Сергиенко Е.С. // ФММ. 2023. Т. 124. № 1. С. 49; Kharitonskii P.V., Gareev K.G., Ralin A.Yu., Sergienko E.S. // Phys. Metals. Metallogr. 2023. V. 124. No. 1. P. 46.
32. Eyre J.K. // Geophys. J. Int. 1997. V. 129. No. 1. P. 209.
33. Egli R. // Geophys. J. Int. 2009. V. 177. No. 2. P. 395.
34. Dearing J.A., Dann R.J.L., Hay K. et al. // Geophys. J. Int. 1996. V. 124. No. 1. P. 228.
35. Kirshvink J.L. Magnetite Biomineralization and Magnetoreception in Organisms. A New Biomagnetism. N.Y.: Plenum Press, 1985. 287 p.
36. Fujihara A., Tanimoto S., Yamamoto H., Ohtsuki T. // J. Phys. Soc. Japan. 2018. V. 87. No. 3. Art. No. 034001.
37. Багин В.И., Гендлер Т.С., Авилова Т.Е. Магнетизм α -окислов и гидроокислов железа. М.: ИФЗ АН СССР, 1988. 180 с.
38. Dunlop D.J., Ozdemir O. Rock Magnetism: Fundamentals and Frontiers. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 573 p.

Micromagnetic modeling of hysteresis characteristics of suevites of the Zhamanshin impact crater

P. V. Kharitonskii^a, E. A. Setrov^b, A. Yu. Ralin^c, E. S. Sergienko^{a,d}, K. G. Gareev^{a,b,*}

^a*Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021 Russia*

^b*St. Petersburg Electrotechnical University "LETI", St. Petersburg, 197022 Russia*

^c*Far Eastern Federal University, Vladivostok, 690922 Russia*

^d*St. Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia*

**e-mail: kggareev@etu.ru*

On the basis of coordinated theoretical modelling using two independent models that take into account possible chemical inhomogeneity of particles and magnetostatic interaction between them, we calculated the hysteresis characteristics of suevites of the impact crater Zhamanshin corresponding to the experimental data and estimated the concentrations of ferrimagnetic particles in the samples.

Keywords: suevites, micromagnetic modeling, two-phase particles, magnetostatic interaction, superparamagnetism, frequency-dependent susceptibility, nanoparticle, magnetometry, magnetite, maghemite, hematite

ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ НАНОСТРУКТУР Ta/FeMn/Ta, Ta/Dy/Ta и Ta/CoFe/Ta, ОБУСЛОВЛЕННОЕ СПИНОВЫМ ЭФФЕКТОМ ХОЛЛА

© 2025 г. Р. С. Заворницын^{1,2,*}, Л. И. Наумова^{1,2}, М. А. Миляев^{1,2},
И. К. Максимова¹, В. В. Проглядо¹, В. В. Устинов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук», Екатеринбург, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», Институт естественных наук и математики, Екатеринбург, Россия

*E-mail: zavornitsyn@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Для наноструктур Ta/Fe₅₀Mn₅₀/Ta, Ta/Dy/Ta и Ta/Co₉₀Fe₁₀/Ta, приготовленных методом магнетронного напыления, обнаружено положительное продольное магнитосопротивление, обусловленное спиновым эффектом Холла. Различия в величине магнитосопротивления и форме магниторезистивных кривых, полученных для наноструктур со слоями металлов с различными типами магнитного упорядочения, интерпретируется в предположении разной величины чисто спинового тока, инжектированного в слой магнетика.

Ключевые слова: магнитосопротивление, спиновый эффект Холла, спиновый ток, спиновая аккумуляция, β -тантал

DOI: 10.31857/S0367676525040024, EDN: GSTVRQ

ВВЕДЕНИЕ

Использование спиновой аккумуляции и спиновых токов для управления магнитным состоянием наноструктур путем передачи спинового момента в подсистему магнитоупорядоченного слоя (SOT — Spin-Orbit Torque) открывает перспективы создания устройств микроэлектроники, обладающих низким энергопотреблением [1–4]. Одним из механизмов создания неравновесной спиновой плотности и генерации спинового тока является спиновый эффект Холла (SHE — spin Hall effect) [5], который наиболее заметно проявляется в немагнитных металлах (НМ) с сильным спин-орбитальным взаимодействием (Pt, Ta, W). Электрический ток, протекающий в таком металле, приводит к появлению поперечного чисто спинового тока. При обратном эффекте (ISHE — inverse spin Hall effect) спиновый ток вызывает возникновение поперечного зарядового тока [6–8]. Исследование явлений чисто спиновой, квантовой природы: спинового эффекта Холла, а также SOT-эффекта, представляет собой сложную экспериментальную задачу из-за слабости регистрируемых магнитных и электрических сигналов.

В работе [9] М.И. Дьяконовым теоретически показано, что в пленках металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием существование неравновесной спиновой плотности можно обнаружить с помощью гальваномагнитных экспериментов. Электрический ток приводит к аккумуляции спиновой плотности вблизи границ пленки и, соответственно, спиновой диффузии от границ в глубину пленки. Этот спиновый ток за счет ISHE вызывает появление зарядового, направленного также, как и исходный электрический ток. При приложении внешнего магнитного поля спиновая аккумуляция у границ пленки подавляется и сопротивление образца возрастает. Этот вид продольного положительного магнитосопротивления был назван магнитосопротивлением Ханле (HMR — Hanle magnetoresistance), по аналогии с эффектом магнитооптики, и обнаружен экспериментально [10–12].

Другой тип магнитосопротивления (SMR — spin Hall magnetoresistance), обусловленный спиновым эффектом Холла, наблюдается в наноструктурах, которые содержат соседствующие слои ферромагнитного металла (ФМ) и немагнитного металла с сильным спин-орбитальным

взаимодействием. SMR проявляет себя в виде резкого изменения электросопротивления в области малых полей при перемагничивании ферромагнитного слоя и связан с процессами поглощения/отражения спинового тока на интерфейсе ФМ/НМ [13, 14]. Величина поглощенного или отраженного ферромагнитным слоем спинового тока зависит от взаимной ориентации магнитного момента ($\vec{M}$) ферромагнетика и вектора поляризации ($\vec{S}$) спинового тока, генерируемого в немагнитном слое. При ортогональной конфигурации ($\vec{M} \perp \vec{S}$) происходит поглощение спинового тока, а электросопротивление наноструктуры $R_{\perp}$ соответствует высокоомному состоянию. При коллинеарной конфигурации ($\vec{M} \parallel \vec{S}$) на интерфейсе ФМ/НМ происходит отражение спинового тока. В этом случае отраженный спиновый ток за счет ISHE приводит к уменьшению электросопротивления наноструктуры ($R_{\parallel}$). Таким образом, $R_{\perp} > R_{\parallel}$ [15].

Основными характеристиками материалов, в которых наблюдается SHE, являются спиновый угол Холла (Θ_{SH}), описывающий величину конверсии между зарядовым и спиновым током, а также длина спиновой диффузии, характеризующая расстояние, на котором затухает спиновый ток. В тонких пленках Ta обычно имеются две структурные аллотропные модификации: α -Ta, с объемно-центрированной кубической структурой, и β -Ta, обладающий тетрагональной кристаллической решеткой и большим удельным электросопротивлением. Из-за сравнительно большой величины Θ_{SH} β -Ta представляет интерес для синтеза наноструктур, магнитное состояние которых можно изменять при помощи электрического тока.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование гальваномагнитных свойств тонких пленок β -тантала, а также наноструктур, содержащих слои β -тантала и материалы с разными типами магнитного упорядочения. Различие в величине магнитосопротивления и форме магниторезистивных кривых, полученных для различных образцов, интерпретируется в предположении разной величины чисто спинового тока, инжектированного в слой магнетика.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Пленки β -Ta с толщинами $t_{Ta} = 4\text{--}57$ нм, наноструктуры Ta(4нм)/Fe₅₀Mn₅₀(2нм)/Ta(4нм), Ta(4нм)/Dy(t_{Dy})/Ta(4нм), где $t_{Dy} = 2, 10, 30$ нм, и Ta(4нм)/Co₉₀Fe₁₀(2нм)/Ta(4нм), изготовлены методом магнетронного напыления на подложках из стекла. Напыление проводилось при комнатной температуре и мощности 100 Вт. Давление рабочего газа (аргон) составляло 0.1 Па при базовом давлении остаточных газов в камере напыления около $5 \cdot 10^{-7}$ Па. Указанные условия напыления способствуют формированию в плен-

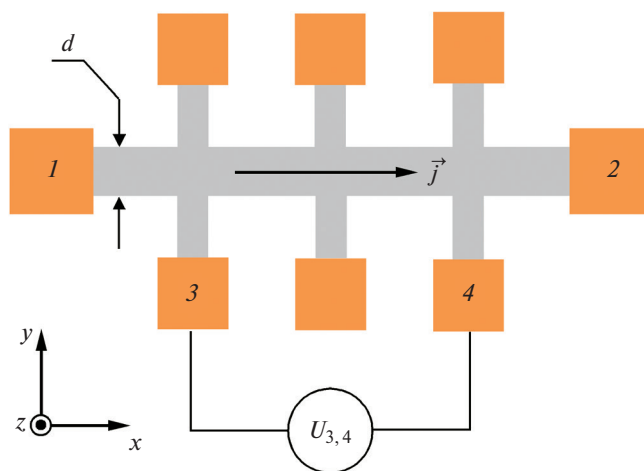


Рис. 1. Схематичное изображение микрообъекта в виде моста Холла.

ках тантала высокоомной аллотропной модификации β -тантала [16–18].

Микрообъекты в виде мостов Холла изготовлены с помощью фотолитографии (рис. 1). Ширина микрополосы $d \approx 200$ мкм, расстояние между токовыми контактами (1 и 2) ≈ 2700 мкм, расстояние между потенциальными контактами (3 и 4) ≈ 2200 мкм. Ось легкого намагничивания (ОЛН) перпендикулярна микрополосе (сонаправлена оси y). Полевые зависимости электросопротивления для исследуемых наноструктур измерены при коллинеарной конфигурации приложенного магнитного поля ($\vec{H}$) и направления электрического тока ($\vec{j}$) в интервале полей ± 20 кЭ в интервале температур 80–293 К.

Магнитосопротивление (MR) определяли как $[(R(H) - R(0))/R(0)] \cdot 100\%$ где $R(H)$ и $R(0)$ – сопротивление образцов в поле H и в поле $H = 0$, соответственно. Исследование микроструктуры было выполнено методом рентгеновской дифракции.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследование микроструктуры

На дифрактограммах, полученных от пленок тантала толщинами $t_{Ta} < 14$ нм, не наблюдается структурных пиков. При $t_{Ta} = 14$ нм появляется очень слабый рефлекс, интенсивность которого возрастает при увеличении толщины пленки до 30 нм (рис. 2). Этот пик соответствует семейству плоскостей (002) тетрагональной кристаллической структуры β -тантала. При $t_{Ta} = 57$ нм на дифрактограмме присутствуют рефлексы (002) и (004) тетрагональной структуры и слабый пик, близкий по расположению к рефлексам (202) β -Ta или (110) α -Ta. Ранее [19, 20] мы исследовали микроструктуру и электропроводность напыляемых в наших технологических условиях пленок тантала и обнаружили свойственные β -танталу тетрагональ-

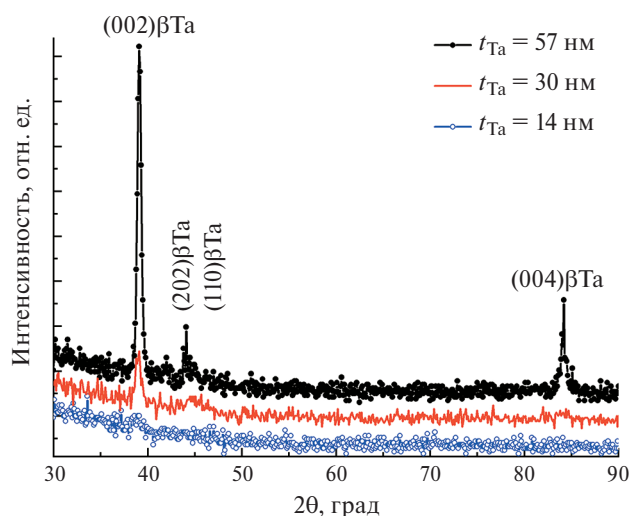


Рис. 2. Дифрактограммы, полученные для пленок тантала толщиной 14, 30 и 57 нм.

ную кристаллическую структуру, высокое удельное сопротивление и отрицательный температурный коэффициент сопротивления. Для настоящих исследований важно отметить, что для наноструктур Ta/FeMn/Ta, Ta/Dy/Ta и Ta/CoFe/Ta при понижении температуры электросопротивление возрастает, то есть средний для наноструктуры температурный коэффициент электросопротивления отрицателен.

Для исследования микроструктуры слоев диспрозия были получены дифрактограммы (рис. 3) от наноструктур Ta(4нм)/Dy(t_{Dy})/Ta(4нм), в которых слои тантала необходимы для защиты химически активного диспрозия.

Как показано выше, при толщине слоя 4 нм рефлексы от тантала не видны на дифрактограммах. На дифрактограмме полученной от образ-

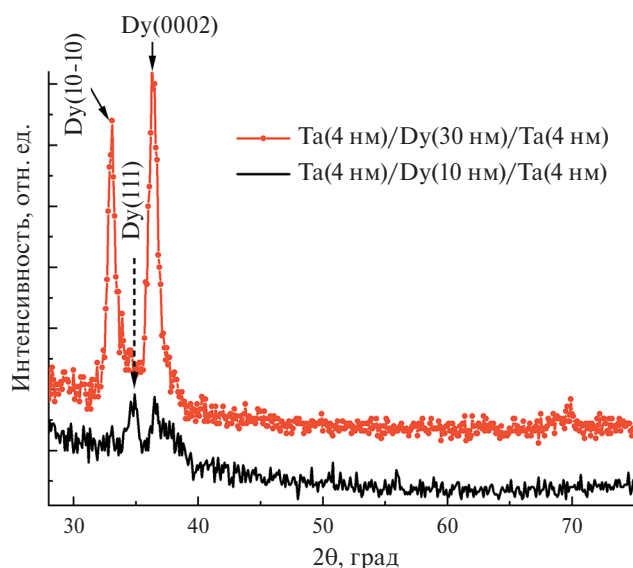


Рис. 3. Дифрактограммы, полученные для наноструктур Ta(4нм)/Dy(t_{Dy})/Ta(4нм) с толщиной диспрозия $t_{Dy} = 30$ и 10 нм.

ца со слоем диспрозия толщиной $t_{Dy} = 30$ нм имеются рефлексы (10–10) и (0002) гексагональной плотно упакованной (ГПУ) структуры диспрозия. При $t_{Dy} = 10$ нм на дифрактограмме имеются два слабых пика. Один из них принадлежит плоскостям (0002) ГПУ, а второй соответствует отражению от семейства плоскостей (111) границентрированной кубической (ГЦК) структуры. В пленках диспрозия, полученных магнетронным напылением на буферный слой тантала при комнатной температуре, формирование метастабильной ГЦК фазы близи буферного слоя наблюдали ранее [21, 22]. В этих работах показано, что магнитные свойства ГЦК фазы существенно отличаются от свойств объемного диспрозия и пленок, имеющих обычную ГПУ-структуру. В частности, переход в ферромагнитное состояние в ГЦК фазе диспрозия происходит при более высокой температуре, а формирование антиферромагнитного упорядочения подавляется за счет микронапряжений, обусловленных близостью буферного слоя тантала.

Таким образом, в пленках тантала толщиной 4 нм, согласно проведенным исследованиям микроструктуры и сделанным ранее оценкам электропроводности, формируется высокоомная модификация β -Ta. Для слоев диспрозия в составе наноструктуры Ta(4нм)/Dy(2нм)/Ta(4нм) на основании проведенных дифрактометрических исследований и данных [21, 22] о магнитных свойствах ГЦК фазы можно сделать вывод о том, что в диспрозии имеется обладающая ГЦК структурой фаза. В этом случае возможен переход из парамагнитного в ферромагнитное состояние при температуре значительно выше точки Кюри объемного диспрозия и без формирования антиферромагнитного упорядочения.

Продольное магнитосопротивление наноструктур Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta

В исследуемом интервале температур слой антиферромагнетика FeMn в составе наноструктуры Ta(4нм)/FeMn(2нм)/Ta(4нм) из-за малой толщины может содержать некомпенсированные магнитные моменты, которые подвержены воздействию внешнего магнитного поля [23]. Согласно данным работы [24], в наноструктуре Ta(4нм)/Dy(2нм)/Ta(4нм) слой диспрозия находится в парамагнитном состоянии. Тем не менее, в случае перехода имеющейся в диспрозии кубической фазы в ферромагнитное состояние [21, 22], возможно появление ненулевого магнитного момента и, соответственно изменения магнитного состояния наноструктуры Ta/Dy/Ta под действием поля.

Полевые зависимости магнитосопротивления были получены при различных фиксированных температурах для структур Ta(4нм)/FeMn(2нм)/Ta(4нм) и Ta(4нм)/Dy(2нм)/Ta(4нм), а также для отдельных пленок тантала толщиной 4 нм. Поле

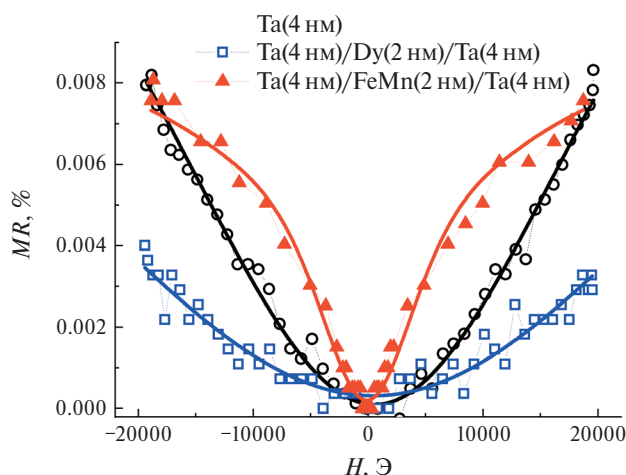


Рис. 4. Полевые зависимости продольного магнитосопротивления для пленки β -Ta(4 нм), а также трехслойных структур Ta(4 нм)/FeMn(2 нм)/Ta(4 нм) и Ta(4 нм)/Dy(2 нм)/(4 нм) при $T = 90$ К.

было приложено в плоскости пленки, параллельно току и перпендикулярно вектору антиферромагнетизма в слое FeMn. На рис. 4 приведены полевые зависимости магнитосопротивления при $T = 90$ К.

Магнитосопротивление тонкой пленки β -Ta(4 нм) увеличивается с ростом внешнего магнитного поля. Это обусловлено подавлением спиновой аккумуляции на границах β -Ta (магнитосопротивление Ханле). В работе [20] были проведены экспериментальные и теоретические исследования магнитосопротивления Ханле в свободных пленках β -Ta различной толщины. Было показано, что величина продольного магнитосопротивления существенно зависит от условий спиновой аккумуляции на границах пленки.

В структурах Ta/FeMn/Ta, и Ta/Dy/Ta одна из границ каждого слоя β -Ta(4 нм) соседствует с магнетиками FeMn(2 нм) или Dy(2 нм), имеющими разное магнитное упорядочение. Соответственно, условия для спиновой диффузии через интерфейс между танталом и соседним слоем и для аккумуляции спиновой плотности на границах слоев Ta различны для Ta/FeMn/Ta, и Ta/Dy/Ta.

Магниторезистивные кривые структуры Ta/FeMn/Ta и пленки β -Ta отличаются по форме, однако величины максимального магнитосопротивления в поле 20 кЭ практически совпадают (рис. 4). Если рассматривать слои β -Ta(4 нм) в указанной наноструктуре как два параллельных проводника, без учета эффектов на границе с другим магнетиком, то величина их суммарного относительного магнитосопротивления равна относительному магнитосопротивлению одной свободной пленки β -Ta(4 нм). Мосты Холла литографически были изготовлены так, что при прохождении тока вектор спиновой поляризации на границе слоя тантала коллинеарен вектору антиферромагнетизма в слое FeMn.

В таком случае, спиновый ток, возникший в β -Ta за счет SHE, преимущественно отражается на интерфейсах Ta/FeMn. Если это отражение происходит без переворота спина, то спиновая плотность на границах β -Ta возрастает. Эти рассуждения согласуются с тем, что в полях менее 20 кЭ магнитосопротивление структуры Ta/FeMn/Ta больше, чем для изолированной пленки Ta.

Из-за малой толщины слоя магнитные подрешетки в антиферромагнетике сформированы не полностью, и возрастающее магнитное поле деформирует их. При этом изменяются условия отражения/прохождения спинового тока через интерфейс Ta/FeMn и переворота спина при отражении, а крутизна зависимости $MR(H)$ уменьшается. В работе [25] близкие по форме магниторезистивные кривые были получены для двухслойных наноструктур FeMn/Pt, в которых также соседствуют слой антиферромагнетика и металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

В наноструктуре Ta(4 нм)/Dy(2 нм)/Ta(4 нм) угол отклонения вектора спиновой поляризации электронов проводимости от локальных магнитных моментов в парамагнитном Dy варьируется в широком диапазоне. Соответственно, большая часть спинового тока проходит через интерфейсы Ta/Dy, что уменьшает спиновую аккумуляцию на границах β -Ta и, соответственно, магнитосопротивление Ханле. Эти рассуждения согласуются с экспериментальными результатами: для Ta(4 нм)/Dy(2 нм)/Ta(4 нм) полученные величины магнитосопротивления значительно меньше, чем для пленки β -Ta и структуры Ta/FeMn/Ta (рис. 4).

Температурные зависимости магнитосопротивления Ханле для наноструктур Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta

Полевые зависимости продольного магнитосопротивления были измерены при различных фиксированных температурах в температурном интервале 80–293 К. В исследуемом интервале полей от –20 до 20 кЭ ни одна из зависимостей $MR(H)$ не достигла насыщения, поэтому величину максимального магнитосопротивления оценивали, как магнитосопротивление в поле $H = 20$ кЭ. Полученные температурные зависимости максимального магнитосопротивления $MR(20\text{ кЭ})$ показаны на рис. 5. Максимальное магнитосопротивление пленки β -Ta(4 нм) монотонно уменьшается с ростом температуры. Аналогичные зависимости наблюдались также для тонких пленок платины [10, 11]. Вероятным объяснением уменьшения магнитосопротивления при росте температуры является уменьшение времени спиновой релаксации и, соответственно, длины спиновой диффузии.

Для структуры Ta/FeMn/Ta также наблюдается монотонное уменьшение максимального магни-

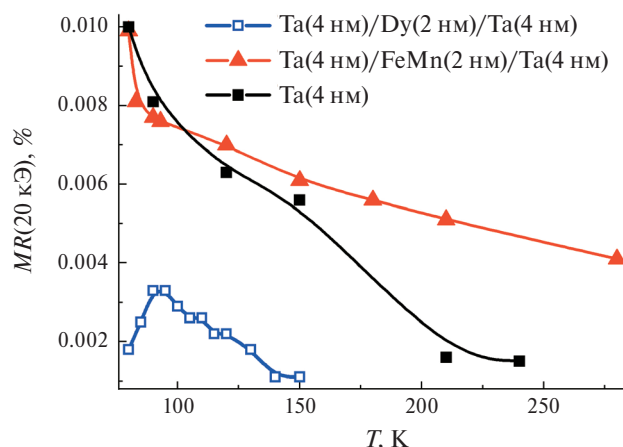


Рис. 5. Температурные зависимости максимального продольного магнитосопротивления для пленки β -Ta(4 нм), а также трехслойных структур Ta(4 нм)/FeMn(2 нм)/Ta(4 нм) и Ta(4 нм)/Dy(2 нм)/(4 нм).

тосопротивления Ханле при повышении температуры, однако, в этом случае наклон зависимости меньше, чем для свободной пленки β -Ta.

Для структуры Ta/Dy/Ta характер зависимости максимального магнитосопротивления от температуры качественно отличается от зависимостей, полученных для β -Ta и наноструктуры Ta/FeMn/Ta. При $T > 90$ К с понижением температуры магнитосопротивление возрастает, что логично объясняется увеличением времени спиновой релаксации и длины спиновой диффузии. Однако при $T < 90$ К понижение температуры сопровождается не возрастанием, а уменьшением величины максимального магнитосопротивления. Возможным объяснением является то, что вблизи $T \approx 90$ К в ГЦК-фазе слоя диспрозия начинается формирование ферромагнитного упорядочения [21, 22]. Локальные магнитные моменты в диспрозии выстраиваются вдоль приложенного магнитного поля и, соответственно, перпендикулярно вектору спиновой поляризации ($\vec{M} \perp \vec{S}$). При этом спиновый ток проходит через интерфейсы Ta/Dy, а спиновая аккумуляция на границах слоя β -Ta и магнитосопротивление Ханле в наноструктуре Ta/Dy/Ta снижаются. Отметим, что спиновый эффект Холла в слоях Ta, окружающих диспрозии, приводит к аккумуляции электронов с противоположными спинами вблизи противоположных границ слоя Dy. Совокупность такого характера неравновесности спиновой плотности и высокой проницаемости интерфейсов Ta/Dy для спинового тока с большой вероятностью может приводить к интенсивной спиновой диффузии через слой диспрозия в наноструктуре Ta/Dy/Ta.

Продольное магнитосопротивление наноструктур Ta/CoFe/Ta

Отдельно остановимся на экспериментальных исследованиях гальваномагнитных свойств на-

нотруктуры, содержащей соседствующие слои немагнитного металла β -Ta и ферромагнитного сплава $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$.

На рис. 6 приведена полевая зависимость продольного магнитосопротивления и электросопротивления для наноструктуры Ta(4 нм)/CoFe(2 нм)/Ta(4 нм) при $T = 83$ К.

На кривой заметен слабый рост электросопротивления образца ($MR \approx 10^{-3} \%$) при увеличении поля от 0 до 20 кЭ. Данное явление связано с подавлением спиновой аккумуляции электронов во внешнем магнитном поле и может быть интерпретировано как магнитосопротивление Ханле. Также обращает на себя внимание резкое уменьшение электросопротивления ($MR \approx 10^{-2} \%$) структуры Ta/CoFe/Ta в области малых полей, что связано с изменением условий для спиновой аккумуляции в слоях β -Ta в силу их соседства с ферромагнитным слоем CoFe. Подобный характер изменения электросопротивления обусловлен процессом перемагничивания магнитного момента $\vec{M}$ ферромагнитного слоя CoFe и может быть интерпретирован как SMR (рис. 7).

Протекающий в плоскости образца зарядовый ток (коллинеарный оси x) за счет SHE индуцирует чисто спиновый ток, коллинеарный оси z . Это приводит к тому, что на границах нанослоев Ta осуществляется спиновая аккумуляция электронов со спиновой поляризацией $\vec{S}$ (коллинеарной оси y). При этом, на интерфейсах Ta/CoFe происходит межфазное спиновое смешивание и часть спинового тока поглощается слоем ферромагнетика CoFe. Величина поглощенного спинового тока максимальна в случае ортогональной ориентации намагниченности $\vec{M}$ и спиновой поляризации аккумулярованных электронов $\vec{S}$ ($\vec{M} \perp \vec{S}$). Такая конфигурация реализуется в полях $|\vec{H}| > 50$ Э. По мере уменьшения $|\vec{H}|$ до $H \approx 0$

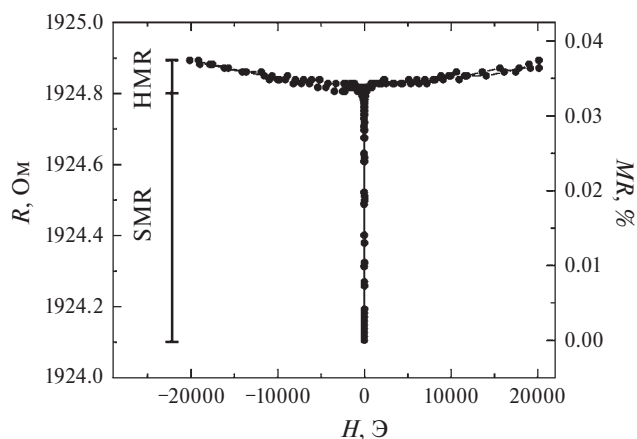


Рис. 6. Зависимость $R(H)$ и $MR(H)$ для структуры Ta(4 нм)/CoFe(2 нм)/Ta(4 нм) при $T = 83$ К. Схематически обозначены вклады HMR и SMR в магнитосопротивление образца.

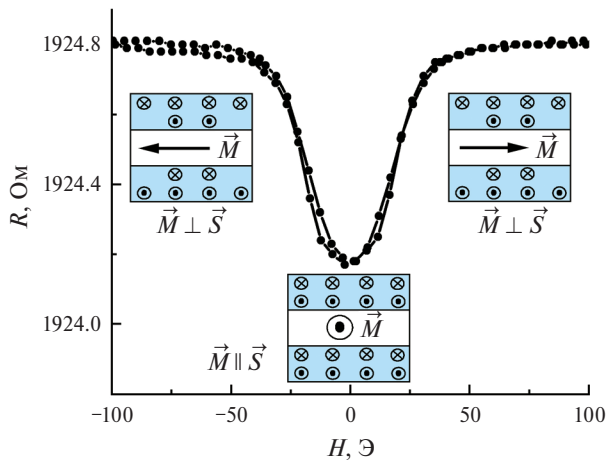


Рис. 7. Зависимость $R(H)$ для наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) в интервале полей ± 100 Э при $T = 83$ К. Вставка: схематичное изображение наноструктуры Ta/CoFe/Ta, магнитного момента $\vec{M}$ ферромагнитного слоя CoFe и спиновой поляризации $\vec{S}$ аккумулярованных электронов в Ta.

конфигурация $\vec{M}$ и $\vec{S}$ меняется с ортогональной на коллинеарную ($\vec{M} \parallel \vec{S}$). В этом случае величина поглощенного спинового тока минимальна, что за счет ISHE способствует уменьшению электросопротивления слоев Ta.

Стоит отметить, что в случае измерения продольного магнитосопротивления структуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) можно ожидать наблюдения не только HMR и SMR, но и анизотропного магнитосопротивления (AMR — anisotropic magnetoresistance). Максимальное значение AMR наблюдается при коллинеарности векторов намагниченности $\vec{M}$ и плотности электрического тока $\vec{j}$, а минимальное — при ортогональности $\vec{M}$ и $\vec{j}$.

Для того, чтобы исключить вклад анизотропного магнитосопротивления в общее магнитосопротивление структуры Ta/CoFe/Ta, при $T = 83$ К была измерена полевая зависимость электросопротивления при ориентации внешнего магнитного поля ортогонально плоскости пленки ($\vec{H}_z$). Ожидается, что при такой постановке эксперимента, как и в случае измерения продольного магнитосопротивления ($\vec{H}_x$), мы будем наблюдать HMR и SMR, поскольку реализуются конфигурации $\vec{H} \perp \vec{S}$ и $\vec{M} \perp \vec{S}$, соответственно. При этом вклад AMR в общее магнитосопротивление образца будет минимальным ($\vec{M} \perp \vec{j}$).

На рис. 8 представлены полевые зависимости электросопротивления и магнитосопротивления для наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм), измеренные при ориентациях внешнего магнитного поля вдоль координатных осей x и z . При увеличении $|\vec{H}|$ от 0 до 20 кЭ на полевой зависи-

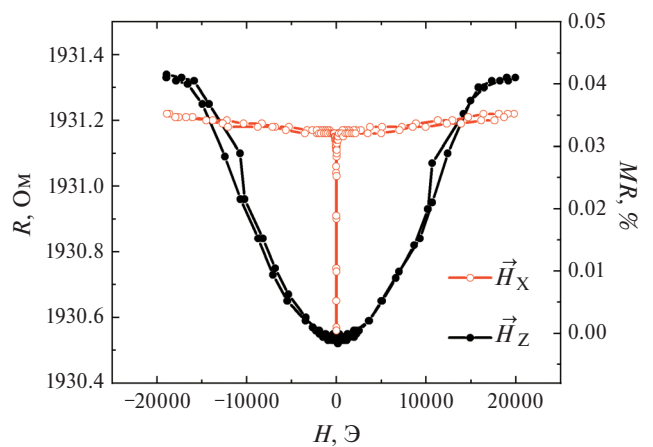


Рис. 8. Зависимости $R(H)$ и $MR(H)$ для наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) при ориентации внешнего магнитного поля вдоль осей x и z .

мости продольного магнитосопротивления можно выделить два участка — резкий рост магнитосопротивления, обусловленный перемагничиванием ферромагнитного CoFe(2нм) в плоскости, и последующий слабый рост магнитосопротивления при увеличении магнитного поля, связанный с подавлением спиновой аккумуляции в слоях Ta.

Для ориентации магнитного поля ортогонально плоскости пленки наблюдается монотонное увеличение электросопротивления при увеличении внешнего магнитного поля. Вероятно, форма магниторезистивной кривой обусловлена выходом из плоскости пленки магнитного момента ферромагнитного слоя CoFe(2нм) и действием размагничивающих полей, а конфигурация $\vec{M} \perp \vec{S}$, необходимая для наблюдения максимального значения SMR, реализуется в полях $|\vec{H}| > 15$ кЭ. В данной ситуации сложнее разделить вклады HMR и SMR из-за особенностей перемагничивания CoFe(2нм). Однако, важно отметить, при $H \approx 0$ электросопротивление образца при $\vec{H}_x$ и $\vec{H}_z$ было одинаково, а максимальная величина магнитосопротивления, измеренная при ориентации магнитного поля вдоль оси z ($\vec{H}_z$), возросла в сравнении с максимальной величиной продольного магнитосопротивления ($\vec{H}_x$). В случае значительного вклада AMR в общее магнитосопротивление структуры наблюдалась бы обратная ситуация. При этом большая величина магнитосопротивления, полученная для $\vec{H}_z$, связана с действием силы Лоренца, которая отклоняет электроны проводимости от направления электрического поля, увеличивая удельное сопротивление проводника с увеличением магнитного поля [26].

Таким образом, можно заключить, что продольное магнитосопротивление наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) обусловлено двумя механизмами — подавлением спиновой аккумуля-

ляции в нанослоях β -Ta(4нм) (HMR) и поглощением/отражением спинового тока на интерфейсах Ta/CoFe при перемагничивании магнитного момента слоя CoFe(2нм) (SMR).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В наноструктурах Ta/CoFe/Ta, Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta, содержащих материалы с разными видами магнитного упорядочения, обнаружено положительное продольное магнитосопротивление. Показано, что характер наблюдаемых полевых и температурных зависимостей магнитосопротивления, обусловлен изменениями магнитного состояния магнетиков и, соответственно, условий отражения/поглощения спинового тока и аккумуляции спиновой плотности на границе слоев тантала.

В наноструктурах Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta продольное магнитосопротивление возникает из-за подавления магнитным полем неравновесной спиновой плотности на границах пленок тантала и по своей природе является магнитосопротивлением Ханле.

Для наноструктуры Ta/FeMn/Ta при температурах выше 120 К магнитосопротивление Ханле больше для свободной пленки β -Ta. Это объясняется тем, что вектор спиновой поляризации электронов проводимости, аккумулированных на границе слоя Ta, коллинеарен вектору антиферромагнетизма в слое FeMn, и в интерфейсах Ta/FeMn отражение спинового тока в слой β -Ta преобладает над прохождением его в слой FeMn.

Для наноструктуры Ta/Dy/Ta магнитосопротивление Ханле значительно ниже, чем для пленки β -Ta. Прохождение спинового тока из слоя Ta и слой Dy, превалирует над отражением обратно в тантал, поэтому уменьшается спиновая аккумуляция на границах β -Ta и, соответственно, магнитосопротивление Ханле. В наноструктуре Ta/Dy/Ta вероятно возникновение поперечного чисто спинового тока.

Продольное магнитосопротивление наноструктуры Ta/CoFe/Ta обусловлено двумя механизмами – подавлением спиновой аккумуляции в нанослоях β -Ta и поглощением/отражением спинового тока на интерфейсах Ta/CoFe при перемагничивании магнитного момента слоя CoFe. Вклад анизотропного магнитосопротивления в общее магнитосопротивление структуры незначителен.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-12-20022).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ando K. // Proc. Japan. Acad. Ser. B. 2021. V. 97. P. 499.
2. Go D., Jo D., Lee H.-W. et al. // Europhys. Lett. 2021. V. 135. Art. No. 37001.
3. Трушин А.С., Кичин Г.А., Звездин К.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. С. 105; Trushin A.S., Kichin G.A., Zvezdin K.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. P. 88.
4. Моргунов Р.Б., Бахметьев М.В., Чернов А.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 119. С. 289; Morgunov R.B., Bakhmetiev M.V., Chernov A.I. et al. // JETP Lett. 2024. V. 119. P. 299.
5. Дьяконов М.И., Перель В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 657; D'yakonov M.I., Perel' V. I. // JETP Lett. 1971. V. 13. P. 467.
6. Chazalviel J.-N. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. P. 3918.
7. Kato Y.K., Myers R.C., Gossard A.C. et al. // Science. 2004. V. 306. P. 1910.
8. Niimi Y., Suzuki H., Kawanishi Y. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. Art. No. 054401.
9. Dyakonov M.I. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. No. 126601.
10. Véléz S., Golovach V.N., Bedoya-Pinto A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. No. 016603.
11. Wu H., Zhang X., Wan C.H. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. Art. No. 174407.
12. Li J., Comstock A.H., Sun D. et al. // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. Art. No. 184420.
13. Meng K., Xiao J., Wu Y. et al. // Sci. Reports. 2016. V. 6. Art. No. 20522.
14. Kim J., Sheng P., Takahashi S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. No. 097201.
15. Althammer M., Meyer S., Nakayama H. et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. Art. No. 224401.
16. Abadias G., Colin J.J., Tingaud D. et al. // Thin Solid Films. 2019. V. 688. Art. No. 137403.
17. Ellis E.A.I., Chmielus M., Baker S.P. et al. // Acta Mater. 2018. V. 150. P. 317.
18. Magnuson M., Greczynski G., Eriksson F. et al. // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 470. P. 607.
19. Наумова Л.И., Заборницын Р.С., Миляев М.А. и др. // ФММ. 2023. Т. 124. С. 692; Naumova L.I., Zavornitsyn R.S., Milyaev M.A. et al. // Phys. Metals. Metallorg. 2023. V. 124. P. 763.
20. Устинов В.В., Наумова Л.И., Заборницын Р.С. и др. // ЖЭТФ. 2024. Т. 165. С. 114.
21. Scheunert G., Hendren W.R., Lapicki A.A. et al. // J. Physics D: Appl. Phys. 2013. V. 46. Art. No. 152001.
22. Scheunert G., Ward C., Hendren W.R. et al. // J. Physics D: Appl. Phys. 2014. V. 47. Art. No. 415005.
23. Yang Y., Xu Y., Zhang X. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. No. 094402.
24. Naumova L.I., Bebenin N.G., Zavornitsyn R.S. et al. // Phys. Metals. Metall. 2023. V. 124. P. 1768.
25. Yang Y., Xu Y., Yao K. et al. // AIP Advances. 2016. V. 6. Art. No. 065203.
26. Gorkom R.P., Caro J., Klapwijk T.M. et al. // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. Art. No. 134432.

Longitudinal magnetoresistance of Ta/FeMn/Ta, Ta/Dy/Ta and Ta/CoFe/Ta nanostructures caused by the spin hall effect

R. S. Zavornitsyn^{a,b,*}, L. I. Naumova^{a,b}, M. A. Milyaev^{a,b}, I. K. Maksimova^a,
V. V. Proglyado^a, V. V. Ustinov^a

^a*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,
Ekaterinburg, 620137 Russia*

^b*Ural Federal University, The Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ekaterinburg, 620062 Russia*

**e-mail: zavornitsyn@imp.uran.ru*

For Ta/Fe₅₀Mn₅₀/Ta, Ta/Dy/Ta, and Ta/Co₉₀Fe₁₀/Ta nanostructures prepared by magnetron sputtering, a positive longitudinal magnetoresistance due to the spin Hall effect was found. The difference in the magnitude of magnetoresistance and the shape of magnetoresistive curves obtained for nanostructures with layers of metals with different types of magnetic ordering is interpreted under the assumption of different magnitude of purely spin current injected into the magnetics layer.

Keywords: magnetoresistance, spin Hall effect, spin current, spin accumulation, β -tantalum

УДК 537.9

ВЛИЯНИЕ СЛОЯ Al_2O_3 НА СТРУКТУРНЫЕ И ТЕМПЕРАТУРНО-ЗАВИСИМЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК КОБАЛЬТА

© 2025 г. А. В. Кобяков*, Г. С. Патрин, В. И. Юшков*

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Сибирский федеральный университет», Красноярск, Россия*

*Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Федеральный исследовательский центр
«Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» Красноярск, Россия*

**E-mail: nanonauka@mail.ru*

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучены пленки кобальта, осажденные магнетронным методом на аморфный слой Al_2O_3 . Исследованы морфологические и магнитные особенности, связанные с образованием естественно окисленной антиферромагнитной пленки на кобальте и с интерфейсом $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$. Обнаружено изменение знака обменного смещения при температуре ниже 200 К, при увеличении толщины слоя кобальта более 10 нм на пленке Al_2O_3 .

Ключевые слова: ферромагнитная пленка, оксид алюминия, обменное смещение, интерфейс

DOI: 10.31857/S0367676525040032, **EDN:** GSUPQQ

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы наночастицы ферромагнитных металлов нашли практическое применение в таких областях, как медицина, технологии накопления электроэнергии, электроника и спинтроника. Такие устройства, часто представляют собой многослойные структуры, как с магнитными, так и не магнитными слоями, с размерами микрометрового и нанометрового масштабов [1, 2]. В основе большого количества таких устройств лежит магнитный туннельный переход, состоящий из двух ферромагнитных слоев, разделенных диэлектриком [3, 4].

В случае сопряжения ферромагнитного и антиферромагнитного слоев, при охлаждении ниже температуры Нееля, возникает эффект обменного смещения (ЕВ). Петля гистерезиса такой структуры смещена относительно нулевого внешнего магнитного поля. ЕВ является основополагающим фактором для многих практических применений. Эффект ЕВ зависит от интерфейсных особенностей. В работе [5] предложено, что атомы, расположенные вблизи границ зерен, имеют меньшее количество связей с соседями, чем атомы, расположенные в объеме. При уменьшении размеров кристаллитов энергия обменного взаимодействия уменьшается и становится сравнимой с тепловой энергией. Это приводит к нарушению магнитного порядка. Пове-

дение магнитных моментов ферромагнитных частиц становится подобным поведению магнитных моментов парамагнетиков. Эти факторы, включая вид материала и его толщина, тип подложки и внешние воздействия, влияют на обменную связь, характер механизма связи между границами раздела и вследствие этого на эффект ЕВ.

Таким образом, появляются проблемы фундаментального характера в области физики твердого тела, связанные с влиянием структурных, размерных и интерфейсных эффектов, на магнитные характеристики тонкопленочных структур [6,7].

Ранее, в работе [8] исследована зависимость эффекта ЕВ от толщины клиновидного кобальта от 2.7 до 40 нм, выращенном на подложке оксида алюминия (α -фаза Al_2O_3 (1120)) ВЧ распылением. Поверхность кобальта подвергалась воздействию воздуха при комнатной температуре. Все образцы имели положительное обменное смещение ниже температуры блокировки и отрицательное обменное смещение вблизи температуры блокировки. Однако в работах мало информации о морфологии поверхности и ее взаимосвязи с обменным смещением. Поэтому изучение магнитных свойств и интерфейса $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3$ во взаимосвязи с технологическими условиями синтеза вызывает заметный интерес. В работе [9] в структуре $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ методом СКВИД

магнитометрии и с помощью эффекта Керра проанализирована зависимость магнитных свойств от температуры при различных скоростях напыления структуры.

Ранее, не однократно показана хорошая применимость методов магнитооптического эффекта Керра и атомно-силовой микроскопии при исследовании поверхности и интерфейсов тонких слоев. Так структурные дефекты и переориентация спина от внеплоскостной к плоскостной намагниченности обнаружена в тонких слоях кобальта 8–13 монослоев в системе Au/Co [10]. В системе SiO_2/Co исследовался рост пленки кобальта на подложках SiO_2 с толщиной кобальта от 1 нм и выше с образованием суперпарамагнитной и ферромагнитной фаз [11]. В системе Co/Pt этими методами определены вклады интерфейсов и объемных материалов в магнитооптическую активность [12].

В данной работе мы попытались установить данными методами роль границ раздела пленки кобальта, осажденной на аморфный слой оксида алюминия (Al_2O_3), в ее магнитных свойствах. Проведен анализ поведения эффекта ЕВ в двухслойных структурах $\text{Al}_2\text{O}_3\text{—Co}$ с переменной толщиной Co при температуре 300 К и ниже.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Все исследуемые пленки получены магнетронным методом напыления на сверхвысоковакуумной установке компании «Omicron NanoTechnology» (Германия) с турбомолекулярными насосами «Pfeiffer Vacuum». Базовое давление поддерживалось около 10^{-4} мТорр. Рабочая аргоновая атмосфера имела давление 3 мТорр. Слой оксида алюминия осаждался методом высокочастотного магнетронного распыления мишени Al_2O_3 (99.99%). Слой кобальта осаждался методом магнетронного распыления на постоянном токе из мишени Co (99.95%). Все мишени произведены компанией «SCOTECN LIMITED» (Великобритания).

В качестве материала подложки использовалось покровное стекло, предварительно очищенное от механических загрязнений, выдержанное в кипящей перекиси водорода и высушенное в изопропиловом спирте до полного удаления влаги. Далее, для уменьшения шероховатостей и неровностей, подложка обработана методом ионно-плазменного травления в рабочей камере непосредственно перед процессом напыления. Для получения более однородных и изотропных образцов напыление проводилось на вращающуюся подложку при ее температуре $T \approx 373$ К.

Нами были получены образцы с переменной толщиной Co от 4 до 100 нм. Толщина слоя Al_2O_3 не изменялась и была равна 5 нм. Кроме того, для сравнения образцов, были получены слои кобальта с теми же толщинами на покровном стекле без слоя Al_2O_3 . Скорости осаждения:

$\text{Co} - 7.2$ нм/мин, $\text{Al}_2\text{O}_3 - 0.55$ нм/мин. Скорость регулировалась мощностью, подаваемой на магнетрон.

Морфология поверхности пленок исследовалась на атомно-силовом микроскопе VeecoMultiMode (разрешение 1 нм). Были измерены среднее арифметическое отклонение профиля (R_a) и диаметр гранул на поверхности пленки (D). Для контроля скорости напыления и измерения толщины напыляемых пленок использовался STM-100/MF (разрешение измерения скорости напыления — $0.1 \text{ \AA}/\text{с}$, разрешение измерения толщины — $1 \text{ \AA}$). Результаты проверяли путем получения STEM-изображений поперечных сечений на просвечивающем электронном микроскопе Hitachi HT7700.

Магнитные измерения проводились с помощью метода магнитооптического эффекта Керра (NanoMOKE-2). Магнитное поле было направлено в плоскости пленки вдоль легкой оси намагничивания. На рис. 1 представлены СЭМ-изображения и соответствующие петли гистерезиса (вставки) для образцов стекло/ $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ с толщиной слоя кобальта 2 (а), 6 (б), 8 (в) и 10 нм (г), демонстрирующие изменения при увеличении толщины кобальта.

Исследование химического состава образцов выполняли на электронном спектрометре SPECS, оснащенный полусферическим анализатором PHOIBOS 150 MCD 9, с использованием монохроматического источника $\text{Al K}\alpha$ (1486.6 эВ). Обработку спектра выполняли с помощью программы CasaXPS. Разложение спектров на компоненты с комбинацией

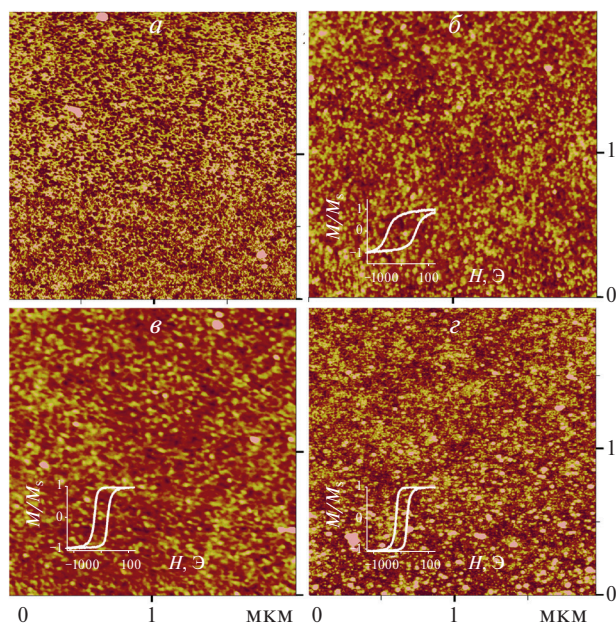


Рис. 1. СЭМ-изображения и соответствующие петли гистерезиса (вставки) для образцов стекло/ $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ с толщиной кобальта 2 (а), 6 (б), 8 (в) и 10 нм (г).

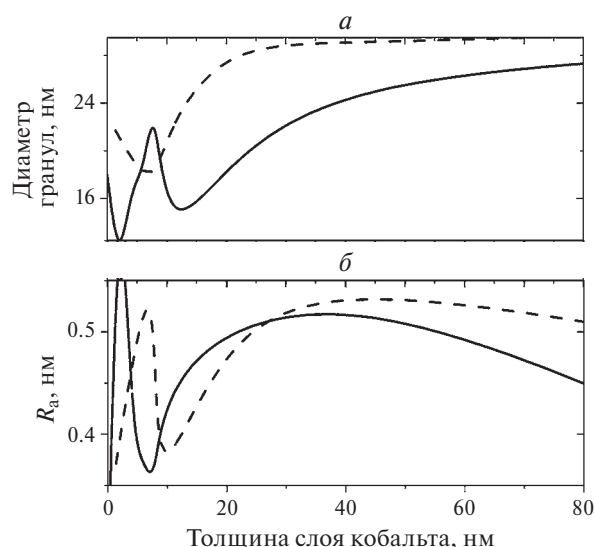


Рис. 2. Зависимости среднего диаметра гранул (а) и среднего арифметического отклонения профилей R_a (б) поверхностей образцов от толщины слоя кобальта при температуре 300 К. Образцы стекло/ Al_2O_3 /Со — сплошная линия, стекло/Со — прерывистая линия.

гауссовых и лоренцевых линий проводили после вычитания нелинейного фона по Ширли, используя метод, описанный в работе [13]. В результате получен фотоэлектронный спектр, с поверхности кобальтовой пленки, который состоит из основных компонент, характерных для кобальта с долей равной 49.7% ($2p_{3/2}$), и компоненты оксидов с долей равной 41.6%: CoO и Co_3O_4 (данные оксиды являются антиферромагнетиками с температурами Нееля $T_N \approx 290$ и 40 К). Эти данные подтверждают наличие окисленной поверхности пленки кобальта, которая является антиферромагнитной.

ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимость диаметра гранул на поверхности кобальта от толщины слоя кобальта (t), осажденного на слой Al_2O_3 , имеет два минимума при толщинах кобальта около 4 и 12 нм, с максимумом при толщине слоя кобальта около 8–10 нм (рис. 2а, сплошная линия). Для сравнения также представлены зависимости для образцов, осажденных на стекло (прерывистые линии). Зависимость диаметра гранул на поверхности кобальта от толщины кобальта, осажденного на стекло, имеет один минимум при толщинах кобальта около 8 нм (рис. 2а, прерывистая линия). При дальнейшем возрастании толщины слоя кобальта на любой подложке, диаметра гранул увеличиваются до 30–32 нм при толщине слоя кобальта 100 нм.

На рис. 2б представлены средние арифметические отклонения профилей поверхностей образцов (R_a) в зависимости от толщины слоя кобаль-

та, нанесенного на оксид алюминия, осажденного на стекло (сплошные линии) и для кобальта, осажденного на стекло (прерывистая линия). Зависимость R_a в случае образца стекло/ Al_2O_3 /Со начинается со значения, измеренного на поверхности оксида алюминия $R_a = 0.26$ нм. В случае образца стекло/Со, R_a начинается со значения, измеренного на поверхности стекла $R_a = 0.32$ нм. Здесь отметим, что значение R_a при осаждении пленки оксида алюминия толщиной 5 нм уменьшилось. Вероятно, это связано с тем, что покрытие Al_2O_3 имеет более высокую поверхностную энергию по сравнению с подложкой SiO_2 [14]. В результате Al_2O_3 заполняет неровности на поверхности подложки.

В целом на зависимостях видны общие закономерности, но для образца Al_2O_3 /Со кривая сдвинута в сторону меньших толщин кобальта. В обоих случаях, R_a непрерывно увеличивается и достигает первого максимального значения при толщине слоя около 4 и 8 нм для образцов Со и Al_2O_3 /Со соответственно (рис. 2). Далее значение R_a уменьшается и достигает минимума при толщине слоя кобальта около 8 и 10 нм для образцов Со и Al_2O_3 /Со соответственно. Затем значение R_a снова увеличивается и возникает второй максимум при толщине слоя около 40–50 нм.

Поскольку поверхностная свободная энергия у кобальта, значительно выше, чем у стекла и оксида алюминия, то можно ожидать, что рост кобальта проходит по механизму Фольмера–Вебера. В этом случае рост изначально идет в форме островов, с высокой скоростью зародышеобразования, затем следует период, в течение которого скорости зарождения и роста примерно равны. В этот период формируется первый максимум на зависимости R_a от толщины кобальта (при толщине кобальта 4 и 8 нм для образцов Al_2O_3 /Со и Со соответственно). В дальнейшем идет медленное снижение плотности островков для более толстых слоев, в результате островки сливаются вместе при более высоких толщинах [15].

Второй максимум на зависимости $R_a(t)$ формируется в связи со следующими причинами. Известно, что в пленках кобальта при толщинах 20–30 нм присутствуют как неелевские, так и блоховские стенки. При дальнейшем росте пленки до толщин около 40–60 нм энергии данных стенок совпадают. В этот момент возникает второй максимум на зависимости $R_a(t)$. При еще больших толщинах кобальта энергия неелевской стенки превышает блоховскую. Анизотропия формы этих пленок меньше, чем у более тонких пленок, и перпендикулярная магнитокристаллическая анизотропия становится все более и более значительной [16].

Для исследования магнитных свойств интерфейсов, были измерены петли магнитного гистерезиса в температурном интервале от 4.2 до

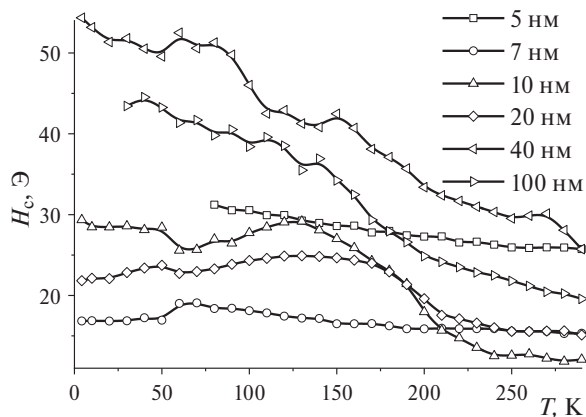


Рис. 3. Температурные зависимости коэрцитивных сил H_c для образцов стекло/Со, с толщинами кобальта 5, 7, 10, 20, 40 и 100 нм. Скорость осаждения кобальта 7.2 нм/мин.

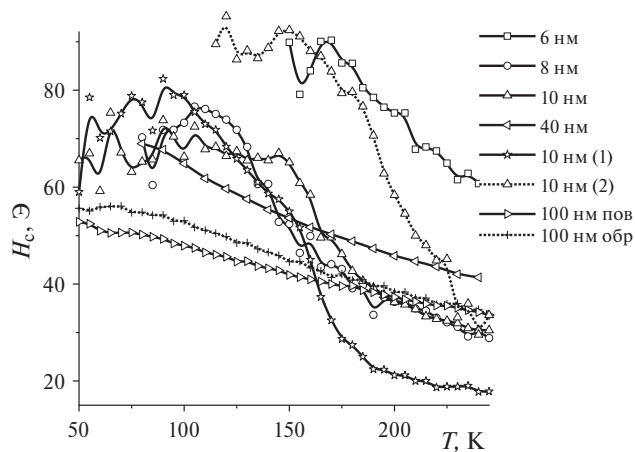


Рис. 4. Температурные зависимости коэрцитивных сил H_c для образцов стекло/ Al_2O_3 /Со, с толщинами кобальта 6, 8, 10, 40 и 100 нм. Линия «10 нм (1)» для образца со скоростью осаждения 1.2 нм/мин. Линия «10 нм (2)» для образца стекло/Со/ Al_2O_3 . «пов» — измерения сделаны с поверхности образца; «обр» — измерения сделаны с обратной стороны образца.

300 К. Эффект ЕВ характеризуется полем обменного смещения $H_e = (H_1 - H_2)/2$ и коэрцитивной силой $H_c = (|H_1| + |H_2|)/2$. H_1 и H_2 соответствуют значениям магнитных полей, при которых намагниченность петли гистерезиса меняет знак, при уменьшении и увеличении напряженности магнитного поля.

На рис. 3 и 4 показаны зависимости коэрцитивных сил (H_c) от температуры для образцов стекло/Со (рис. 3) и стекло/ Al_2O_3 /Со (рис. 4). Для образца стекло/ Al_2O_3 /Со с толщиной кобальта 100 нм петли гистерезиса измерены с поверхности образца (рис. 4 — «пов») и с обратной стороны образца (рис. 4 — «обр»). Коэрцитивные силы со стороны поверхности и с обратной стороны оказались практически одинаковые.

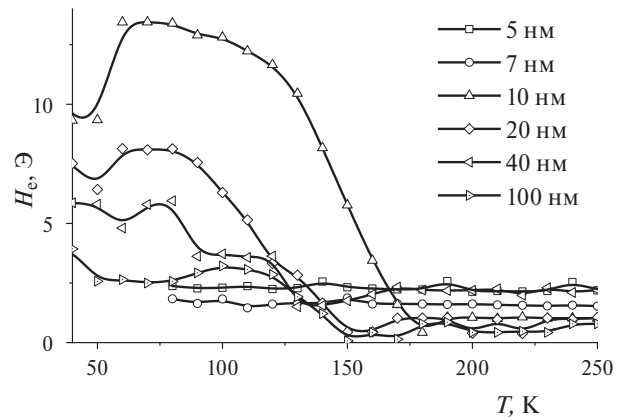


Рис. 5. Температурные зависимости обменных смещений H_e для образцов стекло/Со, с толщинами кобальта 5, 7, 10, 20, 40 и 100 нм. Скорость осаждения кобальта 7.2 нм/мин.

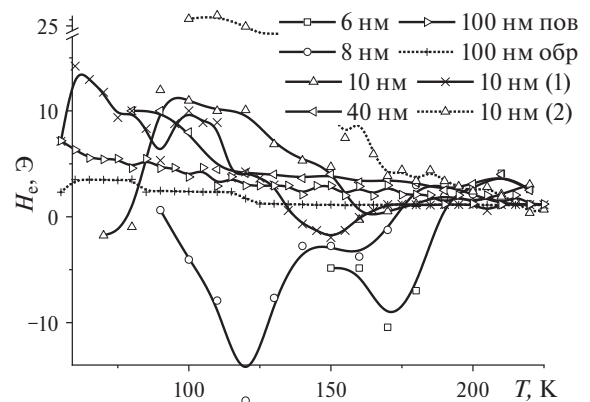


Рис. 6. Температурные зависимости обменных смещений H_e для образцов стекло/ Al_2O_3 /Со, с толщинами кобальта 6, 8, 10, 40 и 100 нм. Линия «10 нм (1)» для образца со скоростью осаждения 1.2 нм/мин. Линия «10 нм (2)» для образца стекло/Со/ Al_2O_3 . «пов» — измерения сделаны с поверхности образца; «обр» — измерения сделаны с обратной стороны образца.

Обращает на себя внимание тот факт, что для образцов стекло/ Al_2O_3 /Со с толщиной кобальта менее 20 нм существуют максимумы на зависимости $H_c(T)$. При увеличении толщины кобальта от 6 до 20 нм максимум зависимости смещается от ≈ 160 до ≈ 125 К. Для слоев кобальта толщиной более 20 нм максимумы не наблюдаются. Для образцов стекло/Со на зависимости $H_c(T)$ также есть максимумы при толщине кобальта 10 и 20 нм при температуре около 150 К.

На рис. 5 и 6 показаны зависимости обменных смещений (H_e) от температуры для образцов стекло/Со (рис. 5) и стекло/ Al_2O_3 /Со (рис. 6). Из рисунка 4 видно, что при толщине кобальта на стекле (стекло/Со) менее 8 нм величина обменного смещения менее 5 Э и имеет положительный знак во всем интервале температур (рис. 5). Но при осаждении кобальта на слой Al_2O_3 , при

тех же толщинах кобальта, величина обменного смещения имеет отрицательный знак при температуре ниже ≈ 170 К (рис. 6). При увеличении толщины кобальта на слое Al_2O_3 от 10 до 20 нм величины обменных смещений в обоих случаях имеют положительные знаки и достигают максимума при температурах около 100 К. При дальнейшем увеличении толщины слоя кобальта до 40 нм и более в обоих случаях обменное смещение уменьшается.

Для образца стекло/ Al_2O_3 /Со с толщиной кобальта 100 нм обменное смещение со стороны поверхности оказалась немного больше, чем с обратной стороны.

Такие результаты, показывают, что обменное смещение возникает из-за образования антиферромагнитного оксидного слоя СоО на поверхности кобальта. Вклад существенен при толщине кобальта менее 20 нм кобальта. Но изменение зависимостей $H_e(T)$ для пленок стекло/ Al_2O_3 /Со показывает, что существует вклад и от интерфейса Al_2O_3 /Со.

Следует отметить, что температура, при которой происходит смена знака обменного смещения уменьшается от 190 до 160 К при увеличении толщины кобальта от 6 до 10 нм в образцах стекло/ Al_2O_3 /Со.

Из анализа зависимостей диаметра гранул и R_a на поверхности кобальта, а также H_e от толщины кобальта при комнатной температуре следует отметить следующее. Зависимость H_e , так же, как и зависимость R_a имеет два максимума: в области 4–8 нм, а также 40–60 нм, в зависимости от основания, на которое осажден кобальт. Зависимость H_e от диаметра гранул на поверхности кобальта не наблюдается. Вероятно, что вклад размеров зерен в величину обменного смещения, связан не только с изменением размеров зерен и шероховатости, но и со спиновой структурой и анизотропией антиферромагнетика [17].

Для уточнения влияния интерфейса Al_2O_3 /Со на смену знака величины обменного смещения, были получены дополнительные образцы. Для изменения шероховатости поверхности кобальта уменьшена скорость осаждения кобальта с 7.2 до 1.2 нм/мин. Для того, чтобы убрать влияние слоя СоО была изменена очередность напыления с Al_2O_3 /Со на Со/ Al_2O_3 . Кроме того, ввиду отличия температуры плавления материалов Со и Al_2O_3 , ожидалось морфологическое изменение интерфейса Со– Al_2O_3 .

Так при осаждении кобальта толщиной 10 нм на слой Al_2O_3 с уменьшенной скоростью (от 7.2 до 1.2 нм/мин) величина обменного смещения стала иметь отрицательный знак только от 140 до 160 К (рис. 6, линия – 10 нм (1)). Зависимость коэрцитивной силы от температуры представлена на рисунке 4 (линия – 10 нм (1)).

При изменении очередности осаждения слоев стекло/Со(10 нм)/ Al_2O_3 величина обменного смещения имеет во всем интервале температур

положительный знак (рис. 6, линия – 10 нм (2)). В данном случае обменное смещение имеет максимальные значения при температуре ≈ 100 К, а зависимость $H_e(T)$ подобна как для образца стекло/Со(10 нм). Следует отметить, что для этой толщины кобальта зависимость R_a от толщины слоя Со имеет максимум $R_a \approx 0.5$ нм. Зависимость коэрцитивной силы от температуры представлена на рис. 4 (линия – 10 нм (2)).

Сравнение результатов атомно-силовой микроскопии и магнитооптических измерений (анализ зависимостей $H_e(T)$ и $H_c(T)$) позволяют сделать вывод о наличии неоднородностей, как на поверхности пленки кобальта, так и на интерфейсе Al_2O_3 – Со.

Для образцов с обратной очередностью слоев стекло/Со/ Al_2O_3 и при более медленном осаждении Со (стекло/ Al_2O_3 /Со), зависимость $H_e(T)$ аналогична, как у системы Со/СоО (ФМ/АФМ) с температурой блокировки близкой к $T_B \approx 176$ К [18]. То есть, такие режимы осаждения приводят к более плоскопараллельной/слоистой границе раздела Со/ Al_2O_3 и Al_2O_3 Со с наименьшей долей неоднородностей на интерфейсе и поверхности.

Для образцов стекло/ Al_2O_3 /Со с толщинами Со менее 10 нм осажденного с повышенной скоростью, зависимость $H_e(T)$ подобна зависимости, получаемых от магнитных частиц типа «ядро-оболочка» Со-СоО. Очевидно, что такая магнитная структура образуется на интерфейсе Al_2O_3 /Со. Увеличенная шероховатость при малой толщине Со (4–5 нм) и резкое ее уменьшение до ≈ 0.35 нм (при толщине кобальта ≈ 8 нм), показывает резкое уменьшение относительной доли частиц Со-СоО [19]. Таким образом, этот режим осаждения приводит к появлению неоднородностей, как на интерфейсе, так и на поверхности кобальта.

Морфологические неоднородности на поверхности кобальта и в интерфейсе Al_2O_3 /Со приводят к изменению T_B при толщинах Со менее 20 нм. Увеличение доли антиферромагнитной составляющей (доли оксидов) относительно доли ферромагнитной составляющей, приводит к возрастанию T_B , приближаясь к T_N (рис. 6).

Причиной таких изменений обменного смещения, вероятнее всего является пористость Al_2O_3 . Кобальт при скорости 7.2 нм/мин осаждается в поры Al_2O_3 , образуя частицы типа «ядро-оболочка» Со-СоО и возникает вклад в обменное смещение от интерфейса Al_2O_3 /Со. При скорости 1.2 нм/мин глубина проникновения становится меньше, и доля частиц типа «ядро-оболочка» Со-СоО уменьшается. Интерфейс становится подобен слоистой структуре. При изменении очередности напыления на Со/ Al_2O_3 , сначала кобальт формирует «шероховатую» границу, а затем на него оседает Al_2O_3 . Слой СоО здесь от-

существует. Зависимость $H_e(T)$ становится положительной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами атомно-силовой микроскопии, магнитооптическим эффектом Керра и электронной спектроскопией исследовано влияние интерфейса $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ и окисленной поверхности тонкой пленки кобальта, осажденной магнетронным методом на аморфный слой Al_2O_3 , на ее магнитные свойства. Обнаружено изменение знака обменного смещения при температуре ниже 200 К, при увеличении толщины слоя кобальта более 10 нм на пленке Al_2O_3 . Мы связываем это с образованием магнитных частиц типа «ядро-оболочка» Co-CoO на интерфейсе $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$. При изменении очередности осаждения слоев знак величины обменного смещения становится положительным, что характерно для слоистой системы ферромагнетик/антиферромагнетик.

Результаты работы по выращиванию тонких пленок, при различных условиях (скоростях осаждения, вращении, материалах и температурах подложки), могут дать дополнительную информацию о формировании границ раздела во время роста тонкой пленки кобальта, и использоваться в качестве рекомендаций при производстве многослойных структур, предназначенных для хранения информации, сенсорных датчиках и других устройств.

Исследование выполнено в рамках темы государственного задания ФГАОУ ВО Сибирский федеральный университет (FSRZ-2023-0008).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blauert J., Kiourti A. // IEEE TAP. 2019. V. 68. No. 3. P. 2040.
2. Yetisen A.K., Martinez-Hurtado J.L., Unal B. et al. // Adv. Mater. 2018. V. 30. Art. No. 1706910.
3. Шканакина М.Д., Кичин Г.А., Скирдов П.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 1. С. 109; Shkanakina M.D., Kichin G.A., Skirdkov P.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 1. P. 92.
4. Дроворуб Е.В., Прудников В.В., Прудников П.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 2. С. 158; Drovorub E.V., Prudnikov V.V., Prudnikov P.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 2. P. 109.
5. Bean L.J.D., Livingston C.P. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. No. 4. P. 120S.
6. Tung R.T. // Appl. Phys. Rev. 2014. V. 1. No. 1. Art. No. 011304.
7. Юрасов А.Н., Яшин М.М., Ганьшина Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 716; Yurasov A.N., Yashin M.M., Ganshina E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 601.
8. Radu F., Etzkorn M., Siebrecht R. et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. Art. No. 134409.
9. Кобяков А.В., Турпанов И.А., Патрин Г.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 947; Kobayakov A.V., Turpanov I.A., Patrin G.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 864.
10. Rosa R.J.G., Souza R.L., Gomes G.F.M. et al. // AIP Advances. 2021. V. 11. Art. No. 045009.
11. Bera A.K., Gupta P., Garai D. et al. // Appl. Surf. Sci. Adv. 2021. V. 6. No. 1. Art. No. 100124.
12. Demirel F.E., Lavrijsen R., Koopmans B. // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. Art. No. 163904.
13. Biesinger M.C., Payne B.P., Grosvenor A.P. et al. // Appl. Surface Sci. 2011. V. 257. P. 2717.
14. Myers T.J., Throckmorton J.A., Borrelli R.A. // Appl. Surface Sci. 2021. V. 569. No. 15. Art. No. 150878.
15. Renner R.F., Liddell K., Nona C. // J. Mater. Res. 2000. V. 15. No. 2. P. 458.
16. Kozłowski W., Balcerski J., Kowalczyk P.J. et al. // Appl. Phys. A. 2017. V. 123. P. 169.
17. Nogués J., Schuller I.K. // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 192 P. 203.
18. Gnoli L., Benini M., Del Conte C. et al. // ACS Appl. Electron. Mater. 2024. V. 6. No. 5. P. 3138.
19. Thomas S., Reethu K., Thanveer T. // J. Appl. Phys. 2017. V. 122. Art. No. 063902.

Influence of the Al_2O_3 layer on the structural and temperature-dependent magnetic properties of thin cobalt films

A. V. Kobayakov*, G. S. Patrin, V. I. Yushkov

Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041 Russia
Federal Research Center "Krasnoyarsk Scientific Center of the Siberian Branch
of the Russian Academy of Sciences", Krasnoyarsk, 660036 Russia

*e-mail: nanonauka@mail.ru

We studied cobalt films deposited by the magnetron method on an amorphous Al_2O_3 layer. The morphological and magnetic features associated with the formation of a naturally oxidized antiferromagnetic film on cobalt and the $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ interface were studied. A change in the sign of the exchange bias at temperatures below 200 K was detected when the thickness of the cobalt layer on the Al_2O_3 film increased to more than 10 nm.

Keywords: ferromagnetic film, aluminum oxide, exchange bias, interface.

ТОЛЩИННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ ТРЕХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ ХИМИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ

© 2025 г. А. В. Чжан^{1,2,*}, В. А. Орлов^{2,3}, Ж. М. Мороз⁴

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Красноярский государственный аграрный университет», Красноярск, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет», Красноярск, Россия

³Институт физики имени Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук — обособленное подразделение Федерального государственного бюджетного научного учреждения Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук», Красноярск, Россия

⁴Красноярский институт железнодорожного транспорта — Филиал Федерального государственного образовательного учреждения высшего образования «Иркутский государственный университет путей сообщения», Красноярск, Россия

*E-mail: avchz@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Представлены результаты исследований коэрцитивной силы трехслойных магнитных пленок, полученных химическим осаждением. Определены особенности ее изменений от толщины образующих слоев. Они связываются со спецификой перемангничивания исследуемой системы, вызванной небольшим отличием значений коэрцитивных сил магнитных слоев. Проведен расчет энергии размагничивающего поля, на основе которого получено выражение критического поля для перемангничивания пленки, которое хорошо описывает экспериментально наблюдаемую линейную зависимость коэрцитивной силы от толщины магнитных слоев.

Ключевые слова: многослойные магнитные пленки, коэрцитивная сила, межслоевое взаимодействие, размагничивающее поле.

DOI: 10.31857/S0367676525040048, EDN: GSXKPG

ВВЕДЕНИЕ

Интересным с физической и прикладной точек зрения является эффект значительного уменьшения коэрцитивной силы, который обнаруживается в многослойных пленках, разделенных немагнитной прослойкой. Физические механизмы наблюдаемых изменений коэрцитивной силы H_c в основном связываются с взаимодействием доменных границ, разделяющих домены в соседних магнитных слоях. Это приводит к понижению общей энергии доменных стенок и уменьшению H_c . Впервые уменьшение коэрцитивной силы в слоистых структурах при наличии немагнитной прослойки наблюдалось в поликристаллических пленках, в которых слои Ni разделены Cu [1]. Подобный эффект был обнаружен в трехслойных пленках, содержащих два слоя $Ni_{80}Fe_{20}$, которые разделены немагнитной прослойкой либо из кремния [2], либо из окиси кремния [3].

Механизмы уменьшения H_c в трехслойных пленках в основном рассматривают магнитостатическое взаимодействие доменных стенок в магнитных слоях через немагнитную прослойку (модель Нееля) [4,5].

Целью настоящей работы является выяснение физических механизмов изменения коэрцитивной силы трехслойных пленок, полученных химическим осаждением, в зависимости от толщины немагнитной прослойки и магнитных слоев.

Показано, что наблюдаемые изменения коэрцитивной силы в исследуемых системах связаны с особенностями обменной связи и магнитостатического взаимодействия между магнитными слоями.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Трехслойные пленки, полученные химическим осаждением [6, 7], содержали магнитные слои

одинаковой толщины из аморфного сплава Co-P, и промежуточный слой из немагнитного аморфного сплава Ni-P.

Толщину слоев определяли по времени осаждения при скорости, которая устанавливалась с помощью рентгеноспектрального анализа, для аморфного Co-P составляла $6\text{Å}/\text{с}$, Ni-P – $2\text{Å}/\text{с}$, кристаллического Co-P – $5\text{Å}/\text{с}$. Толщина магнитных слоев менялась от 10 до 180 нм, немагнитной прослойки от 0 до 10 нм. Осаждение слоев производилось в однородном магнитном поле с напряженностью $H = 1\text{ кЭ}$, посредством которого создавалась одноосная анизотропия.

Значение коэрцитивной силы устанавливалось с помощью меридионального магнитооптического эффекта Керра на частоте 0.01 Гц, а также вибрационного магнитометра при комнатной температуре. Размеры пленок составляли $5 \times 5\text{ мм}^2$.

Особенностью исследуемых образцов является небольшое отличие коэрцитивных сил между магнитными слоями, что проявляется на смещении петли гистерезиса при перемагничивании пленки в небольших полях [8]. С ростом толщины прослойки t величина поля смещения H_b растет до 4 Э, затем уменьшается и в области $t \approx 2\text{ нм}$ падает до 0 и меняет знак на отрицательный (рис. 1).

Коэрцитивная сила также испытывает немонотонную зависимость от толщины прослойки. При ее изменении от 0 до 2 нм, значение H_c уменьшается от 9.5 до 1.4 Э, затем растет и при $t \approx 8\text{ нм}$ достигает 3.3 Э (рис. 1).

Дальнейшее уменьшение коэрцитивной силы такой структуры можно достичь с помощью увеличения толщины магнитных слоев (рис. 2). Ее значение с ростом d уменьшается по линейному закону и при толщине магнитного слоя $\approx 200\text{ нм}$ достигает $\approx 0.05\text{ Э}$ (толщина прослойки составляла $\sim 2\text{ нм}$).

На этом же рисунке для сравнения приведена толщинная зависимость коэрцитивной силы однослойных пленок CoP. Наблюдаемый макси-

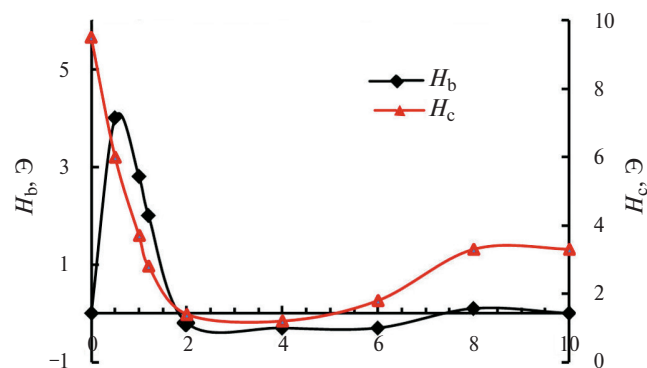


Рис. 1. Зависимость поля смещения и коэрцитивной силы от толщины прослойки. Толщина магнитного слоя $\approx 100\text{ нм}$.

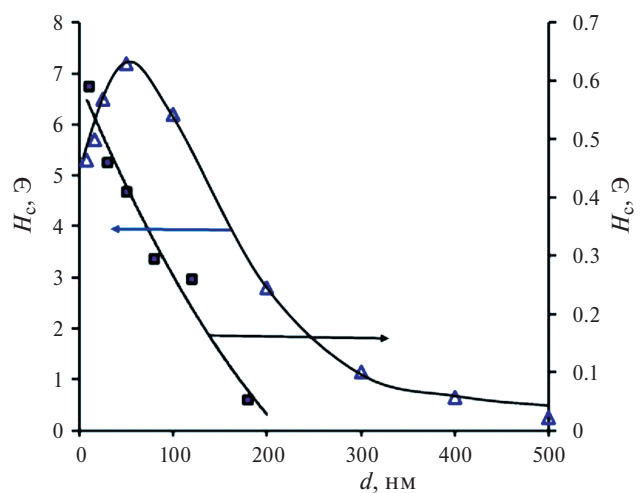


Рис. 2. Зависимость коэрцитивной силы от толщины магнитных слоев для трехслойных (■) и однослойных (Δ) пленок на основе CoP.

мум ее значений при толщинах пленки в области 60 нм, очевидно, связан с переходом структуры доменных границ от неелевского к блоховскому типу, как и в случае пленок пермаллоя.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ИХ ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ

Представленные результаты отличаются от ранее сообщавшихся изменений коэрцитивной силы в трехслойных системах [8], в которых наблюдалась немонотонная зависимость коэрцитивной силы от толщины магнитных слоев. Как следует из этой работы, в области малых толщин прослойки большое влияние на конфигурацию доменных границ и их энергию оказывает несовершенство прослойки по площади пленки, что приводит к немонотонной зависимости коэрцитивной силы от толщины прослойки.

Как отмечалось выше, особенностью наших образцов являются небольшие отличия в значениях коэрцитивных сил магнитных слоев, что хорошо отражается на петле гистерезиса (рис. 3). Вблизи поля насыщения на ней видна ступенька, которая связана с дополнительным полем, необходимым для перемагничивания более высококоэрцитивного слоя. Это указывает на то, что перемагничивание пленки происходит в два этапа; на начальном этапе в менее коэрцитивном слое возникают домены обратной намагниченности и их последующий рост. Окончательное перемагничивание пленки заканчивается переворотом намагниченности в более высококоэрцитивном слое. Такой механизм находит подтверждение в трехслойных пленках с магнитными слоями из CoP, значительно отличающимися величиной коэрцитивной силы [7]. Изменение коэрцитивной силы от толщины прослойки в та-

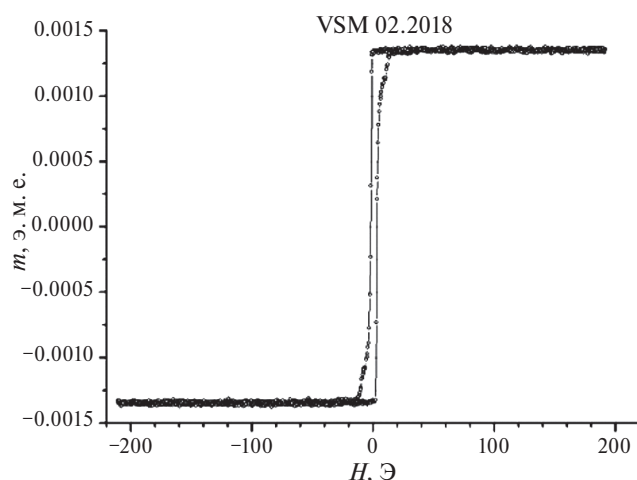


Рис. 3. Петля гистерезиса трехслойной пленки на основе CoP.

ких пленках происходит аналогичным образом, как и в исследуемых здесь образцах.

Полную энергию трехслойной системы в геометрии, показанной на рис. 4, можно определить в виде:

$$W = W_Z + W_f + W_M, \quad (1)$$

где W_Z , W_f , W_M — энергии Зеемана, обменного ферромагнитного и магнитостатического взаимодействия между магнитными слоями. Вклад ферромагнитного взаимодействия и его изменение от толщины парамагнитной прослойки рассмотрен ранее в работе [9].

Для теоретического обоснования изменений коэрцитивной силы от толщины магнитных слоев найдем размагничивающую энергию в двух случаях: а) намагниченности магнитных слоев антипараллельны, б) параллельны друг другу.

В первом случае на торцах пленки, которые совпадают с плоскостью Oxy , возникают маг-

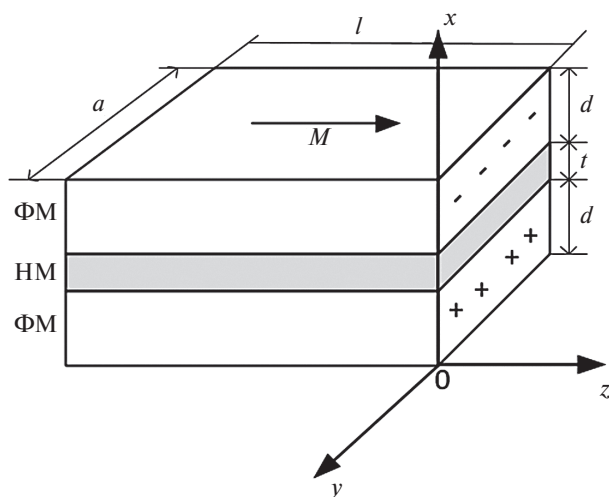


Рис. 4. Ориентация намагниченности и магнитных зарядов в трехслойной пленке. Ось легкого намагничивания параллельна Oz .

нитные заряды с поверхностной плотностью $\pm\sigma$ (рис. 4).

Среднюю поверхностную плотность магнитостатической энергии можно оценить из уравнения:

$$W_M = \frac{1}{2d} \int_0^{2d+t} \sigma \phi(x, z) dx, \quad (2)$$

где $\phi(x, z)$ — потенциал, созданный магнитными зарядами.

Фактически задача для определения W_M сводится к определению зависимости $\phi(x, z)$ [10].

Подробности расчетов этой функции в случаях антипараллельной и параллельной ориентаций магнитных моментов приведены в приложении.

Энергия размагничивающего поля с учетом полученных выражений для $\phi(x, z)$ при антипараллельной ориентации намагниченностей магнитных слоев представляется в виде:

$$W_1 = \frac{2d\sigma^2(2+t')^2}{\pi^2 d} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \left[\cos^2\left(\frac{\pi n}{2}\right) \times \right. \\ \left. \times \sin^2\left(\frac{\pi n}{2} \frac{1+t'}{2+t'}\right) \sin^2\left(\frac{\pi n}{2} \frac{1}{2+t'}\right) \right]. \quad (3)$$

Для параллельной ориентации:

$$W_2 = \frac{2d\sigma^2(2+t')^2}{\pi^2 d} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \left[\sin^2\left(\frac{\pi n}{2}\right) \times \right. \\ \left. \times \cos^2\left(\frac{\pi n}{2} \frac{1+t'}{2+t'}\right) \sin^2\left(\frac{\pi n}{2} \frac{1}{2+t'}\right) \right], \quad (4)$$

где d — толщина магнитного слоя, t — толщина прослойки, $t' = t/d$.

Разница в значениях энергий (3) и (4), которая приводит к размагничиванию системы, имеет вид:

$$\Delta W = \frac{2d\sigma^2(2+t')^2}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \sin^3\left(\frac{\pi n}{2} \frac{1}{2+t'}\right) \times \\ \times \sin\left(\frac{\pi n(3+2t')}{2+t'}\right). \quad (5)$$

Величину коэрцитивной силы трехслойной пленки, с учетом (1), можно определить:

$$H_c = H_{c1} + \Delta H_f - \Delta H_M. \quad (6)$$

Величина H_{c1} соответствует коэрцитивной силе однослойной пленки, добавочные значения ΔH_f , ΔH_M — связаны с ферромагнитным и магнитостатическим взаимодействием между магнитными слоями.

Вклад магнитостатического взаимодействия в (6) можно оценить из соотношения:

$$V \cdot M_S \cdot \Delta H_M = \Delta W \cdot S, \quad (7)$$

где $V = ad\ell$, $S = ad$ — объем и площадь поперечного сечения магнитного слоя, как показано на рис. 4.

Тогда из (5) находим:

$$\Delta H_M = \frac{2dM_S(2+t/d)^2}{\pi^2\ell} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \sin^3 \left(\frac{\pi n}{2} \frac{1}{2+t/d} \right) \times \sin \left(\frac{\pi n}{2} \frac{3+2t/d}{2+t/d} \right). \quad (8)$$

С учетом конечного значения ряда для случая $t \ll d$ находим:

$$\Delta H_M \approx \frac{4.2 \cdot M_S d}{\pi^2 \ell}. \quad (9)$$

Тогда

$$H_c \approx H_{c1} - \frac{4.2 M_S d}{\pi^2 \ell}. \quad (10)$$

Из представленного выражения следует, что зависимость коэрцитивной силы от толщины магнитного слоя меняется по линейному закону, что качественно согласуется с экспериментальными результатами (см. рис. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из полученных экспериментальных и теоретических результатов можно сделать вывод, что наблюдаемая линейная зависимость уменьшения коэрцитивной силы от толщины немагнитной прослойки в трехслойных пленках, полученных химическим осаждением, может быть связана с небольшим отклонением в значениях коэрцитивных сил магнитных слоев, что приводит к неодновременному перемагничиванию магнитных слоев: вначале перемагничивается менее, а затем более коэрцитивный слой. Следует отметить, что данный механизм уменьшения коэрцитивной силы в низкокоэрцитивных трехслойных пленках представляет возможность получения магнитных материалов с низкой коэрцитивной силой.

ПРИЛОЖЕНИЕ

$$W = \frac{1}{2d} \int_0^{2d+t} \sigma \varphi dx. \quad (11)$$

Потенциал φ удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (12)$$

С граничными условиями:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z_{z=0}} - \frac{\partial \varphi}{\partial z_{z=-0}} = -\sigma \quad \text{или} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z_{z=0}} = \frac{\sigma}{2}. \quad (13)$$

Решение уравнения (12) разумно представить в виде ряда Фурье:

$$\varphi(x, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_{0n} \sin \left(\frac{\pi n}{2d+1} x \right) e^{\frac{\pi n}{2d+1} z}. \quad (14)$$

Это уравнение тождественно удовлетворяет (1). Постоянные φ_{0n} определяются из граничных условий:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z_{z=0}} = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_{0n} \frac{\pi n}{2d+1} \sin \left(\frac{\pi n}{2d+1} x \right) e^{\frac{\pi n}{2d+1} z} \rightarrow \begin{cases} \frac{\sigma}{2} & \text{при } 0 < x < d, \\ 0 & \text{при } d < x < d+t, \\ -\frac{\sigma}{2} & \text{при } d+t < x < 2d+t. \end{cases} \quad (15)$$

Примем (15) в виде:

$$\varphi(x, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_{0n} n \sin \left(\frac{\pi n}{2d+1} x \right) = 0; \quad \frac{\sigma(2d+t)}{2\pi n}; \quad f(x). \quad (16)$$

В правой части этого уравнения стоит кусочная функция, которую разлагаем в ряд по синусам. Коэффициенты $\varphi_{0n} \cdot n$ перед синусами в левой части (16) являются коэффициентами ряда Фурье, которые определяем по стандартной методике:

$$\begin{aligned} \varphi_{0n} \cdot n &= \frac{1}{\pi} \cdot \left[\int_0^d \frac{\sigma(2d+t)}{2\pi} \sin \left(\frac{\pi n}{2d+1} \cdot y \right) dy - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sigma(2d+t)}{2\pi} \int_{d+t}^d \sin \left(\frac{\pi n}{2d+1} \cdot y \right) dy \right] = \frac{\sigma(2d+t)}{2\pi n} \times \\ &\quad \times \left[\cos \left\{ \frac{\pi n}{2d+1} y \right\} \Big|_d^0 - \cos \left\{ \frac{\pi n}{2d+1} y \right\} \Big|_{2d+t}^{d+t} \right] = \\ &= \frac{\sigma(2d+t)}{2\pi n} \left[1 - \cos \left\{ \frac{\pi n}{2d+1} \right\} - \right. \\ &\quad \left. - \cos \left\{ \frac{\pi n(d+t)}{2d+1} \right\} + \cos(n\pi) \right]; \\ \varphi_{0n} &= \frac{d\sigma(2d+t')}{2\pi n^2} \left[1 - \cos \left\{ \frac{\pi n}{2d+t'} \right\} - \right. \\ &\quad \left. - \cos \left\{ \frac{\pi n(1+t')}{2+t'} \right\} \cos \{ \pi n \} \right], \end{aligned} \quad (17)$$

где $t' = t/d$. С учетом (17) для потенциала (14) можно записать:

$$\varphi(x, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d\sigma(2d + t')}{2\pi n^2} \left[1 + \cos\{\pi n\} - \cos\left\{\frac{\pi n}{2 + t'}\right\} - \cos\left\{\frac{\pi n(1 + t')}{2 + t'}\right\} \right] \sin\left\{\frac{\pi n x'}{2 + t'}\right\} e^{\frac{\pi n z'}{2 + t'}}. \quad (18)$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Clow H. // Nature. 1962. V. 194. P. 1035.
2. Herd S.R., Ahn K.Y. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 2384.
3. Friedlander F.J., Silva L.F. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. No. 3. P. 946.
4. Kools J.C.S., Kula W., Mauri D., Lin T. // J. Appl. Phys. 1999. V 85. P. 4466.
5. Gayen A., Umadevi K., Chelvane A. et al. // J. Mater. Sci. Eng. 2018. V. 7. P.1.
6. Чжан А.В., Подорожняк С.А., Громилов С.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 730; Chzhan A.V., Podorozhnyak S.A., Gromilov S.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 614.
7. Chzhan A.V., Podorozhnyak S.A., Shahov A.N. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1389. P. 1.
8. Васильковский В.О., Савин П.А., Лепаловский и др. // ФММ. 1995. Т. 79. № 3. С. 70.
9. Чжан А.В., Орлов В.А., Волочаев М.Н. // ФММ. 2023. Т. 124. № 10. С. 904; Chzhan A.V., Orlov V.A., Volochaev M.N. // Phys. Metals Metallog. 2023. V. 124. No. 10. P. 961.
10. Kittel Ch. // Rev. Modern Phys. 1949. V. 21. No. 4. P. 541.

Thickness dependencies of the coercivity of three-layer magnetic films obtained by chemical deposition

A. V. Chzhan^{a,b,*}, V. A. Orlov^{b,c}, Zh. M. Moroz^d

^aKrasnoyarsk State Agrarian University, Krasnoyarsk, Russia

^bSiberian Federal University, Krasnoyarsk, Russia

^cL.V. Kirensky Institute of Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Federal Research Center Krasnoyarsk Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Krasnoyarsk, Russia

^dIrkutsk State Transport University, Krasnoyarsk Institute of Railway Transport, Krasnoyarsk, Russia

*e-mail: avchz@mail.ru

The results of the study of the coercivity of three-layer magnetic films obtained by chemical deposition are presented. The features of its changes from the thickness of the forming layers are determined. They are associated with the specificity of the magnetization reversal of the studied system, caused by a small difference in the values of the coercivity of the magnetic layers. The energy of the demagnetizing field is calculated, since an expression for the critical field for the magnetization reversal of the film is obtained, which describes well the experimentally observed linear dependence of the coercivity on the thickness of the magnetic layers.

Keywords: multilayer magnetic films, coercivity, interlayer interaction, demagnetizing field

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АРОМАТИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ОБРАБОТКЕ СИГНАЛОВ

© 2025 г. **Ш. В. Эгамов**¹, **А. М. Хидиров**¹, **Х. Б. Мирзокулов**^{1,*}, **Б. Н. Рахимов**²

¹Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий
имени Мухаммада ал-Хоразмий, Самарканд, Узбекистан

²Ташкентский университет информационных технологий имени Мухаммада ал-Хоразмий, Ташкент, Узбекистан

*E-mail: liverpool_2592@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Получены экспериментальные результаты спектров фарадеевского вращения в диапазоне 1.8–3.65 эВ для H₂O, CCl₄, диметиланилина, бензола, нитробензола, о-толуидина, о-анизидина, м-хлоранилина и о-хлоранилина. Полуэмпирические квантово-механические расчеты самосогла-сованного поля с использованием метода MNDO/D для органических молекул были выбраны для оценки электронных спектров в видимом диапазоне для интерпретации экспериментальных ре-зультатов. Показано, что магнитооптический отклик образцов меняется не только в зависимости от геометрии, распределения пи-электронов в ароматических жидкостях, но и существенно зави-сит от их химического состава.

Ключевые слова: эффект Фарадея, жидкостные магнитооптические волноводные логические вен-тили

DOI: 10.31857/S0367676525040056, **EDN:** GSZTEX

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в прикладных целях все активнее стали применяться органические матери-алы, как в твердой, так и в жидкой фазе. С це-лью определения магнитооптических парамет-ров органических углеводородов были проведе-ны экспериментальные исследования аромати-ческих углеводородов в видимой области спек-тра. Бензол и его производные являются осно-вой многих синтезируемых полимеров, приме-няющихся в современных устройствах и весьма привлекательны для исследований.

Условием ароматичности является наличие π -связей, расположенных в кольцевой структуре молекул, причем каждый атом кольца должен обладать p -орбиталью, формирующей перекрыва-ющиеся области p_z -составляющих. Атомы ко-льца при этом чаще всего гибридизируются в состо-яние sp^2 . К примеру, в бензоле все три π -связи на-ходятся в пределах кольца из шести атомов в sp^2 , которые формируют перекрывающиеся p_z орби-тали [1–4].

Данная молекула остается плоским кольцом (с лучами атомов водорода), несмотря на деформа-ции кручения и к тому же удовлетворяет пра-вилу Хюккеля и, соответственно, является аро-

матической. Опыты с ЯМР с молекулами бен-зола показывают, что делокализованные элек-троны молекул бензола под воздействием маг-нитного создают индуцированный кольцевой ток π -электронов.

Собственно, именно такое поведение электро-нов бензольного кольца и его моно- и ди- за-мещенных производных приводит к достаточно большой магнитооптической добротности орга-нических материалов, поэтому данные образцы были выбраны для более детального исследова-ния авторами работ [5, 6].

Выбранный для исследований органических жидкостей магнитооптический эффект Фара-дея происходит при взаимодействии плоско-поляризованной световой волны с веществом в присутствии магнитного поля. Свет после про-хождения образца в общем случае становится эл-липтически поляризованным с главными осями, повернутыми на некоторый угол относительно плоскости поляризации падающего пучка. При воздействии относительно слабого внешнего по-ля H фарадеевское вращение можно считать эф-фектом первого порядка по H .

Образцы ароматических жидкостей с бензоль-ными кольцами: бензол, нитробензол, орто-

толуидин, орто-анизидин, а также мета- и орто-хлоранилин были очищены путем перегонки и помещены в трубки Вуда. Спектральные магнитооптические свойства образцов были изучены с помощью монохроматора МДР12, были проведены измерения спектров магнитооптического эффекта Фарадея в диапазоне длин волн 350–600 нм. Блок-схема установки приведена на рис. 1 [7].

Исследования магнитооптических спектров проводились на специально выбранной серии образцов с целью определения влияния химического состава и геометрии молекул на величину эффекта Фарадея в видимой области. Как и следовало ожидать, состав атомов в моно- и ди-замещенных производных бензола оказывает достаточно заметное влияние как на оптические, так и на магнитооптические свойства исследованных жидкостей (рис. 2). Сравнивая экспериментальные кривые спектральных зависимостей эффекта Фарадея для бензола (C_6H_6) и нитробензола ($C_6H_5NO_2$), легко видеть, что замещение одного атома водорода группой NO_2 приводит к сильному уменьшению максимума эффекта Фарадея. Изменяется и вид дисперсионной кривой, как это видно на рис. 2а.

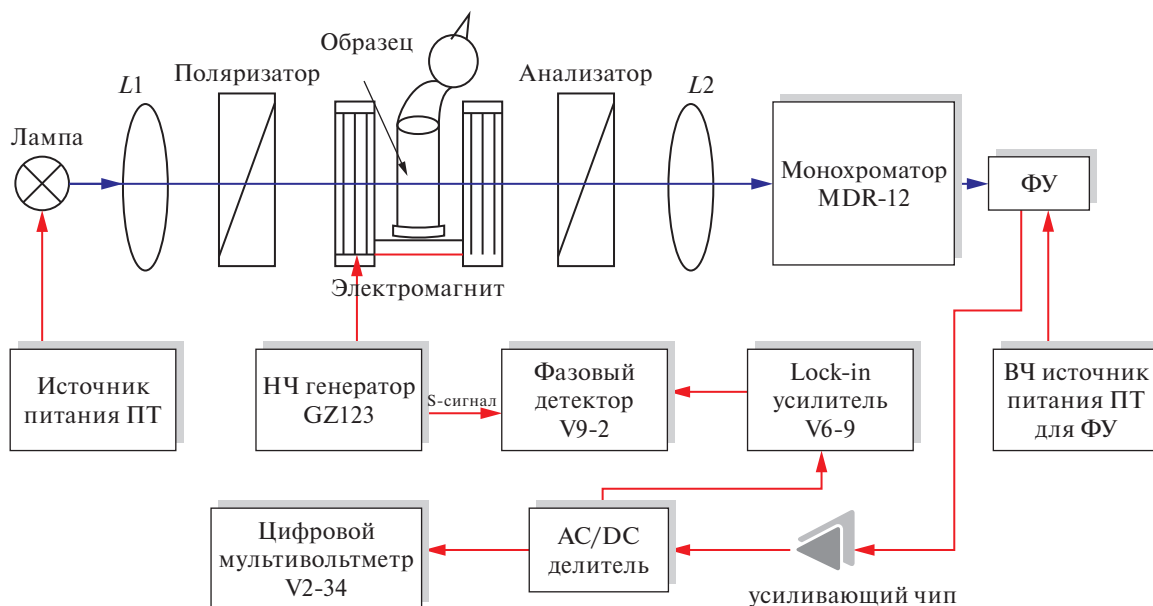
Результаты проведенных компьютерных вычислений, приведенные в табл. 1 [7,8] показали, что при переходе от C_6H_6 к $C_6H_5NO_2$, происходит сильное перераспределение электронных плотностей молекул, и одновременно меняется

их энергетический спектр, длины волн переходов в таблице даны в электрон-вольтах (эВ) (см. нижние расчетные кривые для сил осцилляторов на рис. 2а).

На рис. 2б представлены спектральные кривые эффекта Фарадея для орто-анизида и орто-толуидина, в которых один атом водорода бензольного кольца замещен группой CH_3O у молекулы о-анизида и CH_3 у о-толуидина, а вторые заместители (NH_2) – одинаковые. Наличие лишнего атома кислорода приводит к тому, что магнитооптическая добротность о-анизида оказывается существенно больше, чем у о-толуидина.

Представляло интерес выяснить, как влияет структурная изомерия, обусловленная различным положением ди- замещающих групп бензольного скелета на их магнитооптические свойства. Для этого были выбраны образцы хлоранилина в орто- и мета- состояниях. Полученные результаты для данных образцов представлены на рис. 3.

Исследования магнитооптических спектров проводились на специально выбранной серии образцов с целью определения влияния химического состава и геометрии молекул на величину эффекта Фарадея в видимой области. Как и следовало ожидать, состав атомов в моно- и ди-замещенных производных бензола оказывает достаточно заметное влияние как на оптические, так и на магнитооптические свойства исследованных жидкостей. Результаты спек-



Эксперимент проведен с модуляцией внешнего магнитного поля с частотой $f = 37$ Гц, $H(\max) = 40$ Э.

Рис. 1. Блок-схема магнитооптической установки для исследования магнитооптических спектров ароматических жидкостей. Эксперимент выполнен с модуляцией внешнего магнитного поля с частотой $f = 37$ Гц, $H(\max) = 40$ Э.

Таблица 1. Электронные спектры ароматических молекул (на основе расчетов MNDO/d).

Benzene	687.04	410.77	410.77	417.77	346.28	346.28	330.63	292.48					
Переход	1	2	3	4	5	6	7						
Вырожденность	1	2	2	2	2	1	2						
Спиновая мультиплетность	3	3	3	3	2.002	1	3						
Сила осциллятора	0	0	0	0	0	0	0						
Nitrobenzene	2270.7	1344.68	1078.19	922.14	658.77	464.54	454.08	427.43	416.62	412.32	411.83		
Переход	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11		
Вырожденность	1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2		
Спиновая мультиплетность	3	3	1	1	1	3	3	1	3	3	1		
Сила осциллятора	0	0	0	0	0	0	0	0.001	0	0	0		
o-Toluidine	740.34	515.65	448.86	381.81	357.99	356.79	338.25	329.37					
Переход	1	2	3	4	5	6	7	8					
Вырожденность	1	1	1	1	2	2	1	1					
Спиновая мультиплетность	3	3	3	1	1	3	3	3					
Сила осциллятора	0	0	0	0.036	0.036	0	0	0					
o-Anizidine	826.81	529.61	463.15	394.1	382.97	363.53	359.02	337.44	256				
Переход	1	2	3	4	5	6	7	8	12				
Вырожденность	1	1	1	1	1	1	1	1	1				
Спиновая мультиплетность	3	3	3	1	1	3	3	3	1				
Сила осциллятора	0	0	0	0.027	0.031	0	0	0	0.299				
m-Chloraniline	770.64	577.72	457...35	415.29	401.34	388.63	360.3	343.76	337.08	335.35	331.81	303.57	280.1
Переход	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Вырожденность	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	1	1	1
Спиновая мультиплетность	3	3	3	1	3	1	3	3	3	1	3	3	1
Сила осциллятора	0	0	0	0.027	0	0.088	0	0	0	0	0	0	0.498
o-Chloraniline	1153.7	723.24	500.98	455.06	444.09	437.58	379.92	361.87	352.53	333.63	324.96	290.72	
Переход	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	17	
Вырожденность	1	1	1	1	1	1	1	1	1	3	1	1	
Спиновая мультиплетность	3	3	3	1	3	1	3	3	3	1	1	1	
Сила осциллятора	0	0	0	0.086	0	0.046	0	0	0		0.015	0.272	

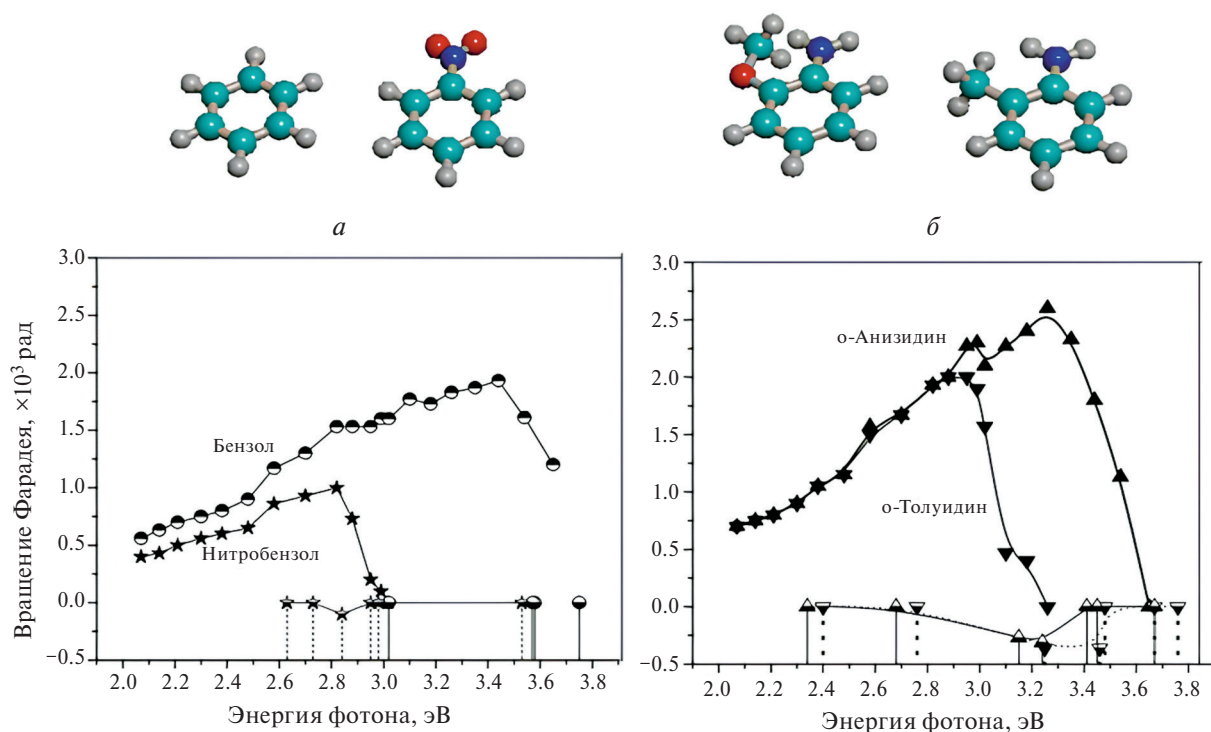


Рис. 2. Магнитооптические спектры и расчеты сил осцилляторов спектров дизамещенных бензола: бензола и нитробензола (а), о-анизида и о-толуидина (б). Вверху — структура молекул.

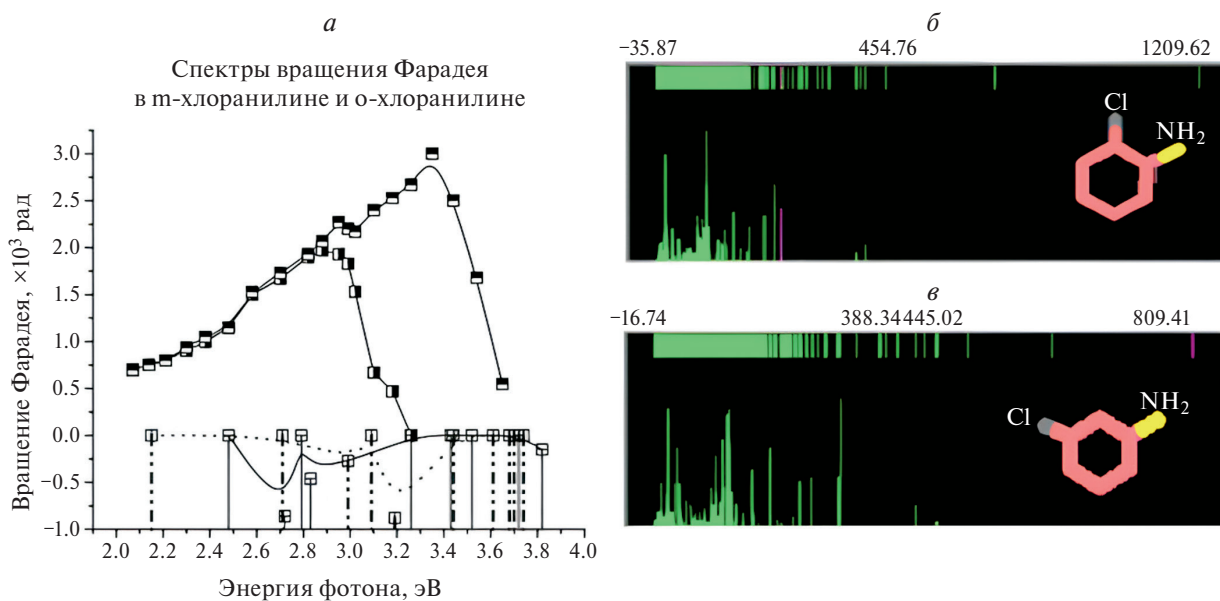


Рис. 3. Магнитооптические спектры фарадеевского вращения для о-хлоранилина (а, кривая 1) и м-хлоранилина (а, кривая 2) и их расчетные энергетические спектры (б, в) (без учета влияния магнитного поля).

тров фарадеевского вращения для выбранных образцов в диапазоне 1.8–3.65 эВ для толщины слоя образца 2.3 см и приложенного внешнего магнитного поля $H_z = 40$ Э представлены на рис. 4.

Анализ полученных данных показывает, что на энергетические спектры исследованных молекул

оказывает сильное влияние не только химический состав, но и само расположение замещающих групп относительно друг друга. Еще более заметно это влияние на магнитооптические свойства изомеров.

По результатам исследования магнитооптических спектров приведенным на рис. 3 можно

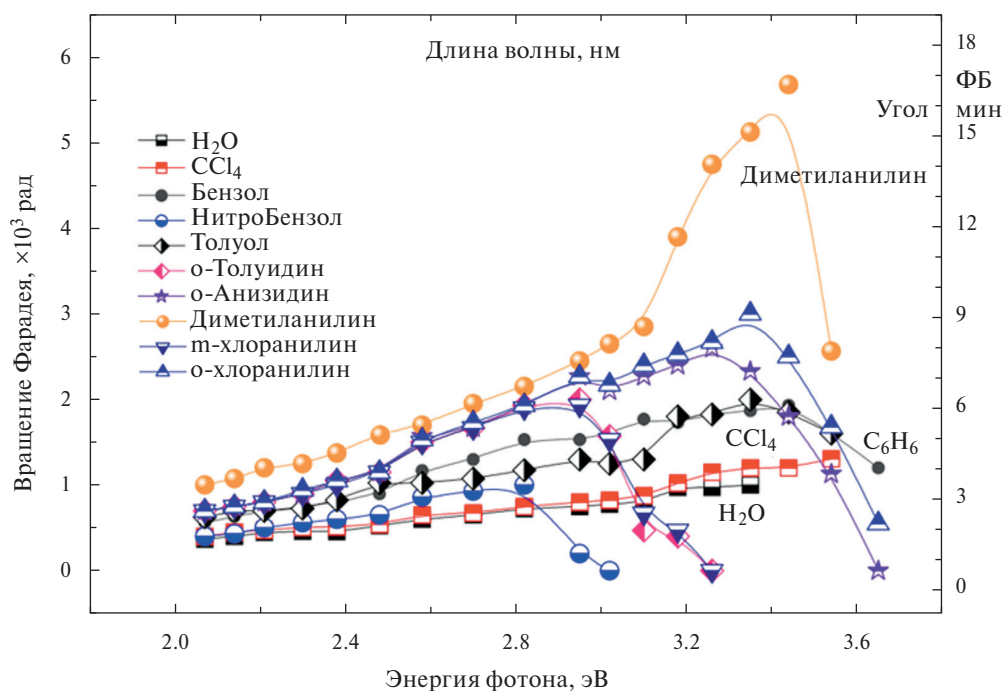


Рис. 4. Эффект Фарадея в некоторых жидкостях.

сделать вывод, что магнитооптическая добротность органических жидкостей вполне достаточна для их использования в прикладных целях что позволяет сформулировать задачу для разработки полученных экспериментальных результатов для проектирования широкого спектра устройств обработки, хранения и передачи информации [9].

Еще одним интересным приложением, безусловно, является выбор использования ароматических жидкостей для обработки данных, таких как матрица умножение на матрицу и другие. В работе [9] показано, как мы можем использовать магнитооптические преимущества для обработки сигналов. Например, мы можем использовать поляризационные свойства фотонов и их запутанность для моделирования элементарного полусумматора.

Целью данной статьи является, скорее, формулирование магнитооптических задач, связанных с применением ароматических жидкостей в современных областях связи и хранения данных, а не подробное объяснение всего их поведения. Наиболее реалистичными устройствами являются магнитооптические волокна и выбор использования магнитооптики для управляемых вентилях ИЛИ и НЕ для обработки данных [10–13]. Здесь мы лишь вкратце изложим некоторые идеи таких приложений.

Давайте проведем некоторые элементарные расчеты для соленоидного магнита, используя волокно длиной 1 см и диаметром 100 мкм с наружным диаметром и сердцевинной, заполненной подходящей ароматической жидкостью, в качестве образца для магнитооптического прибора.

Если подать ток около 0.1 А на проволочную катушку диаметром 0.2 мм (с магнитооптическим волокном, имеющим вышеуказанные параметры), то эффект Фарадея может быть отрегулирован в диапазоне 30° – 45° (угловых) в зависимости от природы образца. Это означает, что мы можем без особых проблем использовать такие органические материалы в целях связи, как магнитооптические модуляторы и изоляторы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fathi M.B., Baniyadi F., Panahi N. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 469. P. 13.
2. Gribanyov D.A., Postnova E.Y., Orlov V.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 2. P. 186.
3. Ерин К.В., Вивчарь В.И. // ЖПС. 2023. Т. 90 №. 6. С. 843; Yerin K.V., Vivchar V.I. // J Appl. Spectrosc. 2024. V. 90. No. 6. P. 1205.
4. Gracheva I.E., Olchowik G., Gareev K.G. et al. // J. Phys. Chem. Solids. 2013. V. 74. P. 656.
5. Egamov S. // Proc. of the Frontiers in Optics. OSA Technical Digest. (New York, 2006). Art. No. FWR6.
6. Egamov S. // Proc. of the Frontiers in Optics. OSA Technical Digest. (California, 2007). Art. No. JWC21.
7. Egamov S., Wang G., Zhang S. et al. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. No. 8. P. 3116.
8. Юрасов А.Н., Яшин М.М., Ганьшина Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 716; Yurasov A.N., Yashin M.M., Ganshina E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 601.
9. Egamov S. // Proc. of the Frontiers in Optics. OSA Technical Digest (California, 2009). Art. No. FWB3.
10. Эгамов Ш.В., Хидиров А.М., Уринов Х.О. и др. // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. №. 19. С. 7; Egamov S.V., Khidirov A.M., Urinov K.O. et al. // Tech. Phys. Lett. 2020. V. 46. No. 10. P. 947.

11. Egamov S., Siddikov I., Khidirov A. // Proc. of the ICISCT (Tashkent, 2020). P. 1.
12. Egamov Sh., Khidirov A., Mirzokulov Kh. // J. Eng. Res. Sci. 2022. V. 1. No. 8. P. 19.
13. Мирзокулов Х.Б., Салахитдинов А.Н., Юрасов А.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 692; Mirzokulov K.B., Salakhitdinov A.N., Yurasov A.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 579.

Study of magneto-optical properties of aromatic liquids and their application in signal processing

S. V. Egamov, A. M. Khidirov^a, Kh. B. Mirzokulov^{a,*}, B. N. Rakhimov^b

^a *Muhammad al-Khwarizmi Tashkent University of Information Technologies, Samarkand Branch,
Samarkand, Uzbekistan, 140100*

^b *Muhammad al-Khwarizmi Tashkent University of Information Technologies, Tashkent, Uzbekistan, 100000*

^{*}*e-mail: liverpool_2592@mail.ru*

Experimental results of Faraday rotation spectra in the range of 1.8-3.65 eV were obtained for H₂O, CCl₄, dimethylaniline, benzene, nitrobenzene, o-toluidine, o-anisidine, m-chloroaniline and o-chloroaniline. Semi-empirical quantum mechanical self-consistent field (SCF) calculations using the MNDO/D method for organic molecules were chosen to evaluate electronic spectra in the visible range for interpretation of experimental results. It is shown that the magneto-optical response of samples varies not only depending on geometry. distribution of pi electrons in aromatic liquids, but also significantly depends on their chemical composition.

Keywords: Faraday effect, liquid magneto-optical waveguide logic gates

УДК 537.62:537.9

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ И ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК (CoFeB+SiO₂) С РАЗНЫМИ СОСТАВАМИ И СТРУКТУРОЙ

© 2025 г. Л. Н. Котов^{1,*}, А. А. Уткин¹, И. В. Семяшкин¹,
Ю. Е. Калинин², А. В. Ситников²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Сыктывкарский государственный университет», Сыктывкар, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Воронежский государственный технический университет», Воронеж, Россия

*E-mail: kotovln@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Получены температурные зависимости намагниченности композитных пленок (CoFeB+SiO₂) с разной концентрацией металлического сплава $x = 45\text{--}85$ ат. % с разной микро- и наноструктурой при температурах 2–400 К в магнитных полях 5 мТл и 5 Тл. Получены петли гистерезиса намагниченности пленок с разными x в магнитных полях до 5 Тл при температурах 2, 100, 300 и 400 К. Показано, что пленки с гранулированной структурой характеризуются более широкой петлей гистерезиса и имеют более сильную зависимость намагниченности от температуры по сравнению с пленками с гранулярно-перколяционной структурой и с пленками со структурой в виде металлической матрицы с диэлектрическими включениями.

Ключевые слова: композитные металлодиэлектрические пленки, магнитная структура, намагниченность, температурные зависимости, петли гистерезиса.

DOI: 10.31857/S0367676525040066, EDN: GTCNSC

ВВЕДЕНИЕ

Изучение магнитных свойств композитных материалов представляет собой одну из ключевых областей в материаловедении и в современной физике особенно в контексте разработки новых технологий и устройств [1–3]. Композитные пленки, состоящие из комбинаций магнитных и диэлектрических немагнитных компонентов, обладают уникальными свойствами, которые могут быть использованы в различных приложениях, таких как магнитоэлектроника, магнитные носители информации и сенсорные технологии [4, 5]. Композитные пленки: магнитный металл–диэлектрик привлекают большое внимание исследователей благодаря их уникальной способности к тонкой настройке магнитных свойств и высокой чувствительности к внешним электромагнитным полям [6]. Одним из интересных классов композитных материалов являются пленки, содержащие металлический сплав CoFeB и диэлектрический материал SiO₂, в которых имеется разное сочетание магнитной и

немагнитной фаз [7]. Проведенные ранее исследования показали, что магнитные свойства таких композитных пленок сильно зависят от их структуры, которая может варьироваться от гранулированных до магнитных полосовых структур и сплошных металлических матриц с диэлектрическими включениями в зависимости от концентрации металлического сплава x и толщины пленок [8]. Цель данной работы — установление связи магнитных свойств и их зависимостей от температуры и магнитного поля для композитных пленок (CoFeB+SiO₂) с их составом и микро- и наноструктурой. С этой целью в данной работе были проведены экспериментальные исследования температурных зависимостей намагниченности в интервале температур 2–400 К при магнитных полях 5 мТл и 5 Тл для композитных пленок с разной микро- и наноструктурой. Также были получены петли гистерезиса намагниченности для этих пленок при разных температурах 2, 100, 300 и 400 К при изменении магнитных полей от 0 до 5 Тл.

ПАРАМЕТРЫ НАПЫЛЕНИЯ ПЛЕНОК, СОСТАВЫ И ТОЛЩИНЫ

Объектом исследования в данной работе являются композитные пленки, которые представляют собой аморфные металлические и диэлектрические микро- и нано- области [9]. Эти пленки были синтезированы в Воронежском государственном техническом университете (ВГТУ) с использованием передовых технологий ионно-лучевой бомбардировки [10]. Синтез пленок осуществлялся на модернизированном вакуумном напылительном посту УВН-2М, специально адаптированном для проведения ионно-лучевой бомбардировки разных мишеней [11, 12]. В качестве мишеней использовались пластины из металлического сплава $\text{Co}_{0.52}\text{Fe}_{0.45}\text{B}_{0.2}$ и диэлектрического материала SiO_2 . Напыление пленок проводилось в атмосфере инертного газа аргона с давлением 0.02 Па, который обеспечивал стабильность распыления и минимизировал нежелательные химические реакции при напылении пленок. Подложкой для напыляемых пленок служил полимерный лист из полиэтилентерефталата формата А4 с размерами $297 \times 210 \text{ мм}^2$ и толщиной 30 мкм, который обеспечивал необходимую гибкость и температурную стабильность композитного материала. Перед напылением полимерная подложка проходила процесс ионной очистки, что позволяло значительно улучшать адгезию распыляемого вещества мишеней. Во время напыления пленок колпак с закрепленным листом из лавсановой подложки вращался со скоростью 1 оборот за 5 мин, время процесса напыления составляло 120 мин.

Для анализа химического состава композитных пленок применялся метод энергодисперсионного микроанализа (EDX) с использованием приставки AZTEC X-ACT, производства Oxford Instruments, интегрированной в систему СЭМ TESCAN MIRA3. При проведении анализа полученные спектры использовались для количе-

ственной оценки состава пленок, особенно для определения концентрации элементов металлического сплава Co, Fe, B. Для измерения толщины пленок получали изображение торца каждого образца, что позволяло визуализировать границу между пленкой и подложкой. При этом использовался детектор обратно рассеянных электронов, который обеспечивал высококонтрастные изображения, особенно чувствительные к различиям в атомном номере материалов. Контраст между пленкой и подложкой позволял четко определять границу раздела, что обеспечило возможность точного измерения толщины пленок. Результаты измерений толщины и состава пленок были систематизированы и представлены в табл. 1. В таблице используются следующие обозначения: d – толщина пленки, x – концентрация металлического сплава CoFeB, выраженная в атомных процентах. Образцы упорядочены в таблице, согласно последовательности напыления на полимерный лист, что позволяет проследить изменения характеристик пленок в зависимости от времени и условий при их напылении. Геометрия и размеры пластин SiO_2 подбирались такими, что почти все пленки, за исключением двух пленок № 1, 2 с $x = 45$ и 46 ат. % получались с послеперколяционной структурой [12].

МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения магнитного момента пленок в интервале температур 2–400 К и магнитных полей 0–5 Тл проводились в Центре диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники научного парка Санкт-Петербургского государственного университета (СПбГУ). Измерения намагниченности осуществлялись с использованием комплекса MPMS 3 SQUID для автоматизированных измерений, включающих в себя сверхпроводящий квантовый интерферометр-магнетометр СКВИД (Superconducting Quantum Interference Device (SQUID)) и термостат с регулировкой тем-

Таблица 1. Составы и толщины композитных пленок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$)

d , нм	x , ат. %	B	Co	Fe	O	Si	Структура	Номер пленки
556	46	4	22	20	38	16	G	1
684	45	4	22	19	39	16	G	2
741	51	4	25	22	33	16	GP-1	3
725	53	5	26	22	32	15	GP-1	4
761	54	4	26	24	31	15	GP-1	5
858	65	5	32	28	23	12	GP-2	6
864	69	5	34	30	20	11	GP-2	7
810	79	8	37	33	14	7	GP-2	8
759	83	10	39	34	11	6	MDI	9
680	85	10	40	35	9	6	MDI	10

ператур в интервале 1.9–400 К. Магнито-полевые зависимости намагниченности пленок при разных температурах 2, 100, 300, 400 К измеряли в автоматическом режиме при изменении величины и направления магнитного поля. Во время проведения всех измерений магнитное поле было направлено параллельно поверхности пленки. Такая ориентация магнитного поля обеспечивала минимальное влияние размагничивающего поля композитной пленки и позволяла точнее определить магнитный момент пленки. После проведения измерений, полученные значения магнитного момента пересчитывались в намагниченность образца, по которым и были построены температурные и магнито-полевые зависимости намагниченности (петли гистерезиса) для каждой пленки с разным составом и магнитной структурой.

СТРУКТУРА КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК

Для получения изображений рельефа поверхности пленок и магнитно-фазового контраста (МФК) применялся атомно-силовой микроскоп (АСМ) INTEGRA PRIMA (NT-MDT, Россия), оснащенный кантилевером MFM10. На кантилевер MFM10 был установлен кремниевый зонд, покрытый тонким слоем магнитного сплава CoCr , толщиной 30 нм. Магнитный слой при-

дает зонду дополнительную чувствительность к магнитным полям на поверхности образца. Радиус кончика зонда составлял 40 нм, что обеспечивало пространственное разрешение магнитных структур около 20 нм. В ходе измерений частота внешней силы, действующей на кантилевер с зондом, настраивалась близкой к собственной частоте кантилевера в диапазоне частот от 70 до 90 кГц. Выбор частоты важен для оптимизации чувствительности измерений и минимизации влияния нежелательных вибраций и шумов. При сканировании поверхности пленки магнитный зонд взаимодействует с неровностями поверхности и с локальными магнитными полями, которые определяют фазу колебаний кантилевера в фиксированные моменты времени. Изменения фазы, или фазовое различие $\Delta\varphi$ относительно некоторой области пленки, являлись данными, регистрируемыми в процессе измерения на АСМ. Зарегистрированные изменения фазы $\Delta\varphi$ преобразовывались в визуальные изображения, которые отображали рельеф пленки и распределение магнитных однородных областей на поверхности композитных пленок. Далее из суммарного изображения изменения фазы вычиталось изображение рельефа поверхности пленок. После этого получались изображения магнито-фазового контраста (МФК) (рис. 1),

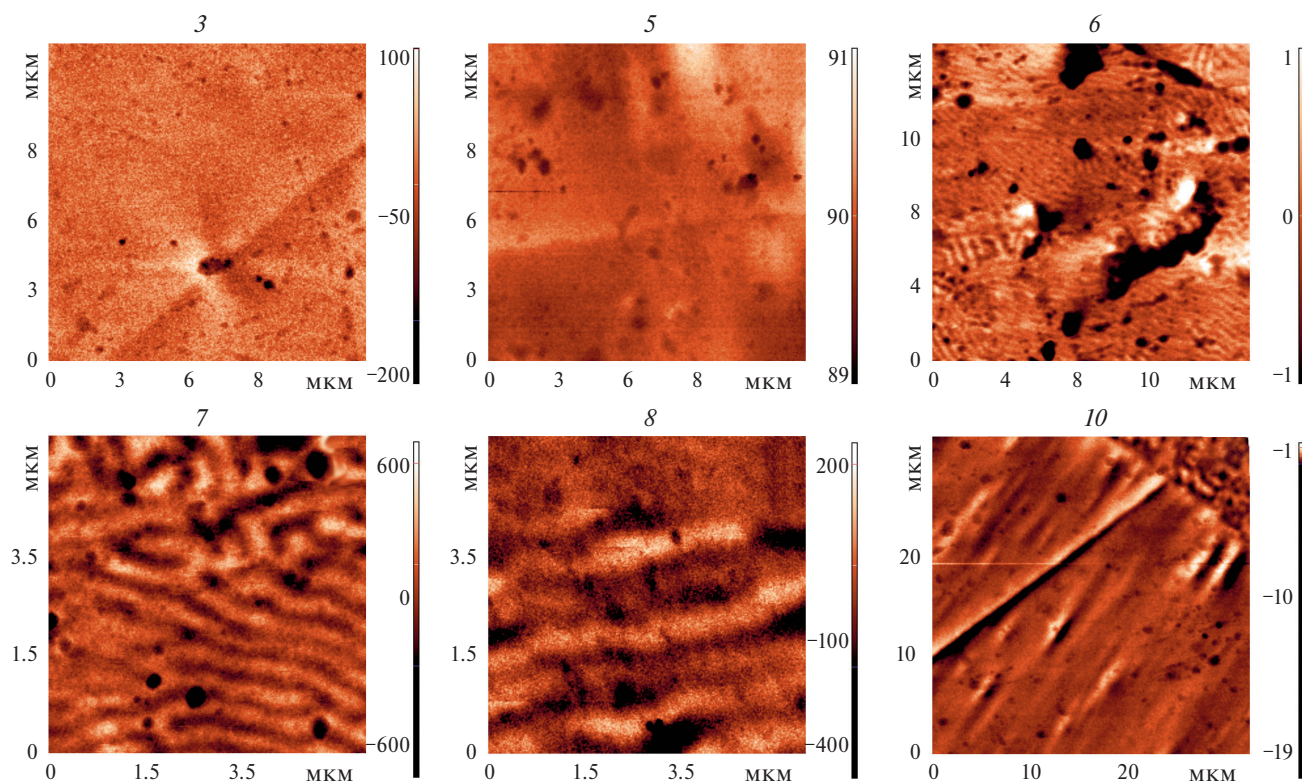


Рис. 1. Изображения магнито-фазового контраста композитных пленок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$). Номера фрагментов рисунка совпадают с номерами пленок, приведенных в табл. 1. Справа от изображений приведена вертикальная цветовая шкала, привязанная к значениям разности фаз в миллиградусах.

в котором области с разным знаком $\Delta\varphi$ имеют различные направления локального магнитного поля сканированного участка поверхности. По изображению МФК можно получить информацию о средних размерах гранул и однородных областей, поскольку магнитный зонд реагирует не только на изменение магнитных полей над поверхностью пленки [7]. Оценка средних размеров гранул по изображению МФК пленки № 3 на рис. 1 дает значения 20–50 нм. По изображению МФК можно получить также информацию о размерах, форме и ориентации магнитных областей [7]. Анализ изображений МФК композитных пленок с разной концентрацией металлического сплава x показал значительные различия в магнитной структуре (рис. 1). Как видно из рис. 1, пленки № 3 ($x = 51$ ат. %) и № 5 ($x = 54$ ат. %) обладают гранулярно-перколяционной структурой. На изображении МФК фрагмента 3, регистрируется слабое магнитное поле во всем окне сканирования пленки 10×10 мкм² с перколяционными областями малых размеров. Эта структура указывает на начало процессов перколяции при напылении пленок, когда скопления металлических частиц (гранул) начинают образовывать большие области, способные создавать над поверхностью пленки значительные однородные магнитные поля [7]. При большей концентрации $x = 65$ ат. %, для пленок с гранулярно-перколяционной структурой просматриваются магнитные полосы длиной более 4 мкм со слабо отличающейся намагниченностью в соседних полосах (фрагмент 6). С увеличением x до 69 ат. % соседние полосы имеют сильное отличие по создаваемому магнитному полю (фрагмент 7). Дальнейшее увеличение x приводит к значительному уширению этих магнитных полос (фрагмент 8). Для пленок с наибольшей концентрацией металлического сплава $x = 84$ ат. %

на изображениях пленки с окном сканирования 20×20 мкм² наблюдается однородно намагниченная область пленки, по которой идут параллельные полосы, которые могут быть созданы областями другой намагниченности (фрагмент 10). Это свидетельствует о том, что при высокой концентрации x , создаваемое над поверхностью пленки магнитное поле, становится более однородным в больших микрообластях пленки и соответствует металлической матрице с диэлектрическими включениями. Анализ изображений МФК пленок, полученных с помощью АСМ с использованием кантилевера с магнитным зондом [3, 6], показал, что пленки имеют различную микро- и наноструктуру, в том числе, и магнитную структуру (рис. 1). Пленки с низкой концентрацией металлического сплава $x = 45, 46$ ат. % имеют гранулированную структуру (эта структура в табл. 1 обозначена буквой G). Пленки с концентрациями $x = 51–65$ ат. % имеют неупорядоченную гранулярно-перколяционную структуру (эта структура обозначена как GP1). Пленки с большой концентрацией $x = 67–77$ ат. % имеют гранулярно-перколяционную структуру в виде полосовой зигзагообразной магнитной структуры (эта структура в таблице обозначена буквами GP2). При самой высокой концентрации $x > 85$ ат. % структура пленок представляет собой матрицу с диэлектрическими включениями (эта структура в таблице обозначена буквами MDI).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 показаны температурные зависимости намагниченности насыщения $M(T)$ для композитных пленок ($\text{CoFeB} + \text{SiO}_2$) с девятью разными концентрациями металлического сплава x из интервала 45–85 ат. %, находящихся в магнитных полях 5 мТл и 5 Тл. Как видно из

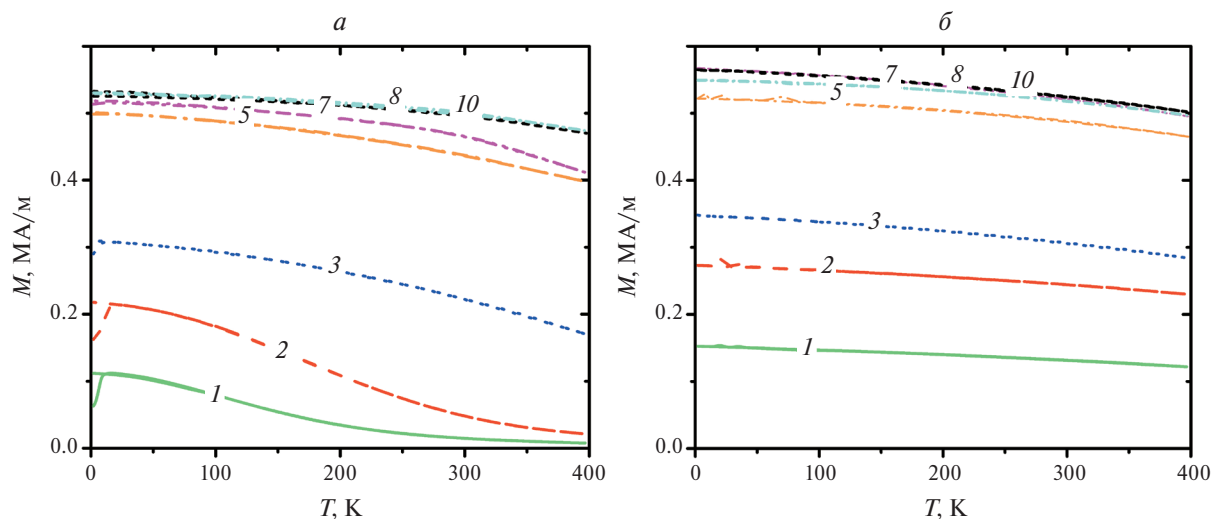


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности композитных пленок ($\text{CoFeB} + \text{SiO}_2$) в магнитных полях 5 мТл (а) и 5 Тл (б). Номера кривых совпадают с номерами пленок, приведенных в табл. 1.

рис. 2, для всех пленок, находящихся в магнитных полях 5 мТл и 5 Тл, наблюдается монотонное уменьшение намагниченности с ростом температуры от 20 до 400 К. Для пленок № 1, 2 с гранулированной структурой при малых магнитных полях 5 мТл наблюдается более быстрое уменьшение намагниченности с ростом температуры, чем для остальных пленок с гранулярно-перколяционной структурой. В больших магнитных полях 5 Тл для всех пленок наблюдается слабая зависимость намагниченности от температуры. Как и следовало ожидать, наибольшее значение намагниченности во всем интервале температур, наблюдается для пленки № 10 с наибольшей концентрацией металлического сплава $x = 85$ ат. %, для которой характерна структура в виде металлической матрицы с диэлектрическими включениями. Малое значение намагниченности в больших магнитных полях (рис. 2б) свойственно пленке № 1 с наименьшей концентрацией x , для которой характерна гранулированная структура. Для пленок № 1, 2, 3, имеющих гранулированную структуру, наблюдаются низкотемпературные максимумы намагниченности при температурах 10, 13, 5 К, соответственно (рис. 2б). Положения этих низкотемпературных максимумов $M(T)$ определяются равенством коэрцитивного поля и внешнего магнитного поля в 5 мТл. Разное положение низкотемпературных максимумов для пленок № 1, 2 с гранулированной структурой, задается разными значениями коэрцитивного поля для этих пленок, которое также сильно зависит и от температуры (рис. 3).

На рис. 3 представлены петли гистерезиса намагниченности пленок от магнитного поля до 40 мТл для композитных пленок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$) с семью концентрациями металлического сплава x при температурах: 2 К (рис. 3а) и 300 К (рис. 3б).

В экспериментах петли гистерезиса для всех пленок были получены в полях до 5 Тл. Для пленок № 7, 8 и 10 с большими $x = 69, 79$ и 85 ат. %, имеющих магнито-полосовую структуру и структуру в виде матрицы с диэлектрическими включениями, петля гистерезиса очень узкая и слабо изменяется при росте температуры с 2 на 300 К. Надо отметить, что для пленок № 1, 2, обладающих гранулированной структурой, петли гистерезиса очень широкие и демонстрируют значительное влияние на них температуры пленки.

На рис. 4 представлены концентрационные зависимости намагниченности насыщения (а) и коэрцитивной силы (б), равной ширине петли гистерезиса, для композитных пленок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$) с разной структурой при температурах 2, 100, 300 и 400 К. Структура пленок для разной концентрации x приведена в табл. 1. Намагниченность насыщения пленок с гранулярной и гранулярно-перколяционной структурой растет с увеличением концентрации x , а для пленок со структурой металлической матрицы, намагниченность слабо изменяется с концентрацией. Наибольший рост намагниченности в зависимости от x , наблюдается для пленок с гранулярно-перколяционной структурой, для которой растет объем перколяционных или протяженных металлических областей. Поведение коэрцитивной силы пленок при температуре 2 К имеет спадающий характер для всех концентраций x . Поведение коэрцитивной силы H_c пленок при других температурах 100, 300 и 400 К имеет разный характер и сильно зависит от температуры. Для пленок, с концентрациями $x = 46-51$ ат. %, включающими переход от гранулированной структуры к гранулярно-перколяционной структуре наблюдается минимум коэрцитивной силы H_c . Для пленок с

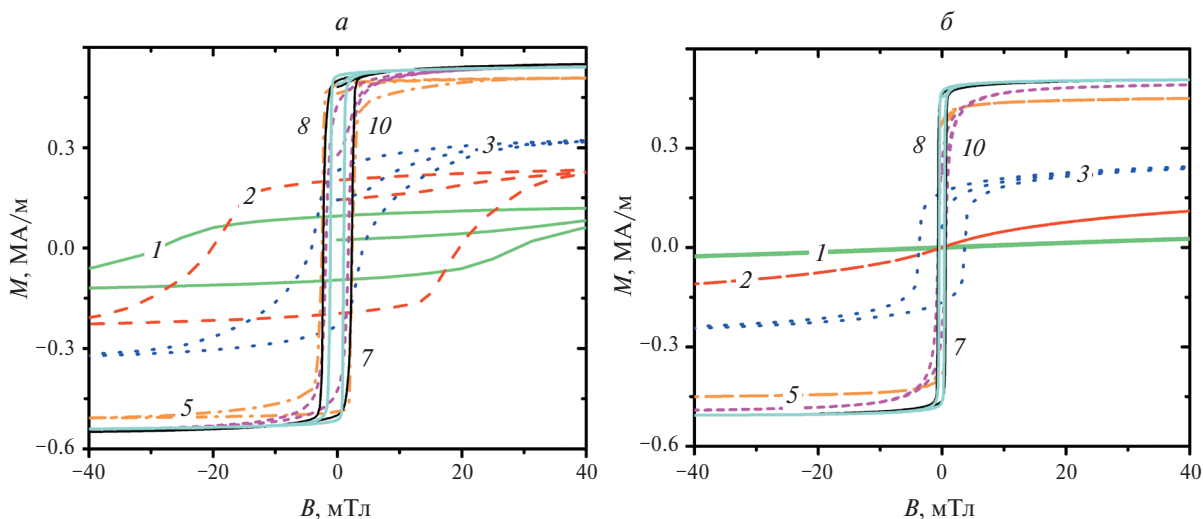


Рис. 3. Петли гистерезиса намагниченности композитных пленок ($\text{CoFeB}+\text{SiO}_2$) при температурах: 2 (а) и 300 К (б). Номера кривых совпадают с номерами пленок, приведенных в табл. 1.

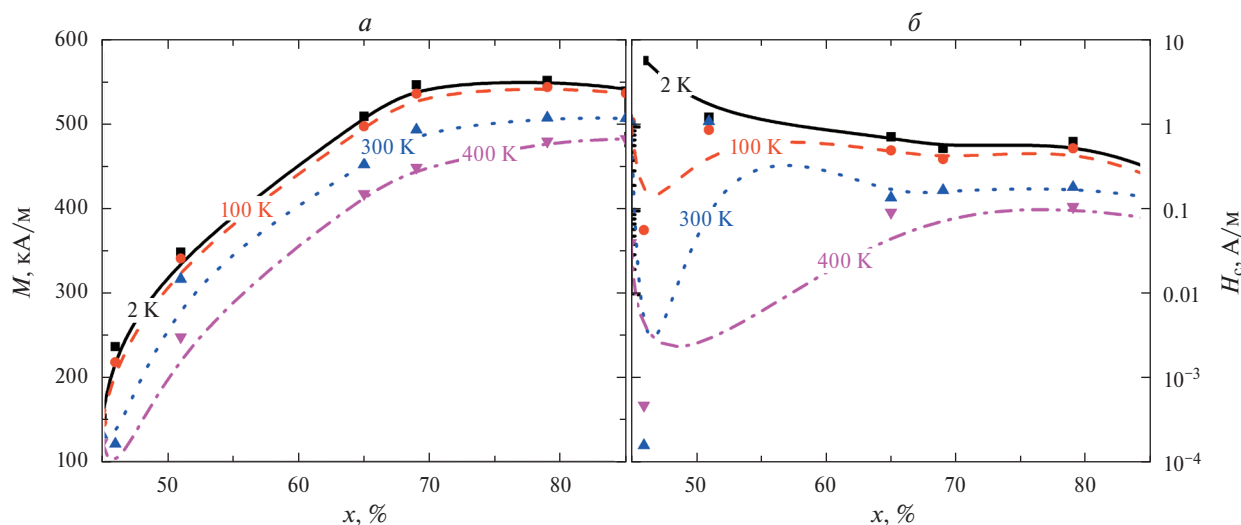


Рис. 4. Концентрационные зависимости намагниченности (а) и коэрцитивной силы H_c (б) композитных пленок (CoFeB+SiO₂) при температурах измерений $T = 2, 100, 300$ и 400 К. Температуры измерений соответствующих параметров приведены рядом с кривыми.

$x = 55\text{--}75$ ат. % с гранулярно-перколяционной структурой наблюдается рост и дальнейшее насыщение коэрцитивной силы H_c с увеличением концентрации x при $T = 400$ К. Для пленок с $x = 80\text{--}85$ ат. % со структурой металлической матрицы наблюдается незначительный спад коэрцитивной силы H_c с увеличением концентрации x в исследованиях при всех температурах $T = 2, 100, 300$ и 400 К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе проведенного исследования были изучены структура и магнитные свойства композитных пленок (CoFeB+SiO₂) с разными концентрациями металлического сплава $x = 45\text{--}85$ ат. %. Структура композитных пленок с ростом концентрации x изменяется от гранулированной структуры с $x = 45, 46$ ат. % до гранулярно-перколяционной структуры с $x = 0.51\text{--}0.79$, а с дальнейшим ростом x от 0.8 структура преобразуется в металлическую матрицу с диэлектрическими включениями. Анализ поведения коэрцитивной силы исследованных композитных пленок показал, что ее величина в значительной степени задается типом структуры композитных пленок, которая определяется концентрацией металлического сплава x и толщиной пленок. Для пленок с концентрациями $x = 45\text{--}60$ ат. %, включающей переход от гранулярной структуры к гранулярно-перколяционной структуре, коэрцитивная сила H_c нелинейно зависит от концентрации x , сначала уменьшается, затем увеличивается, а затем выходит в насыщение при высоких температурах $100, 300$ и 400 К. Анализ температурных зависимостей намагниченности и коэрцитивной силы показывает, что структура пленок, задаваемая содержанием металлического сплава пленок x , оказывает существенное влияние

на температурное поведение магнитных свойств композитных пленок (CoFeB+SiO₂). Наибольшую чувствительность к статическим магнитным полям демонстрируют композитные пленки с магнито-полосной структурой с концентрациями $x = 65\text{--}79$ ат. %, что подчеркивает перспективность их использования в высокочувствительных магнитных устройствах. Намагниченность пленок со структурой металлической матрицы слабо зависит от температуры, что делает материалы, выполненные на основе таких пленок, особенно ценными для применения в магнитных устройствах, где требуется высокая температурная стабильность.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калашников В.С., Коледов В.В., Шавров В.Г. и др. // Радиотехн. и электрон. 2023. Т. 68. № 4. С. 338.
2. Sinan A., Fulden U.K., Cansu I., Kevser K. // Biotechnol. Bioengin. 2021. V. 118. No. 8. P. 2906.
3. Милейко С.Т., Колчин А.А., Галышев С.Н. и др. // Композиты и наноструктуры. 2020. Т. 12. № 3(47). С. 88.
4. Lalitha A.K., Kasi I.V., Diwakar B.S. et al. // Mater. Today. Proc. 2019. V. 18. No. 6. P. 2182.
5. Huai Zhang, Yajiu Zhang, Zhipeng Hou et al. // Mater. Futures. 2023. V. 2. No. 3. Art. No. 032201.
6. Рыльков В.В., Николаев С.Н., Демин В.А. // ЖЭТФ. 2018. Т. 153. № 3. С. 424; Rylkov V.V., Nikolaev S.N., Demin V.A. et al. // JETP. 2018. V. 126. No. 3. P. 353.
7. Котов Л.Н., Устюгов В.А., Власов В.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 441; Kotov L.N., Ustyugov V.A., Vlasov V.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 385.
8. Котов Л.Н., Уткин А.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. // Вест. ЮУрГУ. Сер. «Матем. Механ. Физика». 2023. Т. 15. № 4. С. 85.

9. *Cheng Zhang, Chengang Ji, Yong-Bum Park et al. // Adv. Opt. Mater.* 2021. V. 9. No. 3. Art. No. 2001298.
10. *Котов Л.Н., Ласек М.П., Турков В.К. и др. // Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. № 9. С. 1255; *Kotov L.N., Lasek M.P., Turkov V.K. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2020. V. 84. No. 9. P. 1065.
11. *Казанцева Н.Е., Пономаренко А.Т., Шевченко В.Г. и др. // Физ. и хим. обраб. матер.* 2002. № 1. С. 5.
12. *Ситников А.В. Электрические и магнитные свойства наногетерогенных систем металл-диэлектрик. Дисс... докт. физ.-мат. наук. Воронеж, 2010. 320 с.*

Temperature dependencies of magnetization and hysteresis loops of composite films (CoFeB+SiO₂) with different compositions and structure

L. N. Kotov^{a,*}, A. A. Utkin^a, I. V. Semyashkin^a, Yu. E. Kalinin^b, A. V. Sitnikov^b

^a*Syktvykar State University, Syktvykar, 167001*

^b*Voronezh State Technical University, Voronezh, 394006*

^{*}*e-mail: kotovln@mail.ru*

Temperature dependences of magnetization of composite films (CoFeB+SiO₂) with different concentrations of metal alloy $x = 45\text{--}85$ at. % with different micro- and nanostructure at temperatures of 2–400 K in magnetic fields of 5 mT and 5 T were obtained. Hysteresis loops of magnetization of films with different x in magnetic fields up to 5 T at temperatures of 2, 100, 300, and 400 K were obtained. It was shown that films with granular structure are characterized by a wider hysteresis loop and have a stronger dependence of magnetization on temperature compared to films with granular-percolation structure and films with a structure in the form of a metal matrix with dielectric inclusions.

Keywords: composite metal-dielectric films, magnetic structure, magnetization, temperature dependences, hysteresis loops

МАГНИТНАЯ ДИНАМИКА НИКЕЛЕВЫХ ПЛЕНОК С ПОЛОСОВОЙ ЗУБЧАТОЙ СТРУКТУРОЙ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

© 2025 г. А. В. Голов^{1,*}, Л. Н. Котов¹, Ч. Наяк²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Сыктывкарский государственный университет», Сыктывкар, Россия

²Веллурский технологический институт, Веллур, Индия

*E-mail: antongolov@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучены условия переориентации намагниченности никелевых нанопленок с зубчатой полосовой структурой при прохождении через них акустических импульсов гауссовой формы. Исследовано поведение таких пленок в постоянном магнитном поле, построены петли гистерезиса в зависимости от угла приложения поля. Моделирование выполнено с использованием программного пакета MuMax3. Результаты работы могут быть применены при разработке современных компактных и энергоэффективных устройств магнитной записи.

Ключевые слова: ферромагнетики, пленки с зубчатой полосовой структурой, акустические импульсы, перемангничивание

DOI: 10.31857/S0367676525040073, EDN: GTDDXN

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия управление магнитным состоянием наноферромагнетиков и их нелинейная магнитная динамика представляет собой большой интерес, как в практической плоскости при проектировании компактных и энергоэффективных устройств электроники, магнитной записи и спинтроники, так и в контексте фундаментальных исследований возможностей создания магнитных наноячеек памяти сложной конфигурации для энергонезависимого хранения и обработки информации [1–3]. Развитие такой новой области в микромагнетизме, как сверхбыстрая магнитоакустика, стало возможным благодаря стремительному развитию нанотехнологий, удешевлению и минимизации лазерных технологий, позволяющих использовать достаточно мощные фемтосекундные лазеры для точечного нагрева подложек, приводящих к распространению ультракоротких акустических импульсов по направлению к исследуемому магнитному образцу, закрепленному на этой же подложке [4, 5]. Упругая деформация в кристаллах при таком воздействии может достигать очень высоких значений, достаточно близких к пределу пластичности твердых тел [6].

Управление магнитным состоянием достаточно сложных ансамблей полосовых структур и на-

номагнитов путем воздействия на них объемных акустических фононов или поверхностных акустических волн отличается не только энергоэффективностью, но и высокими скоростями переключения [2, 7]. В данной работе при помощи специализированного пакета микромагнитного моделирования MuMax3, с ускорением на графическом процессоре [8], моделируется процесс переключения вектора намагниченности в ферромагнитных наноструктурах сложной формы, а именно в никелевых нанопленках с полосовой зубчатой структурой, при прохождении через них коротких акустических импульсов.

ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В основе сверхбыстрой магнитоакустики лежит явление магнитострикции, определяемой взаимодействием упругой и магнитной подсистем ферромагнетика. Выделяют прямую и обратную магнитострикцию. При прямой магнитострикции изменение намагниченности приводит к изменению геометрических размеров образца или появлению упругих колебаний, а при обратной, наоборот, изменение размеров образца приводит к колебаниям вектора намагниченности. Данные эффекты можно описать в рамках феноменологической теории магнитоупруго-

сти [9], которая вносит существенный вклад в плотность магнитной энергии, представленной в данном исследовании суммой следующих плотностей:

$$F = F_{\text{zeem}} + F_{\text{aniz}} + F_{\text{exc}} + F_{\text{dd}} + F_{\text{me}}, \quad (1)$$

где F_{zeem} — плотность зеемановской энергии, F_{aniz} — плотность энергии магнитокристаллографической анизотропии, F_{exc} — плотность обменной энергии, F_{dd} — плотность энергии диполь-дипольного взаимодействия, F_{me} — плотность магнитоупругой энергии. Зная динамику плотности свободной энергии F , можно определить эффективное магнитное поле $\vec{B}_{\text{eff}}$ как ее функциональную производную. Поле $\vec{B}_{\text{eff}}$ влияет на поведение намагниченности в образце согласно уравнению Ландау–Лифшица, записанного в форме [10]

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \left(\left[\vec{m} \times \vec{B}_{\text{eff}} \right] + \alpha \left[\vec{m} \times \left[\vec{m} \times \vec{B}_{\text{eff}} \right] \right] \right), \quad (2)$$

где $\alpha = 0.04$ — коэффициент диссипации для никеля [6], γ — гиромагнитное отношение, $\vec{m}$ — единичный вектор намагниченности образца.

В качестве объекта моделирования бралась тонкая пленка из поликристаллического никеля, не обладающего магнитокристаллической анизотропией ($F_{\text{aniz}} = 0$), что позволяло оценить именно влияние сложной формы пленки на ее магнитную динамику. В пакете микромагнитного моделирования MuMax3 в качестве образца можно задать объект любой формы, состоящий из конечного числа считааемых однодоменными ячейками кубоидной формы [8], в процессе моделирования для каждой ячейки разбиения вычисляется своя магнитная динамика ее намагниченности согласно формуле (2), с учетом влияния на нее намагниченности остальных ячеек разбиения, которое определяется в основном обменным F_{exc} и диполь-дипольным F_{dd} взаимодействиями. Вычисление последнего остается наиболее ресурсоемкой операцией при микромагнитном моделировании, так как на каждом шаге моделирования рассчитывается взаимодействие каждой однодоменной ячейки со всеми остальными ячейками образца, а количество таких ячеек может достигать нескольких миллионов. Для учета обменного взаимодействия достаточно учесть влияние только ближайших соседей. Для однодоменных образцов простых форм диполь-дипольное взаимодействие может заменяться на тензор размагничивающих факторов [10], что сильно упрощает вычисления, но неприменимо в нашем случае.

Для удобства ячейки разбиения брались кубической формы размером $5 \times 5 \times 5 \text{ нм}^3$, такие ячейки в случае никеля всегда будут однодоменными [11]. Линейные размеры сплошной пленки, без вырезов, брались такими, чтобы количество

ячеек разбиения вдоль каждой из сторон было кратно степеням двойки, это позволяет ускорить расчеты, используя быстрое преобразование Фурье при моделировании. Размеры пленки составляли $2560 \times 2560 \times 40 \text{ нм}^3$, что эквивалентно двум миллионам ячеек разбиения и позволяет с высокой разрешающей способностью очерчивать границы отдельных магнитных доменов, образующихся в магнитной структуре пленки. Для задания неоднородности формы в пленке создавались вырезы глубиной h и шириной a (рис. 1а), которые повторялись с шагом $w = 2a$, т. е. расстояние между вырезами равно их ширине. Глубина выреза η есть отношение глубины выреза h к толщине пленки, для сплошной пленки без вырезов $\eta = 0\%$. В данном исследовании при расчетах магнитной динамики рассматривалась квадратная пленка с восемью вырезами. Пленка лежит в плоскости Oxy , направление полос совпадает с осью y (рис. 1б).

Постоянное магнитное поле $\vec{B}$ действует под углом φ к оси Ox и определяет вклад F_{zeem} в плотность полной свободной энергии (1). Поле, обусловленное обменным взаимодействием Гейзенберга, в пакете MuMax3 вычислялось по формуле

$$\vec{B}_{\text{exc}} = 2 \frac{A_{\text{ex}}}{M_s} \Delta \vec{m}, \quad (3)$$

где $A_{\text{ex}} = 9 \cdot 10^{-12} \text{ Дж/м}$ — обменная постоянная и $M_s = 0.4\mu_0 \text{ Тл}$ — намагниченность насыщения никеля [6], μ_0 — магнитная постоянная. Рассмотренные выше компоненты эффективно-го магнитного поля не зависят от времени. Переориентацию вектора намагниченности пленки будем вызывать изменением магнитоупругой энергии системы посредством пропускания через пленку одиночных коротких акустических импульсов колоколообразной или гауссовой формой величиной деформации ϵ_{xx} и длительностью τ , распространяющихся по пленке перпендикулярно полосам в направлении оси Ox . Магнитоупругое поле в таком случае определяется только одной компонентой:

$$B_{\text{me}}^{(x)} = -\frac{2b_1}{M_s} \epsilon_{xx} m_x, \quad (4)$$

где $b_1 = 10^7 \text{ Дж/м}^3$ — первая магнитоупругая константа для никеля [6]. Для простоты будем считать, что акустический импульс действует на всю пленку одновременно. Такие импульсы можно реализовать при помощи нагрева подложки фемтосекундным лазерным импульсом, вызывая распространение поверхностных акустических волн, проходящих затем через исследуемую ферромагнитную пленку, закрепленной на этой подложке [6, 7].

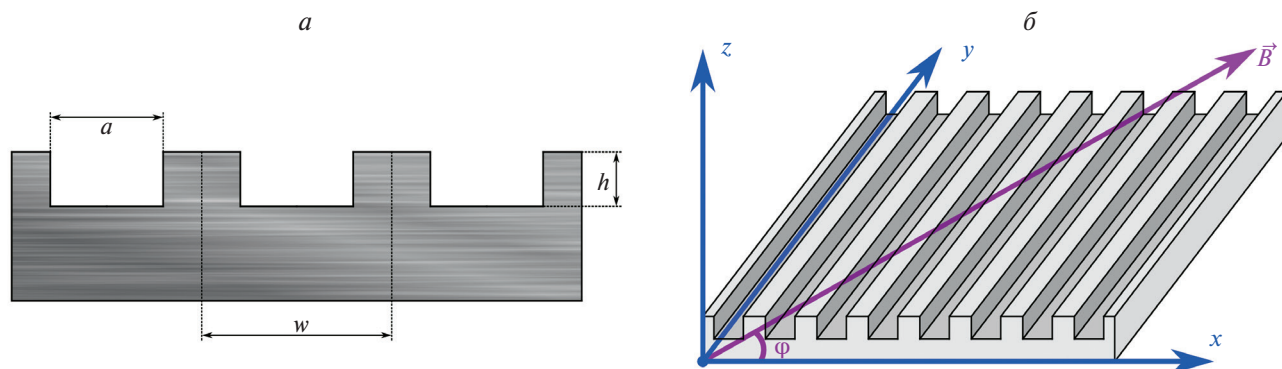


Рис. 1. Геометрия задачи, профиль (а) и расположение пленки (б).

ОПИСАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ПЕТЛЕ ГИСТЕРЕЗИСА

Рассмотрим поведение никелевых полосатых пленок во внешнем магнитном поле в отсутствии акустического воздействия. Плавнo меняя величину внешнего магнитного поля $\vec{B}$, мы построили петли гистерезиса для нормированной намагниченности пленки $\vec{m}$, где единичному значению соответствует максимальная намагниченность пленки в одном направлении, необязательно совпадающая с направлением внешнего магнитного поля (рис. 2). На рис. 2а представлена серия петель гистерезиса для пленок с глубиной выреза $\eta = 50\%$, т.е. вырезы доходят до середины пленки, в зависимости от угла φ приложения внешнего поля, где углу $\varphi = 0^\circ$ соответствует магнитное поле, перпендикулярное полосам, а 90° — параллельное. Наибольшая площадь петли гистерезиса и наибольшая коэрцитивность пленки наблюдается, как и ожидалось, при поле $\vec{B}$, приложенном перпендикулярно к полосам ($\varphi = 0^\circ$).

Только в этом случае, из всех рассмотренных, петля имеет пологий вид, т.е. при уменьшении поля такая пленка переходит из состояния насыщения в многодоменное состояние, для остальных случаев остаточная намагниченность близка к единице, что говорит об однодоменном состоянии пленки, когда ее вектор намагниченности сонаправлен с полосами. При повороте магнитного поля на угол $\varphi = 30^\circ$ к оси Ox , коэрцитивность пленки уменьшается и принимает минимальное значение. Намагниченность пленки меняется скачком из одного метастабильного положения, направленного вдоль полос, в противоположное при критическом значении поля в 5 мТл. Также для этой петли наблюдаются небольшие отклонения от намагниченности насыщения для полей в пределах от 9 до 23 мТл, обусловленные плавным переходом намагниченности из устойчивого положения вдоль направления полос к направлению, совпадающему с направлением поля, при росте величины этого поля. Устойчивые положения намагниченности вдоль полос могут

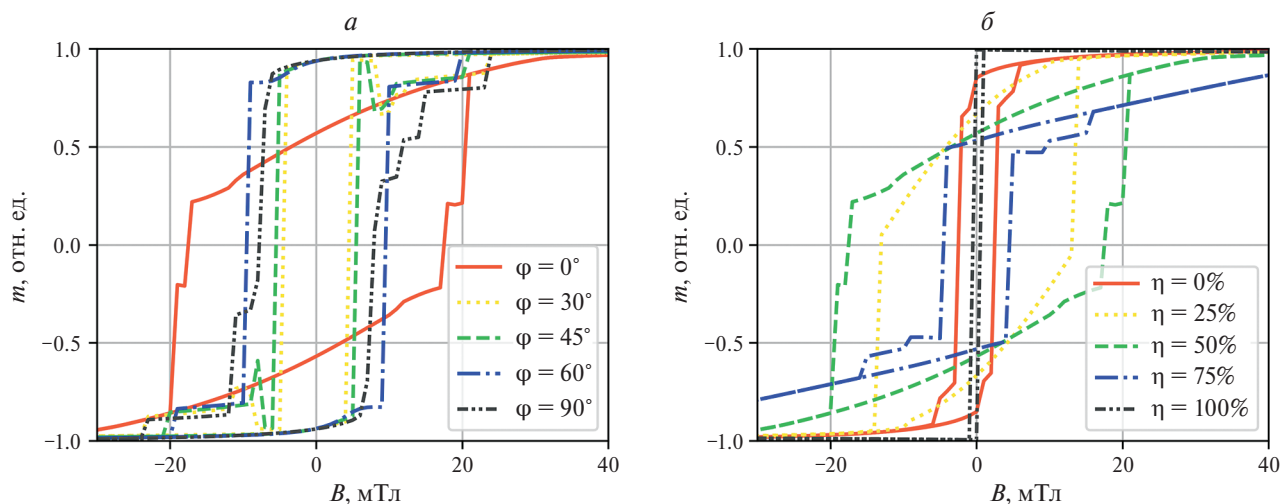


Рис. 2. Петли гистерезиса для суммарной намагниченности пленки никеля в зависимости от угла φ приложения магнитного поля при $\eta = 50\%$ (а) и от величины выреза η при $\varphi = 0^\circ$ (б).

использоваться как двоичная ячейка энергонезависимой памяти.

Похожие по форме петли гистерезиса наблюдаются и для остальных случаев угла $\varphi = 45\text{--}90^\circ$ величина критического поля переориентации медленно нарастает при росте угла φ до от 45° до 60° , и затем незначительно уменьшается при приближении к углу в 90° . Наиболее эффективным с точки зрения минимизации энергозатрат на поддержание постоянного магнитного поля для упрощения процессов перемагничивания пленки будет приложение этого поля под углом 30° к оси Ox , что соответствует углу в 60° относительно полос пленки.

Также были построены петли гистерезиса для магнитного поля, направленного перпендикулярно полосам ($\varphi = 0^\circ$), при разной глубине вырезов h (рис. 2б). Наибольшей коэрцитивной силой в этом случае обладает пленка, у которой глубина вырезов доходит до середины по толщине, т. е. это наиболее трудная, из рассмотренных, геометрия пленки для ее перемагничивания. Самая простая геометрия пленки — перемагничивание отдельных полосок при полном отсутствии перемычек между полосами, т. е. случай $\eta = 100\%$. Легкая асимметрия петель гистерезиса для выбранной симметричной структуры пленки объясняется тем, что в начальный момент времени в отсутствие постоянного магнитного поля вектор намагниченности пленки был направлен вдоль оси Oy . Итак, подбирая угол приложения магнитного поля и глубину выреза пленки мы можем подбирать оптимальную величину критического поля переориентации намагниченности в пленке, как с точки зрения энергоэффективности, так и со стороны защиты от случайного перемагничивания пленки.

МАГНИТНАЯ ДИНАМИКА ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Рассмотрим воздействие акустического импульса на полосатую пленку никеля с глубиной выреза $\eta = 50\%$, находящуюся в постоянном магнитном поле, направленном перпендикулярно полосам, т. е. $\varphi = 0^\circ$ и при его величине $B_x = 10$ мТл, что заметно меньше его критического значения в 20 мТл (рис. 2). В таком случае существует как минимум два метастабильных состояния конфигурации намагниченности пленки, которые можно переключать акустическим воздействием. Чем дальше величина поля от критического значения, тем выше энергетический барьер, который нужно преодолеть для переориентации намагниченности при помощи акустического воздействия [11], но и случайных переключений будет меньше.

Нами были построены временные зависимости поведения компонент вектора намагниченности пленки как целого при воздействии акустического импульса гауссовой формы с величи-

ной $|\epsilon_{xx}| = 0.45\%$ и длительностью $\tau = 200$ пс для случаев растяжения (рис. 3а) и сжатия (рис. 3б) пленки. В обоих случаях в момент прохождения акустического импульса в пленке (пунктирная черная линия) наблюдаются короткие колебания намагниченности с частотой 7–8 ГГц, но переориентация вектора намагниченности вдоль направления полос или вдоль оси Oy , происходит только при отрицательном акустическом импульсе, т. е. при сжатии пленки. Также были построены временные диаграммы динамики y - и z -компонент суммарной намагниченности пленки никеля в зависимости от величины и длительности акустического импульса (рис. 3в–е). Эти диаграммы позволяют определить и наличие переориентации вектора намагниченности в пленке, и частоту колебаний, возникающую в момент прохождения акустического импульса.

На рис. 3в и 3д показано влияние величины акустического импульса длительностью 200 пс на поведение намагниченности пленки, из анализа которого можно отметить, что во всем исследованном диапазоне величин акустического импульса ϵ_{xx} , при растяжении пленки переориентации намагниченности не происходит, а при сжатии, т. е. при отрицательных импульсах, наблюдается целая серия возможных конечных состояний намагниченности ячеек в пленке (рис. 4). Причем предельные случаи метастабильных состояний намагниченности пленки вдоль и против оси Oy отделяются десятками долями процента от величины акустического импульса. Наблюдается рост частоты колебаний вектора намагниченности при увеличении высоты акустического импульса, как при сжатии, так и при растяжении пленки (рис. 3в и 3д), чего не наблюдается при изменении длительности импульса (рис. 3г и 3е). На временных диаграммах для импульса с амплитудой $\epsilon_{xx} = -0.3\%$, т. е. при сжимающим пленку акустическом воздействии, и длительностью от 100 до 500 пс (рис. 3г и 3е) четко прослеживается влияние длительности импульса на конечное положение намагниченности. Следовательно, управление конечным состоянием вектора намагниченности в пленке посредством длительности импульса выглядит более предпочтительным, нежели через его амплитуду.

Как уже было сказано выше, в зависимости от величины и длительности акустического импульса, после его прохождения через полосатую пленку, портрет распределения векторов намагниченностей ячеек сильно различается (рис. 4), что может быть связано с большой вариацией возможных конечных состояний для такого значительного числа ячеек разбиения — порядка 2 млн ячеек. Но при этом результирующий вектор намагниченности всей пленки в большинстве случаев был направлена вдоль вырезов с тенденцией к согласованности направлений вектора намагниченности у соседних полос.

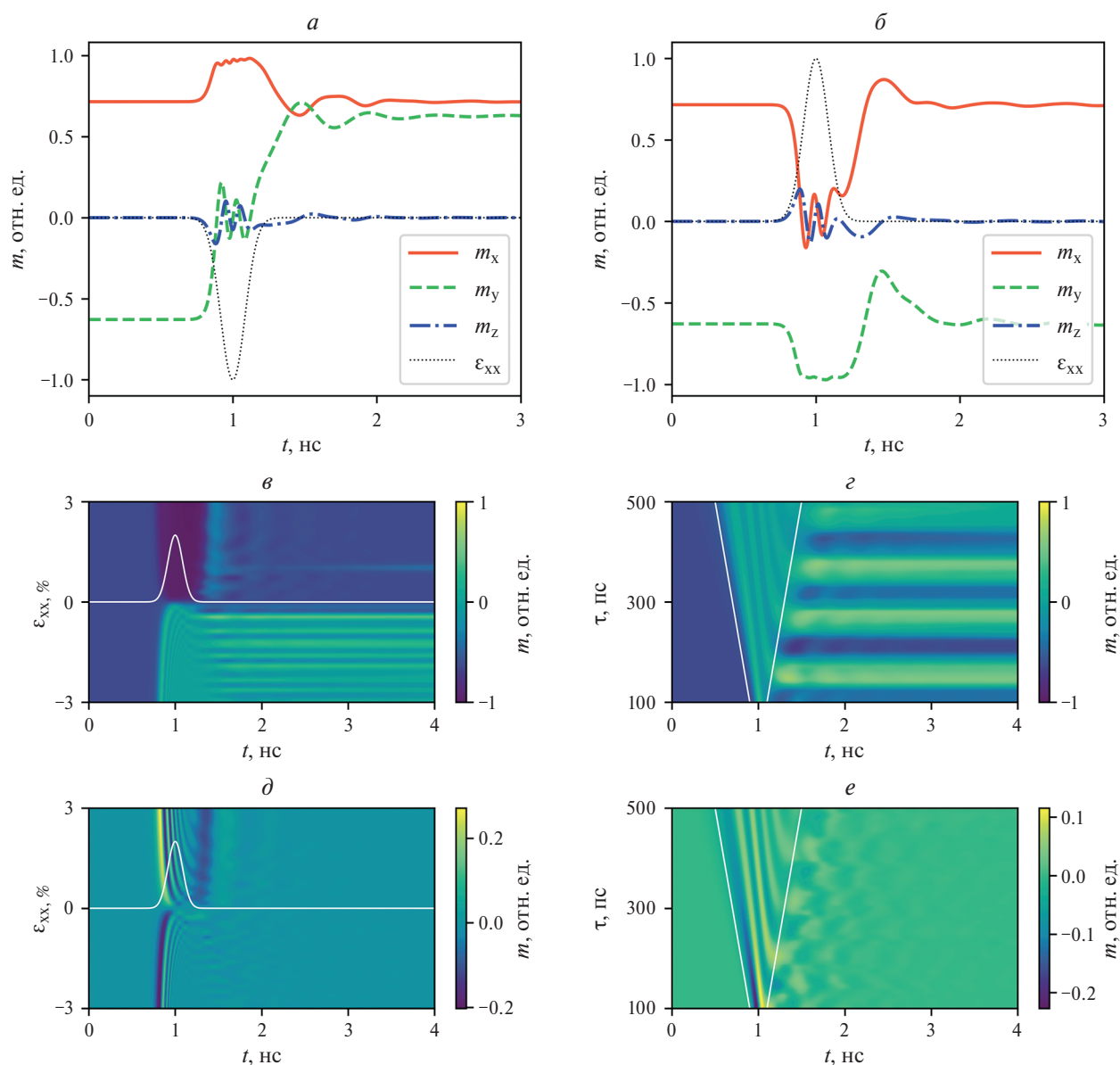


Рис. 3. Временные зависимости компонент вектора намагниченности пленки никеля с глубиной выреза $\eta = 50\%$ при воздействии гауссового акустического импульса величиной $|\epsilon_{xx}| = 0.45\%$ и длительностью $\tau = 200$ пс при нахождении в постоянном магнитном поле $B_x = 10$ мТл ($\varphi = 0^\circ$): *a* — сжатие вдоль оси Ox ($\epsilon_{xx} < 0$), *б* — растяжение вдоль оси Ox ($\epsilon_{xx} > 0$). Временные диаграммы динамики компонент суммарной намагниченности пленки никеля с глубиной выреза $\eta = 50\%$ при $B_x = 10$ мТл ($\varphi = 0^\circ$) в зависимости от величины гауссового акустического импульса (*в*, *д*: $\tau = 200$ пс) и его длительности (*з*, *е*: $\epsilon_{xx} = -0.3\%$). Белой линией на рисунках *в*, *д* схематично обозначена форма гауссового импульса длительностью $\tau = 200$ пс, а на *з*, *е* — границы его времени действия τ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами было выполнено микромагнитное моделирование процессов перемагничивания в никелевых нанопленках с полосовой зубчатой структурой при прохождении через них акустических импульсов гауссовой формы при помощи программного пакета MuMax3. Были построены петли гистерезиса для различных направлений приложения магнитного поля и для разных глубин выреза в пленках. Также

рассмотрены временные диаграммы колебаний намагниченности пленки в момент прохождения в них акустического импульса. Показана возможность переключения намагниченности таких зубчатых полосатых пленок сжимающим акустическим импульсом, при этом, наиболее перспективным выглядит управление этим переходом посредством регулировки его длительности, а не амплитуды. Полученные результаты могут быть применены и использованы при проектировании современных устройств магнитной записи.

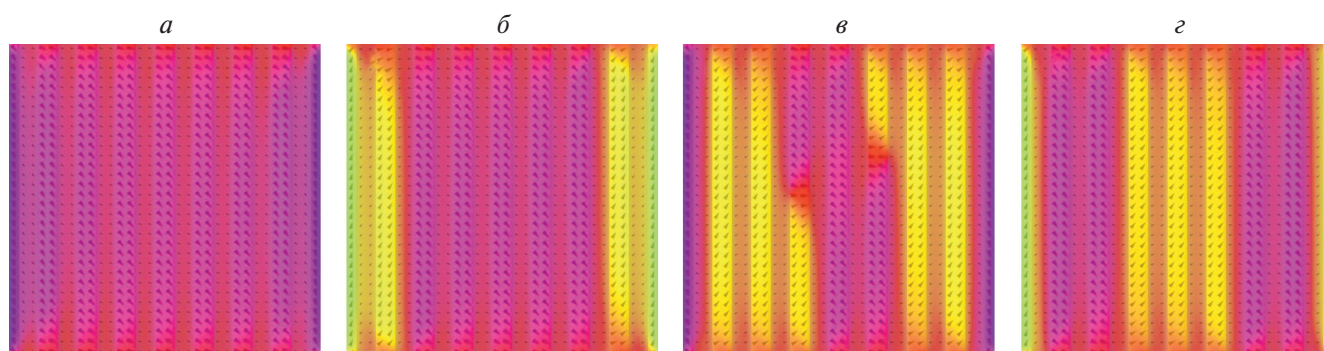


Рис. 4. Начальное состояние (а) и возможные конечные состояния (б, в, з) намагниченности ячеек в пленке для глубины выреза $\eta = 50\%$.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. No. 22. P. 4250.
2. *Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н. и др.* // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 22; *Vlasov V.S., Golov A.V., Kotov L.N. et al.* // Acoust. Phys. 2022. V. 68. No. 1. P. 18.
3. *Юсипова Ю.А., Скиданов В.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 359; *Iusipova Ju.A., Skidanov V.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 310.
4. *Temnov V.V., Klieber C., Nelson K.A. et al.* // Nature Commun. 2013. V. 4. P. 1468.
5. *Parpiiev T., Hillion A., Vlasov V. et al.* // Phys. Rev. B. 2021. V. 104. No. 22. Art. No. 224426.
6. *Chang C.L., Tamming R.R., Broomhall T.J. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 10. No. 3. Art. No. 034068.
7. *Yang W.G., Schmidt H.* // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. No. 21. Art. No. 212401.
8. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et al.* // AIP Advances. 2014. V. 4. No. 10. P. 107133.
9. *Котов Л.Н., Дианов М.Ю., Власов В.С., Миронов В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 473; *Kotov L.N., Dianov M.Yu., Vlasov V.S., Mironov V.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 4. P. 409.
10. *Coe JMD.* Magnetism and Magnetic Materials. Cambridge University Press, 2010. 313 p.
11. *Голов А.В., Плешев Д.А., Асадуллин Ф.Ф. и др.* // Челябин. физ.-мат. журн. 2023. Т. 8. № 1. С. 92.

Magnetic dynamics of nickel films with a square stripe structure under excitation by acoustic pulses

A. V. Golov^{a,*}, L. N. Kotov^a, Ch. Nayak^b

^a*Syktuvkar State University, Syktuvkar, 167001 Russia*

^b*Vellore Institute of Technology, Vellore, 632014 India*

*e-mail: antongolov@mail.ru

We studied the conditions for magnetization reorientation of nickel nanofilms with a jagged strip structure when acoustic pulses of a Gaussian shape pass through them. The behavior of such films in a constant magnetic field is studied, hysteresis loops are constructed depending on the angle of field application. The modeling was carried out using the MuMax3 software package. The results of the work can be used in the development of modern compact and energy-efficient magnetic recording devices.

Keywords: ferromagnets, films with a toothed strip structure, acoustic pulses, magnetization reversal

УДК 539.216.2:537.624

МАГНЕТИЗМ ПЛЕНОК ТИПА R–Co (R = Gd, Tb) С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2025 г. В. О. Васьковский^{1,2,*}, Е. В. Кудюков¹, А. Н. Горьковенко¹,
А. Н. Низаев¹, А. В. Свалов¹, М. А. Семкин^{1,2}, В. Н. Лепаловский¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», Екатеринбург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук», Екатеринбург, Россия

*E-mail: Vladimir.Vaskovskiy@urfu.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучены магнитные свойства пленок типа R–Co (R = Gd, Tb), содержащих до 50 ат. % кобальта. Представлены рентгеноструктурная характеристика образцов, температурные зависимости намагниченности для пленок разного состава, концентрационные зависимости температуры Кюри и гистерезисных свойств. Дана интерпретация установленным закономерностям.

Ключевые слова: асперомагнетизм, коэрцитивная сила, состав, температура Кюри, пленка, намагниченность, редкоземельные элементы, структура

DOI: 10.31857/S0367676525040083, EDN: GTNBUA

ВВЕДЕНИЕ

Пленки сплавов редкоземельных элементов (R) с металлами группы железа (Т) находятся в поле зрения исследователей уже несколько десятилетий [1–6]. В значительной мере это связано с уникальной возможностью реализации в них аморфного состояния и, соответственно, непрерывного ряда твердых растворов элементов, несущих локализованный и коллективизированный типы магнетизма [7]. Естественным образом основное внимание большого количества соответствующих работ сосредоточено на R–Т композициях с большим содержанием Т-элементов, которые обладают магнитным упорядочением в области температур, включающих комнатную температуру [8]. При этом наибольший интерес вызывают R–Т системы, где Т = Co, Fe, а R — из числа тяжелых редкоземельных элементов, в первую очередь, Gd и Tb с относительно высокими собственными температурами магнитного упорядочения. Такие системы объединяет наличие двухподрешеточного ферромагнетизма, приводящего, в том числе к специфическому состоянию магнитной компенсации, но индивидуализирует разницей в магнитной анизотропии. Последнее является следствием особенностей в конфигурации 4f-электронной оболочки R-атомов. Для Gd она сферическая, а для Tb характеризуется достаточно большим орби-

тальным моментом. Магнитная анизотропия в свою очередь задает уровень магнитного гистерезиса, а в совокупности они определяют варианты возможно технического применения R–Т сред. Gd-содержащие пленки, в частности, примеряются как магнитокалорический материал [9–12] или источник специфического обменного смещения [13–15], а пленки на основе Tb — как материал для высокоплотной записи информации [16] или магнитострикционная среда [17].

Однако в последние годы интерес к R–Т пленкам возник и в связи с развитием кирального магнетизма, реализующегося в рамках неколлинеарных магнитных структур, которые рассматриваются как определенная основа функциональности сред для устройств спинтроники и МЭМС [18–23]. Такими структурами богаты чистые редкоземельные металлы, отражающие тем самым косвенный характер обменного взаимодействия в системе R-ионов. Эта особенность транслируется в R–Т твердые растворы [24], которым в широких концентрационном и температурном интервалах зачастую свойственен уникальный неколлинеарный магнетизм в спиро-, аспиро- или сперимагнитном вариантах [25–28]. Причем в отсутствии структурного порядка его, как правило, связывают с дисперсией осей локальной магнитной анизотропии R-ионов, не принимая во внимание флуктуацию межатомных

расстояний, ведущую к обменной фрустрированности и в конечном счете к разориентации атомных магнитных моментов. В этой связи встает задача сравнительного изучения бинарных R–T систем, кардинально отличающихся по уровню магнитной анизотропии. Ее решению на примере бинарных пленок Gd–Co и Tb–Co, в частности, посвящена данная работа. При этом выбрана область составов с превалирующим содержанием редкоземельных элементов (более 50 ат. %), в которой кобальтовая подсистема не дает прямого вклада в спонтанную намагниченность и в структурном отношении может рассматриваться как аморфообразующая добавка.

ХАРАКТЕРИСТИКА ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИК

Эксперимент выполнен на пленках систем $\text{Gd}_{100-x}\text{Co}_x$ и $\text{Tb}_{100-x}\text{Co}_x$ ($0 \leq x \leq 50$), полученных методом магнетронного распыления в атмосфере аргона на установке AJA Orion-8 в режиме сораспыления однокомпонентных мишеней Gd, Tb, Co. Рабочее давление аргона составляло $2 \cdot 10^{-3}$ Торр, давление остаточных газов не превышало $5 \cdot 10^{-7}$ Торр. Подложками служили покровные стекла Corning, в плоскости которых при осаждении пленок присутствовало однородное магнитное поле (технологическое поле) напряженностью 250 Э. Номинальная толщина пленок составляла 100 нм. Все они имели защитное покрытие в виде поверхностного слоя Ta толщиной 5 нм. Состав образцов варьировался путем изменения соотношения скоростей осаждения разных металлов и контролировался рентгенофлуоресцентным анализатором Nanohunter. Аттестация структурного состояния выполнена на рентгеновском дифрактометре PANalytical Empyrean в излучении $\text{CoK}\alpha$. Информация о магнитных свойствах в интервале

температур 5–350 К и в магнитных полях напряженностью до 70 кЭ получена с помощью опции VSM на измерительном комплексе PPMS DynaCool.

На рис. 1 представлены результаты дифрактометрии, иллюстрирующие характерные структурные особенности пленок двух бинарных систем Gd–Co (рис. 1а) и Tb–Co (рис. 1б). Для большей наглядности в качестве аргумента на дифрактограммах использовано атомное межплоскостное расстояние d , значения которого получены путем пересчета углов дифракции по формуле Вульфа–Брегга для длины волны излучения $\lambda_{\text{CoK}\alpha 1} \approx 0.17890$ нм. При этом точками обозначены экспериментальные значения интенсивности, линиями — результаты подгоночно-го моделирования, выполненные по методу Ле-Бэйла [29] с использованием программного пакета FullProf Suite [30], а вертикальные отрезки отражают соотношение интенсивностей линий для сред с изотропной ориентацией ГПУ- и ГЦК-кристаллитов. Из приведенных данных следует, что при определенном внешнем различии дифрактограмм двух систем они демонстрируют подобие структурного состояния пленок чистых редкоземельных элементов и тенденций в его модификации при введении Co.

Основные дифракционные линии как Gd, так и Tb идентифицируются в рамках ГПУ-структуры с выраженными признаками кристаллической текстуры типов (100) и (002). Причем в пленке Tb преобладает первый тип текстуры, а в пленке Gd они примерно равноправны. В то же время на обеих дифрактограммах в более (для Gd) или менее (для Tb) отчетливо выявляется линия, указывающая на присутствие кристаллитов с ГЦК-решеткой, текстурованных по типу (111). Как известно, для тяжелых R-металлов при комнатной температуре характерна ГПУ кристалли-

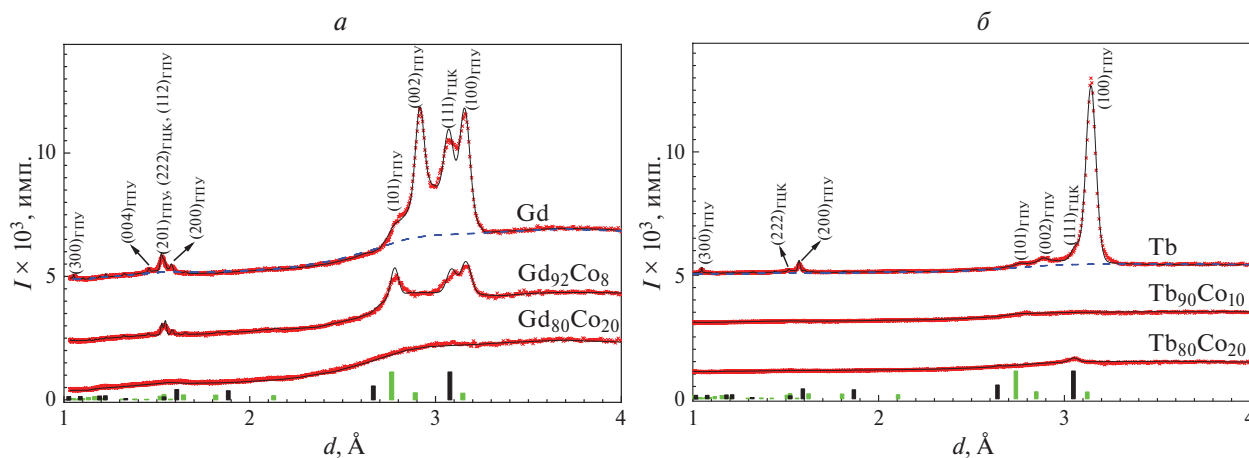


Рис. 1. Экспериментальные (крестики) и расчетные (линии) рентгенограммы пленок $\text{Gd}_{100-x}\text{Co}_x$ (а) и $\text{Tb}_{100-x}\text{Co}_x$ (б). В круглых скобках обозначены индексы (hkl) , наиболее интенсивных, брегговских рефлексов ГПУ и ГЦК фаз. Вертикальные линии снизу указывают положения и соотношение интенсивностей основных рефлексов ГПУ и ГЦК фаз в поликристаллическом состоянии Gd (а) и Tb (б).

Таблица 1. Параметры элементарных ячеек ГПУ и ГЦК модификаций Gd и Tb в массивном и пленочном состояниях, полученные из литературных источников и определенные экспериментально

Состав и вид среды	$a_{\text{ГПУ}}$, нм	$c_{\text{ГПУ}}$, нм	$a_{\text{ГЦК}}$, нм
Литературные данные			
Gd (массив) [33]	0.3634 ± 0.0002	0.5781 ± 0.0001	—
Gd (пленка) [32]	0.366 ± 0.002	0.582 ± 0.002	0.533 ± 0.001
Gd ₂ O ₃ (массив) [35]	—	—	0.531 ± 0.002
Tb (массив) [35]	0.3606 ± 0.0004	0.5697 ± 0.0006	—
Tb (пленка) [32]	0.364 ± 0.002	0.576 ± 0.002	0.527 ± 0.001
Tb ₂ O ₃ (массив) [34]	—	—	0.528 ± 0.002
Результаты подгоночного анализа дифрактограмм исследуемых образцов			
Gd (пленка)	0.3649 ± 0.0005	0.5834 ± 0.0005	0.5326 ± 0.0004
Tb (пленка)	0.3632 ± 0.0005	0.5777 ± 0.0005	0.5310 ± 0.0005

ческая структура. Однако имеются данные, что в пленочном состоянии и Gd и Tb, могут иметь кубическую модификацию [27, 28]. Тем не менее дать однозначную трактовку этому факту затруднительно из-за возможного присутствия в пленках следов окислов типа R₂O₃, имеющих практически такую же кристаллическую структуру. Это, в частности, иллюстрирует табл. 1, в которой отражены литературные данные по параметрам структуры чистых металлов, их окислов, а также результаты описываемого эксперимента. И все же косвенные свидетельства, о которых будет упомянуто ниже, позволяют трактовать ситуацию в пользу кубической металлической фазы. Наряду с отмеченной неоднозначностью по носителю ГЦК-решетки можно констатировать, что в рамках ГПУ-структуры параметры элементарных ячеек аттестуемых пленок и приводимых другими авторами достаточно близки и отражают тенденцию к росту объема элементарной ячейки при переходе R-элементов от массивного к пленочному состоянию.

При рассмотрении дифрактограммы пленки Gd также обращает на себя внимание широкий максимум в области локализации его основных рефлексов. Похожая, но менее выраженная особенность присутствует и на дифрактограмме пленки Tb. Это свидетельствует о наличии в образцах, которые, напомним, представляют собой металлические пленки на стеклянных подложках, значительной рентгеноаморфной составляющей. На первый взгляд, представляется естественным полностью связать ее с подложкой, а количественное отличие диффузного сигнала для образцов с разным R с тем, что Tb обладает более высокой рассеивающей способностью рентгеновского излучения, чем Gd [36]. Однако, по нашему мнению, это гало формируется не только аморфной подложкой, но и металлической рентгеноаморфной фазой, которая с большой вероятностью присутствует в пленках. В силу малого объема прямо выделить этот вклад не пред-

ставляется возможным, и соответствующее заключение сделано на основе последующего анализа магнитных свойств. Он выполнен, исходя из того, что пленки чистых Gd и Tb отличаются структурной неоднородностью и включают в значительном количестве, по крайней мере, две кристаллические фазы с гексагональной и кубической симметрией и фазу, характеризующуюся как рентгеноаморфная.

Как видно из рис. 1, дифракционная картина пленок чистых металлов претерпевает кардинальные изменения при введении Co. Основная тенденция состоит в уменьшении интенсивности всех выявленных дифракционных линий, которая заканчивается полным их исчезновением при концентрации Co более 20 ат. %. Таким образом, можно сделать заключение об аморфизации пленок, которую связывают с существенным различием в атомных радиусах Co и R-элементов и низкой подвижностью атомов металлов на подложке [1]. Однако сами дифрактограммы не дают информации об изменении доли рентгеноаморфной фазы, как уже отмечалось, из-за затеняющего действия аморфной подложки. Заметим также, что линия, отнесенная к ГЦК структуре, трансформируется наравне с линиями ГПУ-структуры, свидетельствуя об аморфизации ГЦК-фазы, что можно рассматривать как косвенное подтверждение ее неокисной природы.

АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ

Значительную информацию о магнетизме пленочных систем Gd-Co и Tb-Co содержат температурные зависимости намагниченности $M(T)$, приведенные на рис. 2а и 2б. Все они измерены при нагревании пленок от 5 К в магнитном поле напряженностью 100 Э. До исходного состояния образцы охлаждались в магнитном поле напряженностью 70 кЭ, которое, как и поле измерения, было сонаправлено с технологическим по-

лем, в котором происходило осаждение пленок. Обратимся сначала к зависимостям $M(T)$ чистых R-элементов. Они демонстрируют две особенности, принципиально отличающих их от зависимостей $M(T)$, свойственных данным металлам в массивном состоянии. Во-первых, эти кривые имеют нетипичный для ферромагнетиков вогнутый вид. Наблюдаемый ход намагниченности можно качественно обосновать, исходя из представлений о высокодисперсном и неоднородном структурном состоянии пленок, а также о зависимости температуры Кюри от размеров нанокристаллитов. В такой постановке экспериментальные значения температур Кюри ($T_C \approx 280$ и 210 K), несильно отличающиеся от характеристик массивного состояния Gd и Tb (293 и 221 K), можно связать с наиболее крупными кристаллитами, которые, вероятно, и дают рефлексy на дифрактограммах. Более мелкие, по-видимому, рентгеноаморфные структурные элементы в зависимости от размера характеризуются набором температур Кюри и по мере нагрева постепенно выходят из магнитоупорядоченного состояния. При этом вогнутый характер $M(T)$ обеспечивает соответствующее размерное распределение нанокристаллитов.

Во-вторых, экспериментальные значения намагниченности $M(T = 5$ K) как для Gd (460 Гс), так и для Tb (420 Гс) далеки от величин спонтанной намагниченности M_s этих металлов (1950 и 2700 Гс). Принимая во внимание протокол измерений, можно заключить, что это не является следствием саморазмагничивания образцов, а обусловлено неоднородностью их магнитной структуры. Иными словами, имеет место асперомагнетизм, который в сплавах тяжелых редкоземельных элементов наблюдался и ранее [22] и связывался с дисперсией осей легкого намагничивания в рамках микрокристаллической или даже аморфной структур. Однако для Gd, не имеющего орбитального момента и не несущего значительной магнитной анизотропии, наличие признаков асперомагнетизма должно иметь иную трактовку. По нашему мнению, причиной неоднородности магнитной структуры может быть межатомная обменная фрустрированность, под которой понимается наличие и невозможность удовлетворения всех разнополярных обменных связей в магнитной системе. Принимая во внимание РККИ-механизм обмена, можно предполагать, что фрустрированное состояние Gd возникает в результате флуктуаций в межатомных расстояниях, имеющих место из-за высокодисперсной структуры пленок. В идеале такой механизм должен давать сперомагнитное состояние. Возможно, в данном случае асперомагнетизм носит эффективный характер, являясь суперпозицией ферромагнетизма кристаллической фазы и сперомагнетизма рентгеноаморфной структурной составляющей. Очевидно, та-

кой механизм должен иметь место и в пленках Tb. Но это не исключает разориентирующей роли магнитной анизотропии в формировании их магнитной структуры. Возможно, именно наложение двух механизмов дисперсии приводит к тому, что в пленках Tb отношение $M(T = 5 \text{ K})/M_s$ составляет 0.15 , что значительно меньше, чем в пленках Gd (0.24).

Переходя к температурным зависимостям намагниченности бинарных систем $\text{Gd}_{100-x}\text{Co}_x$ и $\text{Tb}_{100-x}\text{Co}_x$, можно констатировать общность тенденций их изменения при увеличении содержания Co. А эти изменения значительны и состоят в росте $M(T = 5 \text{ K})$, формировании выпуклого вида кривых $M(T)$ и немонотонном изменении температуры Кюри. В рамках изложенной выше трактовки свойств пленок Gd и Tb отмеченные изменения в большей части можно рассматривать как следствие повышения однородности магнитной структуры, то есть перехода от асперомагнитного к ферромагнитному упорядочению. Напомним, что согласно данным дифрактометрии добавка Co даже в относительно небольшом количестве ведет к уменьшению доли кристаллической фазы, и при $x > 20$ ат. % пленки становятся рентгеноаморфными (см. рис. 1). В соответствии с этим пропадают и высокотемпературные участки на зависимостях $M(T)$, подтверждая тем самым свою связь с кристаллической фазой. Поскольку на этом модификация кривых $M(T)$ не ограничивается, можно полагать, что в рамках рентгеноаморфной фазы тоже происходят структурные преобразования от некоего промежуточного нанокристаллического к конечному аморфному состоянию. В аморфной фазе дисперсия в межатомных расстояниях внутри редкоземельных подсистем уменьшается, то есть формируется в определенном смысле более однородная атомная структура. Это уменьшает обменную фрустрированность и приводит зависимости $M(T)$ к ферромагнитоподобному виду. Из сравнения рис. 2а и 2б также можно заключить, что в системе Tb-Co указанные структурные преобразования, обуславливающие наблюдаемую трансформацию кривых $M(T)$, растянуты на больший концентрационный диапазон, то есть косвенно они содержат структурную информацию, которую нельзя получить непосредственно из дифрактограмм.

Упомянутая выше немонотонность в концентрационном изменении температуры Кюри наглядно иллюстрируется на рис. 3а и 3б (кривые 1). Как видно, увеличение содержания Co до ≈ 20 ат. % вызывает значительное уменьшение T_C , а дальнейшее увеличение x приводит к не менее сильному ее возрастанию в пленках обеих систем. По нашему мнению, такая вариация физических свойств, как это часто бывает, обусловлена конкуренцией двух противоположных тенденций. С одной стороны, аморфизация,

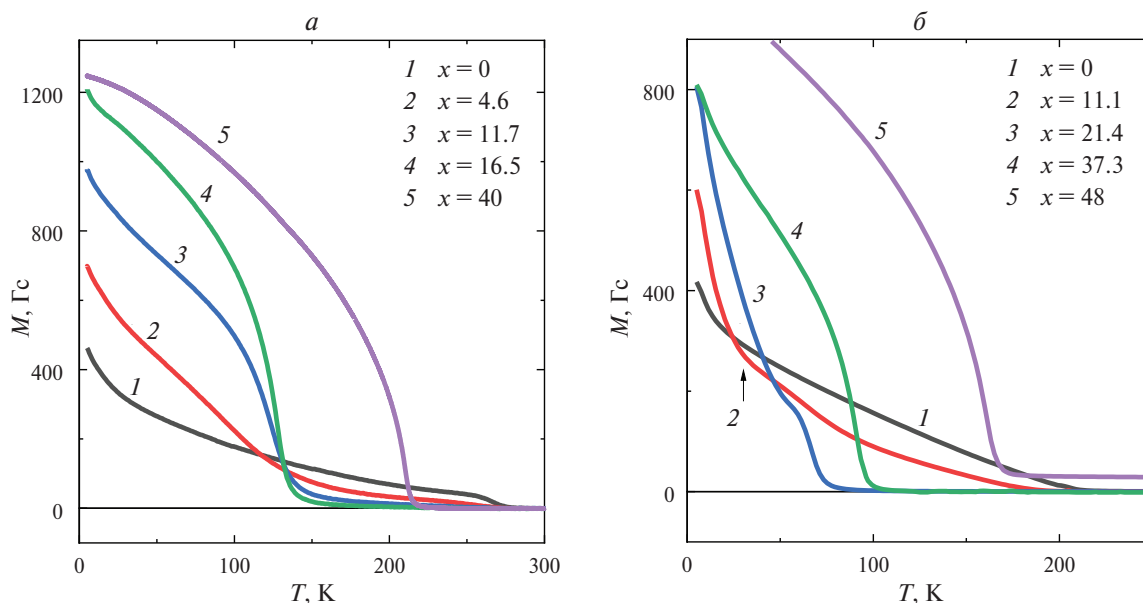


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности пленок бинарных систем $\text{Gd}_{100-x}\text{Co}_x$ (а) и $\text{Tb}_{100-x}\text{Co}_x$ (б) разного состава.

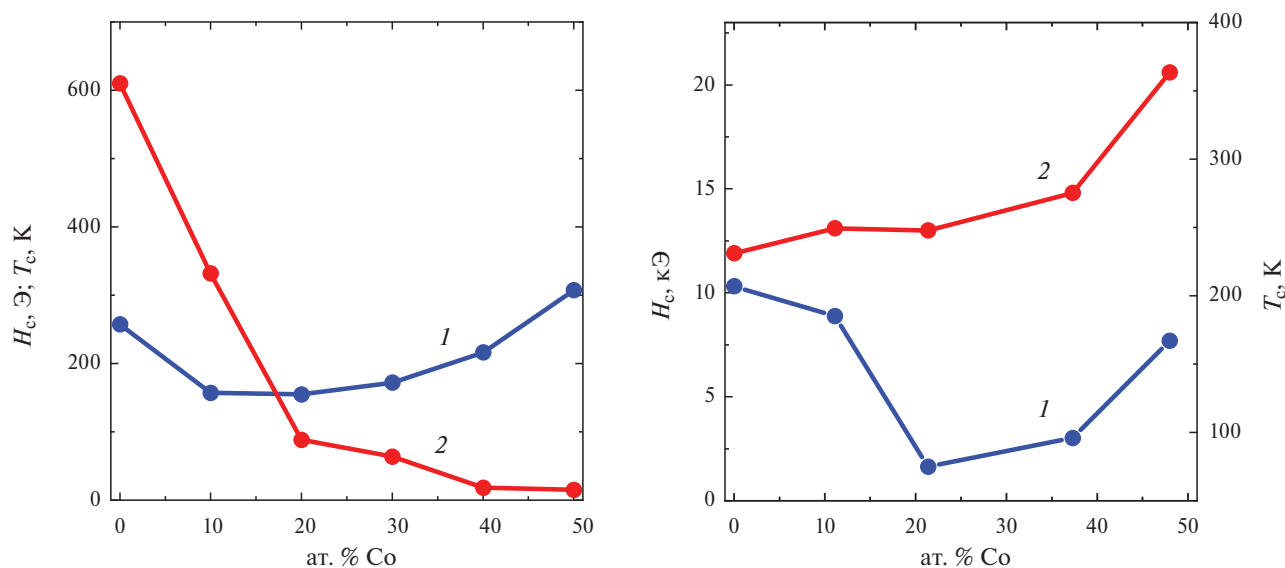


Рис. 3. Концентрационные зависимости температуры Кюри T_C (кривые 1) и коэрцитивной силы H_c (кривые 2) при $T = 5$ К для пленок $\text{Gd}_{100-x}\text{Co}_x$ (а) и $\text{Tb}_{100-x}\text{Co}_x$ (б).

в силу сопутствующей ей обменной фрустрированности задает понижающий тренд зависимости $T_C(x)$, который, скорее всего, исчерпывается при $x \approx 20$ ат. %, когда аморфная фаза становится доминирующей. С другой стороны, гибридизация электронных структур Co и R-элементов, по-видимому, идет по пути усиления эффективности косвенного обменного взаимодействия в системе редкоземельных ионов, сопровождающегося увеличением T_C . Качественное подобие зависимостей $T_C(x)$ для пленок с высокоанизотропным Tb и с Gd, не имеющим орбитального момента,

можно рассматривать как аргумент в пользу гипотезы о важной роли обменного вклада в механизм образования асперомагнитного состояния.

На рис. 3 также приведены концентрационные зависимости коэрцитивной силы H_c пленок $\text{Gd}_{100-x}\text{Co}_x$ (рис. 3а) и $\text{Tb}_{100-x}\text{Co}_x$ (рис. 3б), определенные из петель гистерезиса при $T = 5$ К. В этом отношении две системы демонстрируют совершенно разные закономерности. В пленках на основе Gd при увеличении x имеет место сначала резкое (до $x \approx 20$ ат. %), а затем более плавное уменьшение H_c . При этом следует отметить про-

явление значительного гистерезиса ($H_c = 600$ Э) в пленках чистого Gd. Поскольку величина коэрцитивной силы тесно связана с уровнем магнитной анизотропии в среде, можно констатировать существование таковой и в Gd, несмотря на отсутствие соответствующих предпосылок из-за сферичности его электронной оболочки. Причем данная анизотропия имеет кристаллическую природу, так как аморфизация, происходящая при увеличении x , сводит H_c , а значит и величину магнитной анизотропии к минимуму. В противоположность этому пленки чистого Tb обладают высокой коэрцитивной силой, которая, что особенно интересно, становится еще большей при добавлении Co. Отсюда следует, что в данном случае аморфизация не ведет к ослаблению магнитной анизотропии, скорее она повышается. Причину этого можно искать, например, в ослаблении обменной фрустрированности, которая ответственна за асперомагнетизм, то есть изотропное распределение локальных магнитносводных моментов. В результате на первый план выходит дисперсия локальных осей легкого намагничивания, которая при соответствующей магнитной предыстории задает полупространственное распределение магнитных моментов. Эти моменты не имеют соседей с противоположной ориентацией и не испытывают «опрокидывающего» действия с их стороны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные экспериментальные данные и их анализ показывают, что пленки на основе редкоземельных металлов с существенно различной конфигурацией электронных оболочек (Gd, Tb) проявляют схожие закономерности формирования кристаллической структуры, магнитного упорядочения и ряда магнитных свойств. Они состоят в структурной неоднородности пленок чистых редкоземельных металлов, их аморфизации в рамках бинарных систем Gd–Co и Tb–Co, наличии асперомагнетизма, немонотонном концентрационном изменении температуры Кюри. При этом за наличие асперомагнетизма ответственны обменная фрустрированность магнитных моментов в пленках Gd–Co, к которой добавляется дисперсия локальных осей анизотропии в пленках Tb–Co. Увеличение концентрации Co повышает степень аморфизации, способствует формированию однородной атомной структуры и ослабляет обменную фрустрированность. В пленках Gd–Co это приводит к ферромагнитному упорядочению, а в асперомагнетизме пленок Tb–Co увеличивает относительную роль дисперсии локальных осей магнитной анизотропии. Отличия в магнитной структуре пленок двух систем определяют принципиальную разницу в концентрационном изменении их гистерезисных свойств.

Авторы выражают благодарность Е.А. Кравцову и М.Е. Москалеву за помощь в структурной аттестации пленок.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №24-22-00173).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Taylor R.C., Gangulee A. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. No. 10. P. 4666.
2. Дровосеков А.Б., Холин Д.И., Крейнис Н.М. // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. № 1(7). С. 151; Drovosekov A.B., Kholin D.I., Kreinies N.M. // JETP. 2020. V. 131. No. 1. P. 149.
3. Morshed M.G., Khoo K.H., Quessab Y. et al. // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. Art. No. 174414.
4. Пахуева И.М., Бондарев А.В., Батаронов И.Л. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 682; Pashueva I.M., Bondarev A.V., Bataronov I.L. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 6. P. 569.
5. Kudyukov E.V., Vas'kovskiy V.O., Svalov A.V. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2023. V. 565. Art. No. 170254.
6. Юрлов В.В., Звездин К.А., Звездин А.К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 1. С. 112; Yurlov V.V., Zvezdin K.A., Zvezdin A.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 1. P. 97.
7. Yang X., Miyazaki T. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. P. 5489.
8. Koblika R.J., Gangulee A., Cox D.E., Bajorek C.H. // IEEE Trans. Magn. 1977. V. 13. No. 6. P.1767.
9. Коплак О.В., Кашин С.Н., Королев Д.В. и др. // ФТТ. 2023. Т. 65. № 3. С. 424; Koplak O.V., Kashin S.N., Korolev D.V. et al. // Phys. Solid State. 2023. V. 65. No. 3. P. 415.
10. Кузнецов М.А., Дровосеков А.Б., Фраерман А.А. // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. № 1. С. 95; Kuznetsov M.A., Drovosekov A.B., Fraerman A.A. // JETP. 2021. V. 132. No. 1. P. 79.
11. Свалов А.В., Архипов А.В., Лепаловский В.Н. и др. // ФТТ. 2021. Т. 63. № 9. С. 1325; Svalov A.V., Arkhipov A.V., Lepalovskii et al. // Phys. Solid State. 2021. V. 63. P. 1553.
12. Терешина И.С., Овченкова Ю.А., Политова Г.А., Панкратов Н.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 353; Tereshina I.S., Ovchenkova I.A., Politova G.A., Pankratov N.Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 304.
13. Svalov A.V., Kurlyandskaya G.V., Vas'kovskiy V.O. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. Art. No. 063504.
14. Дворуб Е.В., Прудников В.В., Прудников П.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 2. С. 158; Dvorub E.V., Prudnikov V.V., Prudnikov P.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 2. P. 109.
15. Svalov A.V., Kudyukov E.V., Lepalovskij V.N. et al. // Curr. Appl. Phys. 2021. V. 23. P. 68.
16. Wang J., Gan J.A., Wong Y.C., Berndt C.C. Magnetic Thin Films: Properties, Performance and Applications. N.Y.: Nova Science Publ. Inc, 2011. 409 p.
17. Chelvane J.A., Sherly A., Palit M. et al. // J. Mater. Sci. Mater. Electron. 2019. V. 20. P. 8989.
18. Basha M.A., Prajapat C.L., Bhatt H. et al. // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. Art. No. 103901.
19. Антропов Н.О., Кравцов Е.А., Хайдуков Ю.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 5. С. 361; Antropov N.O., Kravtsov E.A., Khaidukov Yu.N. et al. // JETP Lett. 2018. V. 108. No. 5. P. 341.

20. Streubel R., Lambert C.H., Kent N. et al. // Adv. Mater. 2018. V. 30. Art. No. 1800199.
21. Yang D.Z., You B., Zhang X.X. et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. Art. No. 024411.
22. Bai X.J., Du J., Zhang J. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. Art. No. 215008.
23. Stanciu A.E., Schintie G., Kuncser A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2020. V. 498. Art. No. 166173.
24. Uchiyama S. // Mater. Chem. Phys. 1995. V. 42. P. 38.
25. Tufaile P.B., Santos A.D.P. Magnetism, magnetic materials and their applications. Switzerland: Trans Tech Publications Ltd, 1999. P. 120.
26. Hussain R., Aakansha, Brahma B. et al. // J. Supercond. Nov. Magn. 2019. V. 32. P. 4027.
27. Krnel M., Vrtnik S., Jelen A. et al. // Intermetal. 2020. V. 117. Art. No. 106680.
28. Sinitsyn E.V., Ryzenko A.B. // J. Magn. Magn. Mater. 1995. V. 147. P. 385.
29. Le Bail A. // Powder Diffr. 2005. V. 20. No. 4. P. 316.
30. Rodriguez-Carvajal J. // J. Physics B. 1993. V. 192. No. 1–2. P. 55.
31. Zhang Y.Z., Zhang S.R., Yu D.B. // Rare Metals. 2023. V. 42. P. 1414.
32. Scheunert G., Ward C., Hendren W.R. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47 No. 41. Art. No. 415005.
33. Norman M., Harris I.R., Raynor G.V. // J. Less-Common Met. 1966. V. 11 P. 395.
34. Kashaev A.A., Ushchapovskii L.V., Il'in A.G. // Kristallografiya. 1975. V. 20. P. 192.
35. Spedding F.H., Sanden B., Beaudry B.J. // J. Less-Common Met. 1973. V. 31. P. 1.
36. Waasmaier D., Kirfel A. // Acta Cryst. 1995. V. 51. No. 3. P. 416.

Magnetism of R–Co (R = Gd, Tb) films with high concentration of rare earth elements

V. O. Vas'kovskiy^{a,b,*}, E. V. Kudyukov^a, A. N. Gorkovenko^a, A. N. Nizaev^a, A. V. Svalov^a,
M. A. Semkin^{a,b}, V. N. Lepalovskij^a

^aUral Federal University, Ekaterinburg, 620062, Russia

^bM.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,
Ekaterinburg, 620137, Russia

*e-mail: Vladimir.Vaskovskiy@urfu.ru

We studied magnetic properties of R-Co (R = Gd, Tb) films containing up to 50 at. % cobalt. The X-ray diffraction characteristics of samples, temperature dependences of magnetization for films of different compositions, concentration dependences of Curie temperature and hysteresis properties are presented. The interpretation of the established patterns is given.

Keywords: asperomagnetism, coercive force, composition, Curie temperature, film, magnetization, rare earth elements, structure

УДК 538.955:621.377.624.6:004.942

КРИТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СПИН-ВЕНТИЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРОИЗВОЛЬНОГО НАПРАВЛЕНИЯ

© 2025 г. Ю. А. Юсипова*

Общество с ограниченной ответственностью «Альфачип», Москва, Россия

*E-mail: linda_nike@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Аналитически и численно получены зависимости критического поля переключения спинового вентиля с планарной и перпендикулярной анизотропией слоев от коэффициента анизотропии и направления магнитного поля. Установлено, что наименьшие критические значения поля и времени переключения достигается при отклонении магнитного поля от оси анизотропии на угол 45° .

Ключевые слова: спиновый вентиль, считывающая головка жесткого диска, магниторезистивный датчик, критическое поле переключения

DOI: 10.31857/S0367676525040093, EDN: GTJAQG

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные сверхрешетки, например спиновые вентили, активно применяются в микроэлектронике благодаря своей универсальности, возможности масштабирования и совместимости с К-МОП технологиями [1]. Магниторезистивная память с произвольным доступом (MRAM), считывающие головки жестких магнитных дисков (HMDD) и детерминированная спиновая логика используют переключение спинового вентиля между антипараллельным и параллельным состояниями. Жесткие диски HMDD остаются наиболее популярным типом постоянного хранения данных благодаря своей энергонезависимости, простоте производства и высокой надежности [1]. В свою очередь, MRAM обладает всеми преимуществами HMDD, но при этом имеет более высокие быстродействие и степень интеграции, что делает ее потенциальной заменой для других типов памяти [2]. Принцип двух возможных исходов является основой стохастической спиновой логики (PSL). Основные плюсы спиновых логических устройств включают обратимость процессов, возможность выполнения как детерминированных, так и вероятностных вычислений, а также хранение данных в единой интегральной схеме [3]. Прецессионный режим применим в спин-трансферных нано-осцилляторах (STNO). Генераторы STNO предоставляют обширные частотные и амплитудные характеристики, которые можно варьировать с помощью магнитного поля и электри-

ческого тока [4]. Высокая чувствительность спиновых вентиля к магнитному полю и температуре используется в различных магнитных биосенсорах, датчиках магнитного поля и болометрических датчиках. Массивы спин-клапанных биосенсоров имеют большие перспективы в молекулярной диагностике рака, инфекций и сердечно-сосудистых заболеваний [5]. В работе [6] рассмотрен механизм работы магниторезистивного светодиода как датчика магнитного поля и показано, что, несмотря на небольшой коэффициент гигантского магнетосопротивления δ_{GMR} , можно добиться 100% изменения интенсивности излучаемого света, то есть реализовать работу магниторезистивного светодиода в режиме «включен или выключен» соответственно при наличии или отсутствии магнитного поля. Анализ, проведенный в работе [7] показал, что чувствительность спин-вентильной структуры к микроволновому облучению наряду с электрическим вкладом содержит тепловой, что дает возможность использовать магнитные сверхрешетки для обнаружения и микроволновой визуализации объектов на небольших расстояниях.

Все вышеупомянутое подчеркивает актуальность исследований, направленных на повышение энергоэффективности и магнитной чувствительности спин-вентильных структур. Тем не менее, одной из главных проблем их применения остается высокое энергопотребление при переключении с помощью магнитного поля [8–10]. В данной работе рассматривается поведение спинового вентиля в магнитном поле произвольной

ориентации с целью уменьшения энергозатрат и повышения чувствительности без потери быстродействия. Для этого были поставлены следующие задачи: построить макромагнитную модель спинового вентиля, помещенного в поле с произвольным направлением, посредством бифуркационного анализа системы уравнений модели получить уравнения для координат ее особых точек, из этих уравнений вывести формулы зависимости критических полей переключения от направления магнитного поля и провести оценки значений быстродействия и чувствительности спинового вентиля на основе десяти различных материалов.

В классической геометрии ячеек MRAM переключаемых полем и датчиков магнитного поля используется направление поля вдоль оси анизотропии [5]. В качестве метода уменьшения энергозатрат предлагается к магнитному полю, направленному вдоль оси анизотропии, добавить перпендикулярную составляющую. Несмотря на то, что данная модификация приведет к усложнению геометрии структуры, однако для топологии интегральных микросхем это означает добавление лишь одной дополнительной шины питания на всю схему. Это обусловлено тем, что дополнительную составляющую поля можно подавать одновременно на всю матрицу спиновых вентиля, что может служить тактовым сигналом для всех ячеек [1]. При этом величина этой составляющей не будет достаточной для переключения спинового вентиля, а значит не будет приводить к ошибкам в работе устройства.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Объектом исследования является спиновый вентиль с квадратным поперечным сечением со стороной $d_0 = 11$ нм [2], изображенный на рис. 1. Он состоит из двух ферромагнитных слоев FM1 и FM2, разделенных немагнитной прослойкой NM толщиной $d_{NM} = 1.2$ нм [11]. В исследовании были рассмотрены два типа анизотропии ферромагнитных слоев: планарная и перпендикулярная поверхности слоев. Антиферромагнитный слой AF используется для закрепления направления вектора намагниченности $\vec{M}_1$ в более толстом (фиксированном) ферромагнитном слое FM1,

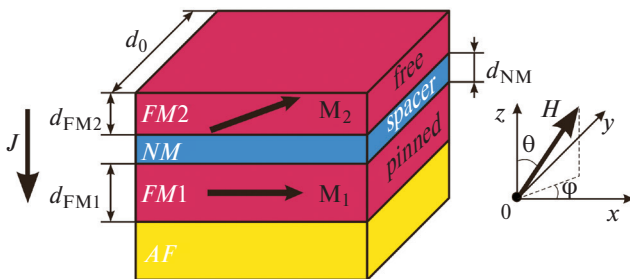


Рис. 1. Геометрия модели спинового вентиля.

толщина которого $d_{FM1} = 5$ нм [2]. Сопротивление сверхрешетки зависит от направления вектора намагниченности $\vec{M}_2$ в тонком (свободном) слое FM2, толщина которого $d_{FM2} = 2$ нм [2]. Структура помещается в магнитное поле $\vec{H}$, направление которого задается азимутальным углом φ и зенитным углом θ . Вектор намагниченности свободного слоя $\vec{M}_2$ может изменять свое направление, M_x, M_y, M_z — его проекции на соответствующие оси Ox, Oy, Oz . Электрический ток плотностью J пропускается перпендикулярно плоскости слоев противоположно оси Oz .

Спиновый вентиль имеет два основных стационарных состояния: параллельное с сопротивлением R_p и антипараллельное с сопротивлением R_{AP} . Их можно выразить через удельные сопротивления ферромагнетика ρ_F и параметр спинового поляризации P [1]. Полное сопротивление магнитной сверхрешетки для любого положения вектора $\vec{M}_2$ описывается выражением $R = 0.5[(R_p + R_{AP}) + (R_p - R_{AP})(M_i/M_s)]$, где M_i — проекция вектора $\vec{M}_2$ на ось анизотропии, а M_s — намагниченность насыщения.

Динамика вектора $\vec{M}_2$ описывается феноменологическим уравнением Ландау—Лифшица—Гильберта

$$\frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t} = -|\gamma| \mu_0 [\vec{M}_2 \times \vec{H}_{\text{эфф}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\vec{M}_2 \times \frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где α — коэффициент диссипации, $\vec{H}_{\text{эфф}}$ — эффективное магнитное поле, включающее в себя следующие составляющие:

- поле анизотропии типа «легкая ось» равно $2M_x K/(M_s^2 \mu_0)$ для направления вдоль оси Ox (планарная анизотропия) и $2M_z K/(M_s^2 \mu_0)$ для направления вдоль оси Oz (перпендикулярная анизотропия), где K — первая константа анизотропии;
- поле размагничивания, равно M_z ;
- поле, обусловленное вкладом спин-поляризованного тока, согласно [8–10], имеет вид $G J \hbar / (e d_{FM2} \mu_0 M_s^2) [(\vec{M}_1/M_s) \times \vec{M}_2]$, $G = c/(b + M_x/M_s)$ — токовый коэффициент для планарной анизотропии, $G = c/(b + M_z/M_s)$ — токовый коэффициент для перпендикулярной анизотропии, здесь $c = 4P^{3/2}/(1 + P)^3$, $b = 3 - 4c$ [8–10];
- внешнее магнитное поле $\vec{H}$.

Влияние антиферромагнитного слоя AF учитывается в эффективном поле $\vec{H}_{\text{эфф}}$ только для вектора намагниченности закрепленного слоя $\vec{M}_1$ таким образом, что вектор вектора $\vec{M}_1$ имеет фиксированное направление и величину.

В расчетах используются следующие константы: μ_0 — магнитная постоянная, γ — гиромагнитное отношение, $\hbar$ — константа Планка и e — элементарный электрический заряд.

В качестве материалов для слоев FM1 и FM2 были выбраны шесть следующих магнитомягких материалов:

- кобальт и железо, монокристаллические пленки которых легче и дешевле получить;
- $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ (пермендур) и $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ с высоким параметром спиновой поляризации $P > 0.5$;
- $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ и $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$, имеющие наилучшие магнитные свойства для уменьшения магнитного поля переключения.

Также использованы следующие магнитотвердые сплавы:

- $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ с небольшой намагниченностью насыщения M_s ;
- $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$ и $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ (пермаллой) — ферромагнитные сплавы с небольшим коэффициентом диссипации $\alpha = 0.01$;
- $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ — сплав с самой высокой константой анизотропии.

Материалы классифицированы на магнитомягкие и магнитотвердые с учетом критерия магнитожесткости $k = (K/(M_s^2\mu_0))^{1/2}$. У магнитотвердых материалов критерий $k > 1$ [12]. Параметры данных ферромагнетиков представлены в табл. 1. В качестве материала для немагнитной прослойки выбрана медь. Дефекты микроструктуры и степень структурного порядка материалов в рассматриваемой модели не учтены.

БИФУРКАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ

Важнейшей характеристикой динамики любого вектора являются его положения равновесия, или, по-другому, особые точки системы уравнений. В работах [8–10] приведен эффективный

метод нахождения числа и координат положений равновесия вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля $\vec{M}_2$. Уравнения (П1) и (П2) для расчета координат особых точек системы (1) соответственно для планарной и перпендикулярной анизотропии представлены в Приложении.

Тип особых точек определяется с помощью теоремы Коши о существовании или единственности решения системы дифференциальных уравнений, которая в них не выполняется. Для этого рассчитываются собственные числа матрицы Якоби системы (1). В зависимости от знаков их действительных частей определяется устойчивость особой точки. В то время как величина мнимой части собственных чисел матрицы Якоби определяет тип положения равновесия (фокус, узел, седло).

Разделив плоскость управляющих параметров H – J частой сеткой и определяя число, координаты и тип особых точек в каждом узле этой сетки в работах [8–10] были построены бифуркационные диаграммы для уравнения (1) для различных материалов, конфигураций анизотропии и направления магнитного поля.

При рассмотрении бифуркационных диаграмм было замечено, что критическое поле переключения спинового вентиля $H_{\min}$ для планарной анизотропии в сильной степени и нелинейно зависит от направления магнитного поля, то есть от углов φ и θ [9], а для перпендикулярной анизотропии только от угла θ [10], при этом не зависит от коэффициента диссипации α . Это обусловлено тем, что уравнения (П1) и (П2) не зависят от α , а также уравнение (П2) не зависит от угла φ . В работе [9] отмечено, что для планарной анизотропии уменьшение угла θ приводит к монотонному увеличению критического поля переключения, поэтому все дальнейшие расчеты для данного направления анизотропии будем производить для $\theta = \pi/2$.

Таблица 1. Параметры материалов, используемые в расчетах

Материал		$\mu_0 M_s$, Тл	α	K , кДж/м ³	P	ρ_F , нОм·м	R_{AP} , Ом	R_P , Ом	δ_{GMR} , %
Магнитомягкие	Co [13]	1.76	0.020	530	0.35	62.4	4.11	3.70	11
	Fe [13, 14]	2.15	0.008	48	0.40	97.1	6.58	5.71	15
	$\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ [14–16]	2.40	0.015	35	0.55	83.3	6.62	4.93	34
	$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ [17–19]	1.96	0.040	210	0.53	195.6	15.01	11.42	31
	$\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ [20]	1.21	0.020	1.88	0.30	78.1	4.96	4.61	8
	$\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ [20]	0.10	0.020	1.38	0.10	112.9	6.67	6.62	1
Магнитотвердые	$\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ [13, 21]	1.01	0.030	4900	0.30	100.2	6.35	5.88	8
	$\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$ [13, 22, 23]	1.37	0.010	1800	0.50	99.0	7.37	5.83	26
	$\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ [13, 24]	1.43	0.050	6600	0.40	106.0	7.17	6.23	15
	$\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ [25, 26]	1.59	0.010	1300	0.20	80.0	4.87	4.71	3

Для того, чтобы численно получить зависимость $H_{\min}(\varphi, \theta)$, построены бифуркационные диаграммы при нулевом токе ($J = 0$) (рис. 2) для спинового вентиля на основе кобальта с планарной анизотропией в плоскости $\varphi-H$ ($\theta = \pi/2$) (рис. 2а) и для $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ с перпендикулярной анизотропией для $\theta-H$ (рис. 2б). На них выделены области с качественно различной динамикой вектора намагниченности $\vec{M}_2$. В областях *I* и *VI* переключения спинового вентиля быть не может, так как оба основных стационарных состояния являются устойчивыми. В областях *II* и *IV* наблюдается переключение в параллельное состояние, а в областях *III* и *V* — в антипараллельное. Стоит отметить, что в области *I* у системы (1) существует 6 особых точек, в областях *II*, *III* и *VI* — по 4 особые точки, а в областях *IV* и *V* — по 2 особые точки. Число особых точек определяет тип динамики вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля. Чем больше особых точек, тем сложнее траектория конца вектора $\vec{M}_2$, что приводит к большему числу осцилляций на графике переходного процесса переключения спинового вентиля. Осцилляции в переходном процессе могут приводить к ошибкам в работе интегральной схемы, поэтому следует выбирать режимы работы спинового вентиля в областях с меньшим количеством особых точек.

Красным выделены линии бифуркации ограничивающие *I* и *VI* области — это линии устойчивости особых точек системы (1), соответствующих параллельному и антипараллельному состоянию спинового вентиля. Они численно определяют зависимость критического поля переключения $H_{\min}$ от угла φ или θ . Вид этих линий бифуркации позволяет предположить, что функции $H_{\min}(k, \varphi)$ и $H_{\min}(k, \theta)$ имеют единственный ми-

нимум. Эти линии также соответствуют бифуркации исчезновения пары особых точек, то есть пара действительных корней уравнений (П1) и (П2) переходит в область комплексных чисел. Применив к ним критерии потери устойчивости стационарных состояний спинового вентиля (действительная часть собственных числа матрицы линеаризации для данной точки равна 0), а также критерий $M_x, M_y, M_z \in \mathbb{R}$ в ходе данного исследования, независимо друг от друга для планарной и перпендикулярной анизотропии, с учетом $J = 0$, была аналитически получена формула для расчета критического поля переключения нормированного на намагниченность насыщения (2).

$$H_{\min}/M_s = \pm N((q^2 + sq + s^2 - 1)/q)^{1/2}, \quad (2)$$

где $q = (0.5(s - 1)((4s + 5)^{1/2} + 2s + 2s^2 - 1))^{1/3}$, для планарной анизотропии при $\theta = \pi/2$ множители N и s принимают следующие значения: $N = k$, $s = 9 \cos^4 \varphi - 9 \cos^2 \varphi + 1$. Для перпендикулярной анизотропии при любом φ коэффициенты N и s соответственно равны $k - 1$ и $9 \cos^4 \theta - 9 \cos^2 \theta + 1$. Коэффициент поля анизотропии k рассчитывается с помощью константы анизотропии K и намагниченности насыщения $k = 2K/(M_s^2 \mu_0)$.

На рис. 3 представлены соответствующие графики зависимости $H_{\min}(k, \varphi)$ и $H_{\min}(k, \theta)$ для планарной и перпендикулярной анизотропии. Стоит отметить, что сечения поверхностей $H_{\min}(k, \varphi)$ и $H_{\min}(k, \theta)$ на рис. 3 соответственно плоскостями $(\varphi - H_{\min})$ и $(\theta - H_{\min})$ совпадают с соответствующими численно полученными линиями бифуркации на диаграммах рис. 2.

Продифференцировав уравнение (2) для планарной анизотропии по углу φ , а для перпендикулярной анизотропии по углу θ , и приравняв

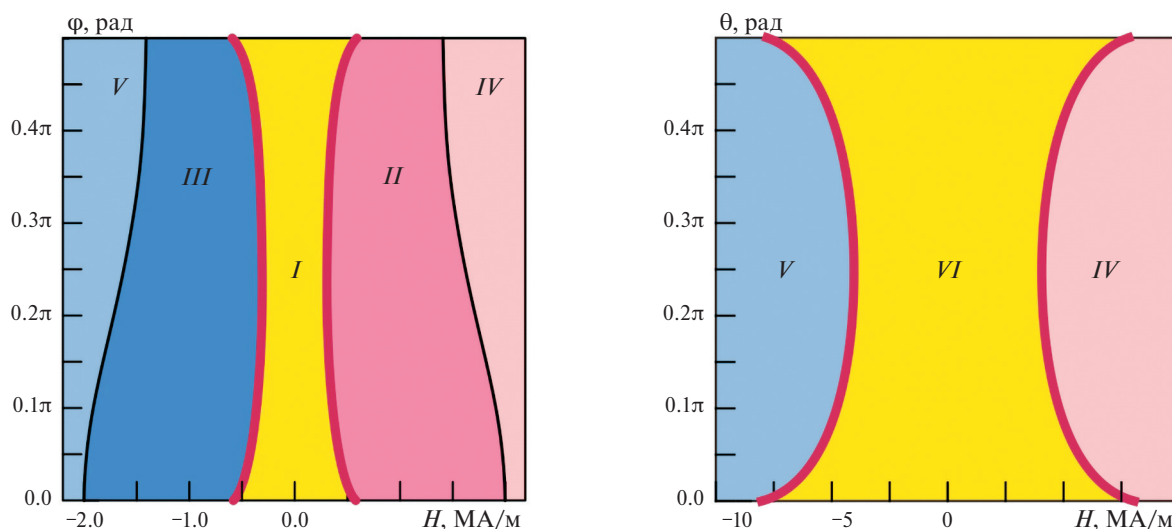


Рис. 2. Бифуркационные диаграммы при нулевом токе в плоскости $H - \varphi$ для кобальта с планарной анизотропией при $\theta = \pi/2$ (а) и в плоскости $H - \theta$ для $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ с перпендикулярной анизотропией (б).

производную к нулю, получим, что функция (2) в обоих случаях имеет единственный минимум в координате $(N/2, \pi/4)$. Для планарной анизотропии минимальное значение $H_{\min}/M_s$ равно половине k при $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/4$, а для перпендикулярной анизотропии — $(k-1)/2$ при $\theta = \pi/4$, что в два раза меньше, чем критическое поле переключения при направлении магнитного поля вдоль оси анизотропии. Эти результаты совпадают с численными значениями, полученными при построении бифуркационных диаграмм (рис. 2). Это означает двукратное снижение энергопотребления спинового вентиля как ячейки памяти MRAM, переключаемой магнитным полем [5]. В табл. 2 представлены рассчитанные критические поля переключения спинового вентиля при направлении поля вдоль оси анизотропии и при его отклонении от него на 45° .

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При переключении спинового вентиля в поле непараллельном оси анизотропии, устойчивая особая точка, в которую происходит переключение, смещена относительно основного стационарного состояния равновесия. Таким образом, переключение будет происходить в два этапа. Сначала в магнитном поле вектор $\vec{M}_2$ переключится в устойчивую особую точку вблизи одного из стационарных состояний (параллельного или антипараллельного), а затем при выключении магнитного поля конец $\vec{M}_2$ перейдет в стационарное состояние, в бассейне притяжения которого он будет находиться. Таким образом, переключение спинового вентиля в магнитном поле непараллельном оси анизотропии будет двухтактным.

В табл. 2 приведены оценки времени переключения t для первого такта переключения спинового вентиля в магнитном поле близком к критическому, сделанные с помощью моделирования переключения спинового вентиля методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Из данных табл. 2 видно, что практически для всех материалов время переключения ниже для поля, отклоненного от оси анизотропии на угол в $\pi/4$. Соответствующие значения выделены жирным шрифтом.

Чувствительность спинового вентиля как датчика магнитного поля S_0 обратно пропорциональна изменению магнитного поля $S_0 = dR/dH$ [5]. Однако смещение устойчивого положения равновесия от стационарного снижает изменение сопротивления dR , что в свою очередь уменьшает чувствительность S_0 . Проведенные численные эксперименты для десяти рассмотренных материалов по моделированию динамики спинового вентиля в магнитном поле, отклоненном от оси анизотропии, показали, что при величине поля близкой к критической отклонение особой точки от стационарного состояния составляет не более 10%. Таким образом, уменьшение S_0 за счет снижения dR , в этом случае, будет не более 10%, однако снижение поля переключения в 2 раза внесет больший вклад в изменение величины S_0 , что видно из данных, представленных в табл. 2.

Из результатов численных расчетов, приведенных в табл. 2 можно сделать вывод, что наименьшее критическое поле переключения имеет $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ с планарной анизотропией при $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/4$. Соответственно у сплава $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ самая высокая чувствительность 89.08 Ом/Тл.

Наименьшее время переключения в 1 нс наблюдается у $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ и $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$, однако крити-

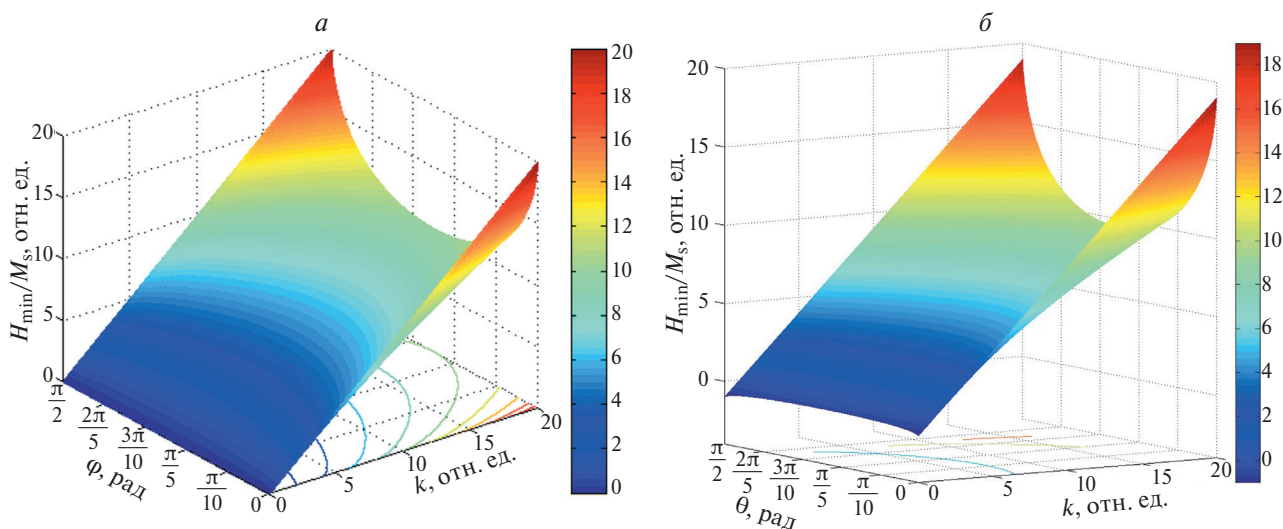


Рис. 3. Зависимость критического поля переключения от его направления для планарной (а) и перпендикулярной анизотропии (б).

Таблица 2. Критические поля переключения, время переключения при этих полях и чувствительность спинного вентиля, рассчитанные для различных материалов и конфигураций направления магнитного поля

Материал	Планарная анизотропия						Перпендикулярная анизотропия					
	$\theta = \pi/2, \varphi = 0$			$\theta = \pi/2, \varphi = \pi/4$			$\theta = 0$			$\theta = \pi/4$		
	$H_{\min},$ МА/м	$t,$ нс	$S_0,$ Ом/Тл	$H_{\min},$ МА/м	$t,$ нс	$S_0,$ Ом/Тл	$H_{\min},$ МА/м	$t,$ нс	$S_0,$ Ом/Тл	$H_{\min},$ МА/м	$t,$ нс	$S_0,$ Ом/Тл
Co	0.605	9	0.27	0.301	7	0.52	0.922	47	0.20	0.461	42	0.39
Fe	0.047	17	7.69	0.022	21	14.91	1.899	55	0.21	0.949	60	0.40
Fe ₇₀ Co ₃₀	0.032	11	23.01	0.015	3	44.64	2.416	18	0.36	1.208	16	0.69
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	0.218	7	6.66	0.107	4	12.93	1.425	29	1.06	0.712	25	2.06
Co ₉₃ Gd ₇	0.013	12	45.92	0.007	8	89.08	1.003	84	0.15	0.501	73	0.29
Co ₈₀ Gd ₂₀	0.028	442	0.77	0.014	135	1.49	0.069	464	0.41	0.034	126	0.79
Co ₅₀ Pt ₅₀	9.645	5	0.02	4.851	1	0.04	9.347	17	0.02	4.673	10	0.04
Fe ₅₀ Pd ₅₀	2.616	9	0.23	1.314	6	0.45	1.631	254	0.40	0.815	212	0.77
Fe ₅₀ Pt ₅₀	9.126	4	0.04	4.610	1	0.08	8.179	49	0.05	4.089	24	0.09
Fe ₅₀ Ni ₅₀	1.645	7	0.04	0.817	9	0.07	0.427	446	0.17	0.213	382	0.32

ческое поле переключения для этих материалов в ≈ 700 раз выше чем у Co₉₃Gd₇. Оптимальным материалом по этим двум параметрам будет пермендур Fe₇₀Co₃₀ с планарной анизотропией, так как при времени переключения 3 нс он имеет критическое поле переключения 0.015 МА/м ($\theta = \pi/2, \varphi = \pi/4$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, численно и аналитически получена зависимость критического поля переключения спинного вентиля $H_{\min}$ от его направления. Исследования проведены для десяти различных ферромагнетиков с планарной и перпендикулярной анизотропией. Определено, что отклонение магнитного поля на угол в 45° от оси анизотропии снижает критическое поле переключения $H_{\min}$ в два раза и увеличивает быстродействие спинного вентиля для большинства рассмотренных материалов. Показано, что уменьшение чувствительности за счет отклонения магнитного поля от оси анизотропии полностью нивелируется ее ростом за счет двукратного снижения $H_{\min}$. Численные расчеты чувствительности и времени переключения показали, что наилучшим из рассмотренных ферромагнетиком для изготовления магниторезистивных датчиков и считывающих головок жестких дисков является Co₉₃Gd₇ с планарной анизотропией слоев, в то время как для ячеек магниторезистивной памяти MRAM, переключаемой магнитным полем, оптимальным материалом будет пермендур (Fe₇₀Co₃₀). Для обоих применений наилучшим направлением магнитного поля будет направление под углом в 45 градусов к полю анизотропии.

ПРИЛОЖЕНИЕ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КООРДИНАТ ОСОБЫХ ТОЧЕК ДЛЯ СИСТЕМЫ

ЛАНДАУ–ЛИФШИЦА–ГИЛЬБЕРТА

1. Для случая планарной анизотропии и произвольного направления магнитного поля (θ, φ — любые) запишем систему уравнений (1) в координатной форме.

$$\begin{aligned}
 dm_x/d\tau &= P(m_x, m_y, m_z) = m_y m_z + h(v m_z - w m_y) - \\
 &\quad - G j(m_y^2 + m_z^2) + \alpha(k m_x + m_x m_z^2 - k m_x^3) + \\
 &\quad + \alpha h(u - u m_x^2 - v m_x m_y - w m_x m_z), \\
 dm_y/d\tau &= Q(m_x, m_y, m_z) = -m_x m_z(k + 1) + \\
 &\quad + h(w m_x - u m_z) - G j(\alpha m_z - m_x m_y) + \\
 &\quad + \alpha(m_y m_z^2 - k m_x^2 m_y) + \alpha h(v - v m_y^2 - u m_x m_y - w m_y m_z), \\
 dm_z/d\tau &= S(m_x, m_y, m_z) = k m_x m_y + h(u m_y - v m_x) + \\
 &\quad + G j(\alpha m_y - m_x m_z) + \alpha(m_z^3 - m_z - k m_x^2 m_z) + \\
 &\quad + \alpha h(w - w m_z^2 - u m_x m_z - v m_y m_z).
 \end{aligned}$$

Здесь $\tau = \gamma \mu_0 M_s / (1 + \alpha^2)$, $u = \sin \theta \cdot \cos \varphi$, $v = \sin \theta \cdot \sin \varphi$, $w = \cos \theta$, $h = H/M_s$, $j = J \hbar / e d_{FM2} \mu_0 M_s^2$, $m_x = M_x/M_s$, $m_y = M_y/M_s$, $m_z = M_z/M_s$, $k = 2K/(M_s^2 \mu_0)$.

Чтобы найти положения равновесия системы (1), следует приравнять нулю ее правые части и путем последовательного исключения переменных получить уравнение для расчета компоненты m_x :

$$\sum_{f=0}^{10} A_f m_x^f = 0, \quad (\text{П1})$$

где

$$A_{10} = k^2(k + 1)^2,$$

$$\begin{aligned}
A_9 &= 2(k+1)k(2bk(k+1) + hu(2k+1)), \\
A_8 &= ((k+1)(hu(hu(5k+1) + 8bk(2k+1)) + h^2v^2 + \\
&\quad + 2j^2c^2k) + (k+1)^2(6b^2k^2 - k^2) + h^2k(k+v^2)), \\
A_7 &= 2(2(b^3k^2 - k^2b + h^2b + 6hb^2uk - huk)(k+1)^2 + \\
&\quad + (k+1)(k(hu(10hbu + 1 - 6b^2) + 2j^2c^2b) - 2h^2bw^2 + \\
&\quad + c^2j^2hu + h^3u) + h(-2hk(u^2 + w^2)b + uk(j^2c^2 + \\
&\quad + u^2h^2) - hw(huw + jcv))), \\
A_6 &= ((k+1)^2((b^4 - 6b^2)k^2 + k(16hbu(b^2 - 1)) + \\
&\quad + 6h^2b^2) + (k+1)(2khu(3hu(5b^2 - 1) - 4b(b^2 - 1)) + \\
&\quad + 2kc^2j^2(b^2 - 1) + 8hbu(h^2u^2 + c^2j^2 + h^2) + \\
&\quad + 6h^2b^2(v^2 - w^2 - 1)) + (j^4c^4 + hj^2c^2(h + hu^2 - 4bu) - \\
&\quad - 6h^2bjvwc + h^2(u^2(h^2 - 1) + 2b(v^2 - 1)(4hu - 3b)))), \\
A_5 &= 2(2b^2(k+1)^2(h^2b - bk^2 - 6hku + hb^2ku) + \\
&\quad + (k+1)(kb(2u^2h^2(5b^2 - 6) - buh(b^2 - 6) - 2c^2j^2) + \\
&\quad + (6h^3b^2u)) - (2k+1)h(h(hu^3 + 2b^3w^2) - \\
&\quad - c^2j^2u(b^2 - 1)) + h^2b(2kbu^2(3hu - b) + \\
&\quad + (2hu(hu - 3bw^2) + c^2j^2(u^2 + 1) - 2u^2 - 3bvcjw))), \\
A_4 &= (-b^3k(bk + 8hu)(k+1)^2 + b(k+1)(h^2b^3(v^2 + k + \\
&\quad + 5ku^2) + 8hub^2(u^2h^2 - k^2) - 2kb(j^2c^2 + 18u^2h^2) - \\
&\quad - 4hu(j^2c^2 + 2u^2h^2)) + h^2b^4(u^2 - w^2k) + \\
&\quad + 2h^2b^3(4khu - vwcj + 4huv^2) + h^2b^2(j^2c^2(u^2 + 1) + \\
&\quad + 6u^2(h^2 - 1)) - 4khub(j^2c^2 + 2u^2h^2) - (j^2c^2 + u^2h^2)^2), \\
A_3 &= 2hbu(((-2k^2 + u^2h^2)b^2 - 12hubk - 5u^2h^2) \times \\
&\quad \times b(k+1) - b^3(k+1)^2 - (j^2c^2 - b^2 + u^2h^2)(2hu + 2bk + \\
&\quad + b) + b((h^2k - k + h^2v^2)b^2 + 2hub(h^2 - 2) - 5u^2h^2k)), \\
A_2 &= -h^2u^2b^2(6b^2k(k+1) + 8hbu(2k+1) + 2j^2c^2 - \\
&\quad - h^2b^2 + b^2 + 6u^2h^2), \\
A_1 &= -2h^3u^3b^3(2hu + 2bk + b), \\
A_0 &= -h^4b^4u^4.
\end{aligned}$$

Остальные координаты вычисляются из уравнений S и P путем подстановки значений, полученных из уравнения (П1).

2. Для случая перпендикулярной анизотропии и произвольного направления магнитного поля (θ , φ — любые) запишем систему уравнений (1) в координатной форме.

$$\begin{aligned}
dm_x/d\tau &= P(m_x, m_y, m_z) = -m_y m_z (k-1) + \\
&\quad + h(vm_z - wm_y) - Gj(m_x m_z + \alpha m_y) + \\
&\quad + \alpha(m_x m_z^2 - km_x m_z^2) + \alpha h(u - vm_x m_y - \\
&\quad - wm_x m_z - um_x^2), \\
dm_y/d\tau &= Q(m_x, m_y, m_z) = m_x m_z (k-1) + \\
&\quad + h(wm_x - um_z) - Gj(\alpha m_x - m_y m_z) +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\quad + \alpha(m_y m_z^2 - km_y m_z^2) + \alpha h(v - um_x m_y - \\
&\quad - vm_y^2 - wm_y m_z), \\
dm_z/d\tau &= S(m_x, m_y, m_z) = km_x m_y + h(um_y - vm_x) - \\
&\quad - Gj(m_y^2 + m_x^2) + \alpha(m_z^3 - m_z)(k-1) + \alpha h(w - um_x m_z - \\
&\quad - wm_z^2 - vm_y m_z).
\end{aligned}$$

Чтобы найти положения равновесия системы (1), следует приравнять нулю ее правые части и путем последовательного исключения переменных получить уравнение для расчета компоненты m_z . Тогда, последовательно исключая переменные, получаем выражение (П2) для вычисления координаты m_z особых точек:

$$\sum_{f=0}^6 B_f m_z^f = 0, \quad (\text{П2})$$

где

$$\begin{aligned}
B_6 &= (k-1)^2, \\
B_5 &= 2(hw - b + bk)(k-1), \\
B_4 &= 2k - 4hbw + 4hbwk + h^2 + \\
&\quad + b^2 - k^2 - 2b^2k + b^2k^2 + c^2j^2 - 1, \\
B_3 &= 2(hw - b + 2bk - hkw + h^2b - \\
&\quad - bk^2 - hwb^2 + hkwb^2), \\
B_2 &= 4hbw - 4hbkw - b^2 + 2kb^2 - h^2w^2 - b^2k^2 - \\
&\quad - c^2j^2 + h^2b^2, \\
B_1 &= -2hbw(hw - b + bk), \\
B_0 &= -h^2b^2w^2.
\end{aligned}$$

Следует отметить, что выражение (П2) не зависит от параметров u и v , что означает, что координаты особых точек по оси Oz не зависят от азимутального угла φ . Для ненулевых полей и токов при $w = 1$, уравнение (П2) имеет два значимых корня $m_z = \pm 1$, а для $H = 0$, $J = 0$ — три корня $m_z = \pm 1$ и $m_z = 0$. В случае $w \neq 1$, выражение (П2) имеет два или четыре реальных корня, модуль которых меньше единицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Iusipova Iu.A., Popov A.I. // Semiconductors. 2021. V. 55. No. 13. P. 1008.
2. Nowak J.J., Robertazzi R.P., Sun J.Z. et al. // IEEE Magn. Lett. 2016. V. 7. Art. No. 3102604.
3. López A., Costa J.D., Grollier J. et al. // Phys. Rev. Appl. 2024. V. 22. Art. No. 014082.
4. You Ch.Y. // J. Magn. 2009. V. 14. No. 4. P. 168.
5. Tsybal E.Y., Zutic I. Handbook of spin transport and magnetism. Boca Raton: CRC Press Taylor & Francis Group, 2012. 777 p.
6. Ved M., Danilov Y., Demina P. et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. Art. No. 092402.
7. Demin G.D., Zvezdin K.A., Popkov A.F. // Adv. Cond. Mater. Phys. 2019. No. 1. Art. No. 5109765.

8. *Ostrovskaya N.V., Iusipova Iu.A.* // Phys. Met. Metallogr. 2019. V. 120. No. 13. P. 1291.
9. *Юсипова Ю.А., Скиданов В.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 359; *Iusipova Iu.A., Skidanov V.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 310.
10. *Iusipova Iu.A.* // IEEE Magn. Lett. 2022. V. 13. Art. No. 4501605.
11. *Shalygina E.E., Makarov A.V., Kharlamova A.M.* // Proc. of the Nanomeeting-2017: Physics, chemistry and application of nanostructures (Minsk, 2017). P. 89.
12. *Skomski R., Coey J.M.D.* // Scripta Materialia. 2016. V. 112. No. 2. P. 3.
13. *Skomski R.* Simple Models of Magnetism. NY: Oxford university press, 2008. 335 p.
14. *Kawai T., Asai Y., Ohtake M. et al.* // EPJ Web Conf. 2013. V. 40. Art. No. 13001.
15. *Mooodera J.S., Kim T.H., Tanaka C. et al.* // Phil. Mag. B. 2000. V. 80. No. 2. P. 195.
16. *Бабицев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др.* Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
17. *Huang S.X., Chen T.Y., Chien C.L.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. Art. No. 242509.
18. *Nguyen M.H., Pai C.F., Nguyen K.X. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. Art. No. 222402.
19. *Ikeda S., Miura K., Yamamoto H. et al.* // Nature Mater. 2010. V. 9. P. 721.
20. *Kaiser C., PapWorth Parkin S.S.* // US Patent US007230265B2. 2007.
21. *Papusoi C., Le T., Lo C.C.H. et al.* // J. Physics D. 2018. V. 51. No 32. Art. No. 325002.
22. *Kawai T., Itabashi A., Ohtake M. et al.* // EPJ Web Conf. 2014. V. 75. Art. No. 02002.
23. *Seemann K.M., Hickey M.C., Baltz V. et al.* // New J. Phys. 2010. V. 12. Art. No. 033033.
24. *Seki T., Mitani S., Yakushiji K. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. Art. No. 172504.
25. *Ogiwara M., Iihama S., Seki T. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. Art. No. 242409.
26. *Gusliencko K.Y., Aranda G.R., Gonzalez J. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2011. V. 292. Art. No. 012006.

Critical switching characteristics of the spin-valve structure in the arbitrary-direction magnetic field

Iu. A. Iusipova*

LLC "Alphachip", Moscow, 124498 Russia

*e-mail: linda_nike@mail.ru

The dependences of the spin-valve critical switching field with planar and perpendicular anisotropy of layers on the anisotropy coefficient and the magnetic-field direction are analytically and numerically obtained. It is established that the smallest critical values of the field and switching time are achieved when the magnetic field deviates from the anisotropy axis by an angle of 45°.

Keywords: spin valve, hard disk read head, magnetoresistive sensor, critical switching field.

УДК 537.6

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРЕ С ЛАНГАТАТОМ

© 2025 г. Е. В. Болотина^{1,*}, Д. В. Савельев¹, А. В. Турутин², И. В. Кубасов²,
А. А. Темиров², Л. Ю. Фетисов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«МИРЭА — Российский технологический университет», Научно-образовательный центр
«Магнитоэлектрические материалы и устройства», Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,
Лаборатория физики оксидных сегнетозлектриков, Москва, Россия

*E-mail: ekaterina.bolotina1@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучена зависимость параметров резонансного магнитоэлектрического эффекта от температуры в трехслойной композитной структуре, состоящей из монокристалла лангата с осажденными на обе стороны тонкими слоями аморфного ферромагнитного сплава. Измерения выполнены в температурном диапазоне от 220 до 340 К. Установлен линейный характер уменьшения магнитоэлектрического коэффициента и чувствительности к магнитному полю с увеличением температуры.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, температурная зависимость, лангатат, аморфный магнитный сплав, магнетронное распыление

DOI: 10.31857/S0367676525040108, **EDN:** GTLUOO

ВВЕДЕНИЕ

Среди мультиферроидных материалов, обладающих магнитоэлектрическими (МЭ) эффектами, наибольший интерес вызывают слоистые композитные структуры, состоящие из соединенных между собой пьезоэлектрических (ПЭ) и ферромагнитных (ФМ) слоев. МЭ эффект заключается в изменении электрической поляризации образца при помещении его в магнитное поле и возникает в таких композитах в результате комбинации магнитострикции ФМ слоя и пьезоэлектрического эффекта в ПЭ слое [1–4]. Активное исследование МЭ эффектов привело к переходу от образцов с клеевым слоем к тонкопленочным структурам, изготовленным при помощи разнообразных методов напыления.

Такой переход обусловлен необходимостью повышения технологичности изготовления устройств с функциональными элементами на основе МЭ слоистых композитов, прежде всего, датчиков магнитных полей. Переход к тонкопленочным покрытиям приводит к улучшению воспроизводимости свойств МЭ композитов, повышению акустической добротности и, как следствие, чувствительности датчиков, работающих в резонансном режиме, а также уменьшению размеров устройств. Критически важным для

массового производства устройств на основе МЭ эффектов является их температурная стабильность и совместимость используемых материалов с существующими технологиями [5].

К настоящему моменту большинство исследований проводятся при комнатной температуре, при этом опубликован ряд работ, посвященных исследованию влияния температуры на МЭ характеристики композитных структур. В работах [6–8] теоретически и экспериментально исследованы МЭ эффекты в композитных структурах PZT-5A/TbDyFe, PMN-PT/никель и лангатат/никель при температурах от 150 до 400 К. В работах [8, 9] показано, что в структуре с электролитически осажденным на поверхность лангатата слоем никеля генерируемое МЭ напряжение зависит от совокупного вклада изменения добротности образца и пьезомагнитного модуля слоя никеля. В то же время клеевой слой для структур, в которых ПЭ и ФМ слои соединены с помощью клея, сильно деградирует при изменении температуры, что приводит к существенному (или непредсказуемому) уменьшению МЭ коэффициентов при температурах, отличных от комнатной [8–10].

Использование пьезоэлектрических керамик является нецелесообразным для применения в

прецизионных сенсорах магнитных полей, ввиду сильной зависимости их электрических и механических свойств от температуры окружающей среды и низкой акустической добротности [11]. Монокристаллы лангата демонстрируют высокую термостабильность электрических и механических свойств [12] и совместимы с МЭМС технологиями, что делает их кандидатами на роль пьезоэлектрической составляющей МЭ композитов для датчиков магнитных полей. В данной работе исследования МЭ эффекта были проведены в структурах на основе пьезоэлектрического монокристалла лангата, который обладает термостабильными свойствами [10–12]. Влияние температуры на МЭ эффект в таких композитных структурах ранее не проводили.

ОПИСАНИЕ ОБРАЗЦА

В данной работе исследован МЭ эффект в трехслойной композитной структуре на основе монокристалла лангата ($\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$) X — срез, изготовленного АО «Фомос-Материалы», Москва [13]. На обе стороны монокристалла были осаждены слои тонкого аморфного ферромагнетика $\text{Fe}_{77}\text{Co}_4\text{Si}_8\text{B}_{11}$ толщиной около 1.5 мкм. Размеры структуры составили $21.3 \times 4.7 \times 0.4$ мм³. ФМ слои магнитострикционного материала наносили в НИТУ МИСИС (кафедра материаловедения полупроводников и диэлектриков) методом высокочастотного магнетронного распыления мишени. Мишень имела состав: $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$. Осаждение проводили в вакуумной технологической камере SUNPLA-40TM без дополнительного нагрева подложкодержателя. Синтез пленок проходил в атмосфере аргона с рабочим давлением 0.5 Па при мощности магнетрона 200 Вт. Подробно методика изготовления тонкого аморфного ферромагнетика $\text{Fe}_{77}\text{Co}_4\text{Si}_8\text{B}_{11}$ описана в работах [14, 15].

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования МЭ эффекта проводили динамическим методом на установке, разработанной в НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА [11] в диапазоне температур от 220 до 340 К. Композитную структуру помещали во фторопластовую ячейку между кольцами Гельмгольца, которые создавали однородное постоянное магнитное поле напряженностью до 350 Э. Переменное магнитное поле с амплитудой h до 0.22 Э создавали при помощи модулирующих катушек, питаемых от генератора Agilent 33210A (Agilent Technologies, Inc., Santa Clara, CA, USA). Напряжение $u(t)$, генерируемое МЭ структурой, поступало на предусилитель SR-560 со входным импедансом 100 МОм с коэффициентом усиления $k = 1$, который работал как фильтр верхних частот с частотой среза

$f_{c-o} = 100$ Гц. Напряжение с выхода предусилителя измеряли вольтметром АКИП — 2401 (АО «ПриСТ», Москва) со входным сопротивлением 10 МОм.

Температуру в рабочей камере задавали, изменяя поток испаряемого жидкого азота, нагретого до определенной температуры, и поддерживали на одном уровне путем пропорционально-интегрально-дифференцирующего (ПИД) регулирования. Температуру измеряли с помощью терморезистора типа Pt1000, расположенного вблизи образца. Температурные измерения проводили согласно следующему протоколу. Структуру охлаждали до начальной температуры 220 К, измеряли амплитудно-частотную характеристику напряжения, а также зависимости напряжения от постоянного и переменного магнитных полей на частоте резонанса. Изменение температуры осуществляли с шагом 10 К при отключенном внешнем магнитном поле, на каждом значении температуры измерения повторяли. На основе полученных амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) были построены зависимости резонансной частоты и добротности от температуры.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты исследования линейного МЭ эффекта при комнатной температуре представлены на рис. 1. На рис. 1а приведена зависимость МЭ напряжения u , генерируемого структурой, от частоты переменного магнитного поля f амплитудой $h = 0.06$ Э. Измерения проводили при постоянном поле $H_m = 3$ Э. Пик на частоте $f \approx 115.43$ кГц соответствует первой моде продольных акустических колебаний и имеет амплитуду $u \approx 420$ мВ. Добротность резонанса составляет $Q = \Delta f/f \approx 4800$, где Δf — ширина пика на уровне 0.7 от высоты резонанса.

На рис. 1б приведена зависимость МЭ напряжения, генерируемого структурой, от постоянного магнитного поля, измеренная на частоте резонанса при амплитуде переменного магнитного поля $h = 0.06$ Э. Видно, что напряжение растет до максимального значения ($u \approx 420$ мВ), достигаемого в оптимальном магнитном поле $H_m = 3$ Э. При дальнейшем увеличении постоянного магнитного поля напряжение монотонно убывает. Форма полученной кривой определяется формой полевой зависимости пьезомагнитного модуля ($q = \partial\lambda/\partial H$, где λ — зависимость коэффициента магнитострикции от магнитного поля) ФМ слоя [10].

Значение МЭ коэффициента определяется формулой $\alpha = (u/b)/h$, где u — амплитуда МЭ напряжения, h — амплитуда переменного магнитного поля, b — толщина ПЭ слоя структуры. Значение МЭ коэффициента, полученное в оптимальном поле, составило $\alpha = 175 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

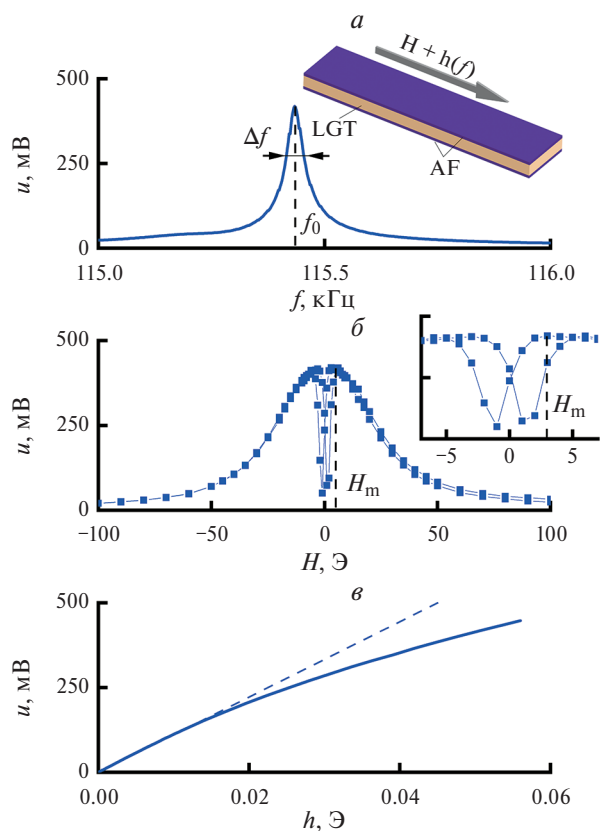


Рис. 1. Характеристики линейного магнитоэлектрического эффекта: амплитудно-частотная характеристика структуры (а), измеренная при постоянном магнитном поле $H_m = 3$ Э, при амплитуде переменного магнитного поля $h = 0.06$ Э; зависимость МЭ напряжения, генерируемого структурой, от постоянного магнитного поля (б), измеренная на частоте резонанса при амплитуде переменного магнитного поля $h = 0.06$ Э; зависимость МЭ напряжения от амплитуды переменного магнитного поля (в), измеренная на частоте резонанса при постоянном магнитном поле $H_m = 3$ Э.

Это больше, чем значение $64 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, полученное на структуре Metglas-LGT-Metglas, изготовленной методом склеивания [14] за счет лучшей передачи деформации между слоями, но в ~ 2.5 раза меньше коэффициента $450 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ структуры LGT-Metglas с магнитным слоем толщиной 25 мкм [11], что объясняется, в первую очередь, малой толщиной ФМ слоя по сравнению с толщиной лангата в нашем случае [17].

На рис. 1в приведена зависимость МЭ напряжения, генерируемого структурой, от амплитуды переменного магнитного поля h , измеренная в поле H_m . Полученная зависимость в области малых амплитуд переменного магнитного поля h имеет вид, близкий к линейному. Отклонение от линейной зависимости в сторону меньших значений напряжения при росте h обусловлено возникновением нелинейных МЭ эф-

фектов. Чувствительность образца, определяемая как тангенс угла наклона линейной части зависимости u от h на линейном участке до 0.02 Э, равна $s \approx 7.5 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1}$, что больше чувствительности образца, изготовленного методом склеивания ($s \approx 6 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1}$) [16].

На втором этапе были исследованы температурные зависимости линейного магнитоэлектрического эффекта. Зависимости МЭ коэффициента, акустической добротности резонанса и резонансной частоты от температуры получены на основе измеренных частотных зависимостей МЭ напряжения и представлены на рис. 2.

На рис. 2а приведена зависимость значения МЭ коэффициента, полученного в оптимальном магнитном поле H_m , значение которого подбиралось для каждой точки, от температуры T . Значение МЭ коэффициента линейно уменьшается со значения $\alpha \approx 250 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при температуре 220 К до значения $\alpha \approx 150 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при температуре 340 К. Все значения МЭ коэффициента получены в оптимальном магнитном поле H_m при амплитуде переменного магнитного поля $h = 0.22$ Э. Общее изменение МЭ коэффициента $\Delta\alpha/\alpha$ составляет 40%. Такое поведение МЭ эффекта связано с уменьшением акустиче-

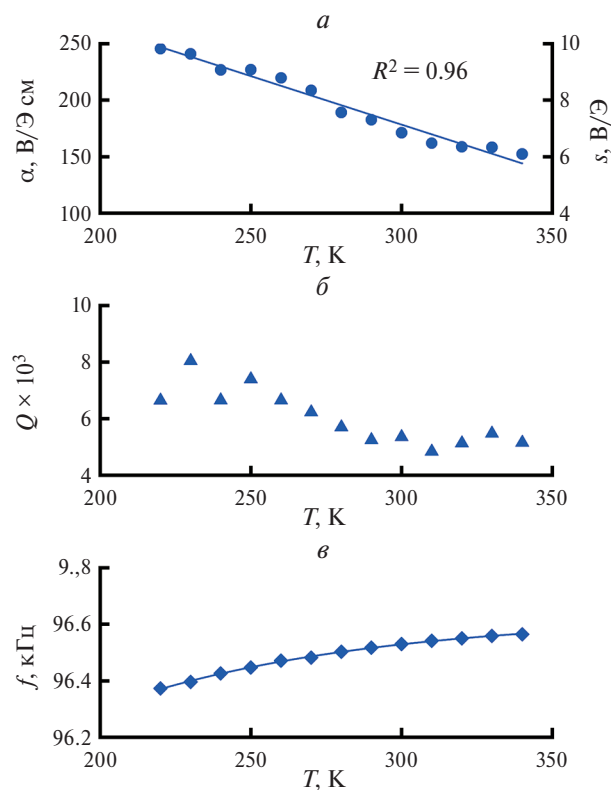


Рис. 2. Температурные зависимости линейного МЭ эффекта: зависимость МЭ коэффициента и чувствительности от температуры (а), зависимость акустической добротности резонанса от температуры (б), зависимость резонансной частоты структуры от температуры (в).

ской добротности резонанса со значения примерно от 8000 до примерно 5100 при увеличении температуры, что видно на рис. 2б. Общее изменение добротности также составило примерно 40%, что может быть обусловлено увеличением внутренних механических потерь резонатора от температуры. Помимо этого, на рис. 2а приведена зависимость чувствительности структуры к магнитному полю от температуры. Видно, что чувствительность линейно падает с увеличением температуры около 40% от $s \approx 9.8$ В/Э (при $T = 220$ К) до $s \approx 6$ В/Э (при $T = 340$ К).

Наконец, на рис. 2в приведена зависимость резонансной частоты f от температуры, на которой наблюдается незначительный рост (0.1%) резонансной частоты с увеличением температуры, что обусловлено температурной стабильностью модуля Юнга ($f \propto \sqrt{E_{22}}$) монокристалла лангатата [18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами было исследовано влияние температуры на характеристики магнитоэлектрического эффекта в структуре, изготовленной на основе пластины монокристалла лангатата с напыленными с обеих ее сторон слоями тонкого аморфного ферромагнитного сплава. При комнатной температуре магнитоэлектрический коэффициент составил $\alpha \approx 175$ В·Э⁻¹·см⁻¹. Показано, что магнитоэлектрический коэффициент линейно уменьшается со значения 350 В·Э⁻¹·см⁻¹ на 40 % в диапазоне температур от 220 до 340 К. Резонансная частота структуры практически не зависит от температуры. Полученные результаты могут быть перспективны для создания высокочувствительных датчиков магнитных полей на основе монокристаллов, работающих в широком диапазоне температур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания (проект № FSME-2023-0003). Кубасов И.В., Турутин А.В. и Темиров А.А. благодарят грант Российского научного фонда № 24-49-10017, <https://rscf.ru/project/24-49-10017/> в части синте-

за метгласа и подготовки магнитоэлектрических структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S. et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. Art. No. 031101.
2. Turutin A.V., Kubasov I.V., Kislyuk A.M. et al. // Nanobiotech. Reports. 2022. V. 17. P. 261.
3. Kuts V.V., Turutin A.V., Kislyuk A.M. et al. // Mod. Elect. Mater. 2023. V. 9. No. 3. P. 105.
4. Зеленов Ф.В., Тарасенко Т.Н., Ковалёв О.Е. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 373. Zelenov F.V., Tarasenko T.N., Kovalev O.E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 322.
5. Luo B., Will-Cole A.R., Dong C. et al. // Nature Rev. Electr. Eng. 2024. V. 1. P. 317.
6. Zhang J., Gao Y. // Int. J. Sol. Struct. 2015. V. 69. P. 291.
7. Subhani S.M., Maniprakash S., Arockiarajan A. // Mechanics. Mater. 2018. V. 126. P. 111.
8. Бурдин Д.А., Фетисов Ю.К., Чашин Д.В., Экономов Н.А. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 14. С. 41; Burdin D.A., Fetisov Y.K., Chashin D.V., Ekonomov N.A. // Tech. Phys. Lett. 2012. V. 38. No 7. P. 661.
9. Бурдин Д.А., Фетисов Ю.К., Чашин Д.В., Экономов Н.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 78. № 2. С. 201; Burdin D.A., Fetisov Y.K., Chashin D.V., Ekonomov N.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. No. 2. P. 131.
10. Бурдин Д.А., Фетисов Л.Ю., Фетисов Ю.К. и др. // ЖТФ. 2014. Т. 84. № 9. С. 90.
11. Burdin D.A., Ekonomov N.A., Chashin D.V. et al. // Materials. 2017. V. 10. Art. No. 1183.
12. Davulis P., Pereira da Cunha M. // Proc. IEEE Int. Freq. Control Symp. (California, 2010). P. 252.
13. https://newpiezo.com/knowledge_base/crystals/langatat.
14. Turutin A.V., Skryleva E.A., Kubasov I.V. et al. // Materials. 2023. V. 16. No. 2. Art. No. 484.
15. Fetisov L.Y., Dzharidze M.V., Savelev D.V. et al. // Sensors. 2023. V. 23. No. 9. Art. No. 4523.
16. Fedulov F.A., Fetisov L.Y., Chashin D.V. et al. // Sens. Actuat. A. Phys. 2022. V. 346. Art. No. 113844.
17. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Галичян Т.А. // ФТТ. 2013. Т. 55. № 9. С. 1728; Filippov D.A., Laleitin V.M., Galichyan T.A. // Phys. Solid State. 2013. V. 55. No. 9. P. 1840.
18. Davulis P.M. Characterization of the Elastic, Piezoelectric, and Dielectric Properties of Langatate At High Temperatures Up To 900 °C. Doctor. Dissert. The University of Maine, 2013.

Influence of temperature on magnetoelectric effect in a structure containing langatate

E. V. Bolotina^{a,*}, D. V. Savelev^a, A. V. Turutin^b, I. V. Kubasov^b, A. A. Temirov^b, L. Y. Fetisov^a

^a*MIREA — Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia*

^b*Laboratory of Physics of Oxide Ferroelectrics, National University of Science and Technology MISIS, Moscow, 119049 Russia*

**e-mail: ekaterina.bolotina1@mail.ru*

The effect of temperature on the linear magnetoelectric response in a three-layered composite structure comprising a single crystal of langatate with thin films of an amorphous ferromagnetic alloy deposited on either side was investigated. Measurements were conducted in the temperature range of 220–340 K. As a result, a linear reduction in the magnetoelectric coupling coefficient and sensitivity to a magnetic field with an increase in temperature was observed.

Keywords: magnetoelectric effect, temperature dependence, langatate, amorphous magnetic alloy, magnetron sputtering

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СРЕДНЕЭНТРОПИЙНОГО СПЛАВА GdT_bDyY

© 2025 г. Н. Ю. Панкратов^{1,*}, И. С. Терёшина¹, П. А. Крот²,
В. Н. Вербецкий², С. А. Никитин¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский
государственный университет имени М. В. Ломоносова», Химический факультет, Москва, Россия

*E-mail: pankratov@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Синтезирован многокомпонентный редкоземельный сплав GdT_bDyY с однофазной структурой ГПУ (гексагонально-плотноупакованной). Обнаружено, что полученный сплав демонстрирует два магнитных фазовых перехода при температурах 140 и 201 К. В области температур, объединяющих оба перехода, наблюдается заметный по величине магнитокалорический эффект (МКЭ). Установлено, что основной вклад в магнитные свойства сплава GdT_bDyY дают трехвалентные ионы тербия и диспрозия: наблюдается корреляция как между структурными, так и магнитными параметрами.

Ключевые слова: магнитокалорический эффект, редкоземельные сплавы, изменение энтропии, температура магнитного фазового перехода

DOI: 10.31857/S0367676525040112, **EDN:** GTOSSS

ВВЕДЕНИЕ

Магнитное твердотельное охлаждение на основе магнитокалорического эффекта (МКЭ) является многообещающей экологически чистой технологией [1–5]. Многочисленные комплексные исследования различных магнитных хладагентов показывают, что эта стратегия охлаждения имеет большой потенциал для внедрения в обозримом будущем. Одной из ключевых задач на пути к этой цели является поиск подходящих и эффективных магнитных материалов с большим магнитокалорическим эффектом в достаточно небольших магнитных полях (<20 кЭ) [6–9]. Ранее технология магнитного охлаждения стала одной из самых конкурентоспособных и эффективных для достижения сверхнизких криогенных температур в лабораторных приборах [10]. За последние десятилетия были предприняты большие усилия для расширения области применения этой технологии до температур, близких к комнатным.

Магнитное холодильное оборудование, прототипы которого созданы в настоящее время, имеет большой потенциал для замены широко распространенных парокомпрессионных устройств. Однако ряд ключевых проблем все еще остаются не до конца решенными. Большинство из из-

вестных магнитных материалов проявляют большой по величине калорический эффект в узком интервале температур, вблизи точек их магнитного превращения (например, при температуре Кюри). Более того, МКЭ в таких материалах, как правило, проявляется в достаточно сильных магнитных полях. Следовательно, одной из главных проблем на данном пути является поиск калорического материала с большим МКЭ в магнитном поле менее 2 Тл. Также важно обеспечить стабильное и эффективное преобразование энергии, поскольку потенциальный магнитокалорический материал «работает» в области фазового перехода. «Хороший» хладагент не должен демонстрировать магнитный гистерезис в рабочем температурном диапазоне для достижения наивысшей эффективности охлаждения. Материалы с магнитными фазовыми переходами второго рода, к которым относится редкоземельный металл гадолиний, обладают слабым гистерезисом, что обеспечивает повторяемость результатов при циклическом намагничивании. В настоящее время существуют различные подходы и продуктивные идеи, которые могут помочь справиться с проблемами, возникшими в области развития магнитного твердотельного охлаждения.

Настоящим прорывом в исследовании МКЭ стало открытие гигантского магнитокалориче-

ского эффекта в области комнатной температуры в трехкомпонентном соединении Gd₅Si₂Ge₂, а также в замещенных составах [11–16]. Установлено, что большинство перспективных магнитокалорических фаз, представляют собой многокомпонентные системы, в состав которых входит несколько элементов, в том числе редкоземельных. Сплавы и соединения, содержащие тяжелые редкоземельные металлы, такие как гадолиний, тербий и диспрозий, демонстрируют высокие магнитокалорические характеристики и поэтому многокомпонентные системы, состоящие из четырех, пяти и более РЗМ (так называемые средне- и высокоэнтропийные сплавы (СЭС и ВЭС)) также могут быть рассмотрены в качестве магнитных хладагентов [17]. В настоящее время СЭС и ВЭС являются объектами повышенного внимания со стороны ученых и технологов, благодаря уникальному сочетанию различных физико-химических свойств [18–20].

Основными преимуществами СЭС и ВЭС на основе РЗМ являются наличие в них магнитных фазовых переходов второго рода, а также высокие значения изменения магнитной части энтропии в значительно более широкой области температур, чем у традиционных сплавов. Ранее были исследованы такие составы: GdT_bHoErY, GdT_bHoErLa, GdT_bHoErLaY, GdT_bHoErPr, GdT_bDyHoEr, ScGdT_bDyHo и GdT_bHoEr, которые продемонстрировали высокие значения магнитокалорического эффекта в широком диапазоне температур вплоть до 250 К [21–31]. Среди них наиболее перспективные магнитокалорические характеристики имели последние три сплава из вышеперечисленных [29–31].

Целью данной работы был синтез нового многокомпонентного редкоземельного сплава GdT_bDyY и исследование температурных и полевых зависимостей намагниченности и магнитокалорического эффекта в широкой области температур, включая область магнитных фазовых переходов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Сплав редкоземельных металлов, представляющий собой эквивалентные комбинации элементов Gd, Tb, Dy, и Y был получен методом дуговой плавки. После подготовки шихты из исходных редкоземельных элементов (чистотой не менее 99.9 масс. %) проводился синтез сплава в электродуговой печи в атмосфере аргона. Полученный сплав был также подвергнут высокотемпературному отжигу (при температуре 900 °С, продолжительностью 80 ч).

Для аттестации сплава GdT_bDyY, определения его структурных параметров было использовано несколько методов. Изучена морфология поверхности при помощи сканирующей электронной микроскопии (SEM) на микроскопе LEO EVO 50

XVPTM, уточнен элементный и фазовый состав посредством энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) и рентгенофазового анализа (XRD) на дифрактометре ARLX'TRATM.

Исследования магнитных свойств проводились на многофункциональном измерительном комплексе MagEq 201 (ООО «ПМТик» Россия) в широком интервале температур (77–350 К) в магнитных полях до 18 кЭ. Намагниченность образцов была измерена индукционным методом. Исследование магнитокалорического эффекта проводилось прямым методом путем измерения изменения температуры образца при адиабатическом изменении магнитного поля.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рентгенофазовый дифракционный анализ сплава GdT_bDyY показал, что в исследуемых образцах объем основной фазы с гексагональной плотноупакованной (ГПУ) структурой (пространственная группа P6₃/mmc) составляет не менее 95%. По результатам рентгенофлуоресцентного анализа показано, что кроме основной фазы (экваториальной) в образцах было обнаружено небольшое количество (до 5%) примесной фазы с ГПУ структурой с повышенным содержанием иттрия. Параметры решетки *a* и *c* основной фазы показаны в табл. 1. Для сравнения в таблице даны параметры для магнитных РЗМ – Gd, Tb и Dy (по литературным данным [32]). Из табл. 1 видно, что параметры решетки и объем элементарной ячейки для GdT_bDyY по величине оказываются между значениями объема элементарной ячейки Tb и Dy, что характерно для лантаноидного сжатия.

Термоманитный анализ сплава GdT_bDyY был выполнен во внешнем магнитном поле 1 кЭ (см. рис. 1) с целью определения температур магнитных фазовых переходов, а именно, температуры перехода из ферромагнитного состояния в антиферромагнитную фазу (θ_1) и температуры перехода из магнитоупорядоченного (антиферромагнитного) в парамагнитное состояние (θ_2). Значения температур θ_1 и θ_2 равны 140 и 201 К (табл. 1). Наблюдаемая температурная зависимость намагниченности вполне характерна для целого ряда тяжелых редкоземельных металлов [32]. Как известно, в Tb и Dy в области низких температур наблюдается ферромагнитное упорядочение (легкая ось лежит в базисной плоскости), а с ростом температуры происходит резкое уменьшение намагниченности, вызванное фазовым переходом из ферромагнитной фазы в геликоидальную антиферромагнитную фазу (ГАФМ). Область существования ГАФМ у тербия и диспрозия сильно различается: в Tb эта область составляет всего 8 К, в то время как в Dy она на порядок больше (93 К) [33–35]. Как результат, можно предположить, что в сплаве GdT_bDyY в области низких температур при $T < \theta_1$ также суще-

Таблица 1. Структурные и магнитные параметры среднеэнтропийного сплава GdT_{0.5}Tb_{0.5}DyY, а также Gd, Tb, Dy: параметры решетки a и c , объем элементарной ячейки V , осевое соотношение c/a , температура Кюри T_C , температуры магнитных фазовых переходов Θ_1 и Θ_2

Compound	a , Å	c , Å	c/a	V , Å ³	Θ_1 , K	Θ_2 , K	T_C , K
GdT _{0.5} Tb _{0.5} DyY	3.594	5.670	1.58	63.17	140	201	—
Gd	3.636	5.782	1.59	65.93	—	—	293
Tb	3.601	5.694	1.58	63.68	222	230	—
Dy	3.593	5.654	1.57	62.95	87	180	—

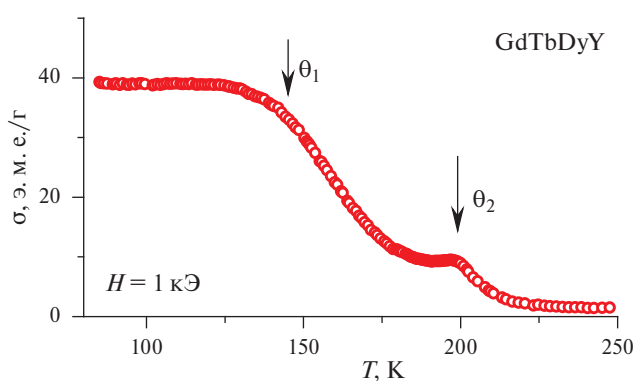


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности сплава GdT_{0.5}Tb_{0.5}DyY в магнитном поле 1 кЭ.

стствует ферромагнитное упорядочение, и в области температур $\Theta_1 < T < \Theta_2$ появляется ГАФМ фаза. В этом случае температура Θ_2 является температурой Нееля. В сплаве GdT_{0.5}Tb_{0.5}DyY при Θ_2 происходит магнитный фазовый переход из антиферромагнитной фазы в парамагнитную.

На рис. 2 показаны полевые зависимости намагниченности в магнитных полях до 18 кЭ, измеренные при различных температурах. При температуре 300 К наблюдается линейная зависимость намагниченности от магнитного поля, что подтверждает наличие парамагнитного состояния при $T > \Theta_2$. При температуре 140 К наблюдается кривая, характерная для ферромагнетика.

Магнитокалорический эффект в данной работе изучался прямым методом путем измерения величины изменения температуры при адиабатическом намагничивании образца. На рис. 3 показаны температурные зависимости МКЭ в магнитных полях до 18 кЭ. На кривых $\Delta T_{ad}(T)$ наблюдается два ярко выраженных максимума, которые сливаются в один широкий максимум с ростом магнитного поля. Максимум в области низких температур соответствует фазовому переходу из ФМ в АФМ состояние с ростом температуры. Изменение температуры при МКЭ соответствует области быстрого уменьшения намагниченности с ростом температуры, что следует из соотношения Максвелла:

$$\Delta T_{ad} = -\frac{C}{T} \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right) dH. \quad (1)$$

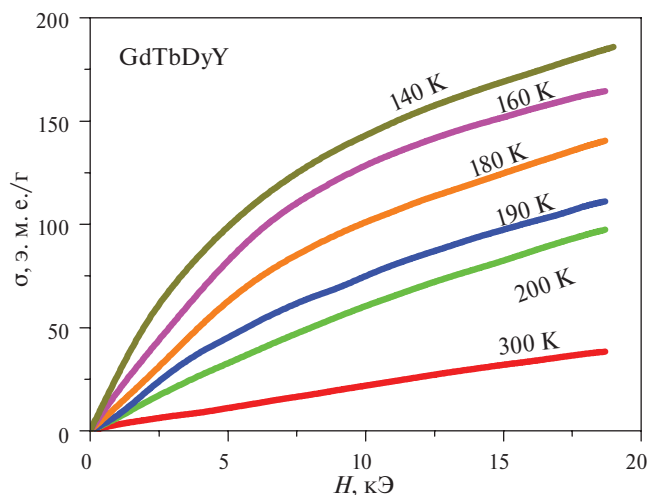


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности сплава GdT_{0.5}Tb_{0.5}DyY при разных температурах 80, 160, 200, 260, 284 и 300 К.

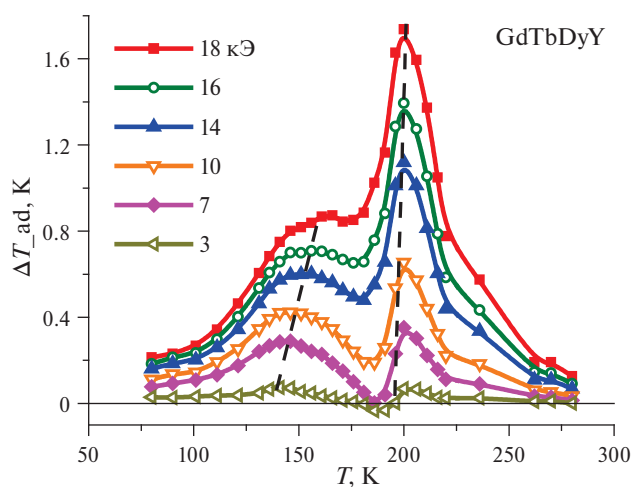


Рис. 3. Температурные зависимости МКЭ сплава GdT_{0.5}Tb_{0.5}DyY в разных полях 3, 7, 10, 14, 16 и 18 кЭ.

При магнитных фазовых переходах из одного магнитного состояния в другое при изменении величины приложенного магнитного поля наблюдается МКЭ, обусловленный тем, что энтропии различных магнитных фаз не равны друг другу [33]. В частности, рассматривая переход «антиферромагнетизм—ферромагнетизм» в поле

как фазовый переход I рода, получим МКЭ, обусловленный изменением энтропии при данном переходе:

$$\Delta T_{\text{ад}} = \frac{-T}{C} (S_{\text{ф}} - S_{\text{аф}}), \quad (2)$$

где $S_{\text{ф}}$ и $S_{\text{аф}}$ — значения энтропии ферромагнитного и антиферромагнитного состояний соответственно, $S_{\text{ф}} - S_{\text{аф}}$ — скачок энтропии при переходе АФМ — ФМ. Этот тип МКЭ наблюдается в ряде редкоземельных металлов и сплавов [33]. В монокристалле Dy в магнитном поле, приложенном в базисной плоскости, на температурной зависимости МКЭ (в области существования антиферромагнитной структуры) возникает широкий максимум, если величина поле H не превышает критическое значение $H_{\text{кр}}$. При $H > H_{\text{кр}}$ антиферромагнитная структура разрушается и возникает ферромагнитная структура. Аналогично в исследованном СЭС GdT_bDyY в магнитных полях ниже 7 кЭ в области антиферромагнитного упорядочения наблюдается отрицательный МКЭ. Появление отрицательного МКЭ вызвано наличием АФМ магнитного упорядочения вблизи θ_2 .

Для случая магнитных полей ниже 14 кЭ переходу АФМ-ФМ в θ_2 соответствует точка, удовлетворяющая условию $\Delta T_{\text{ад}} = 0$, а в поле 16 кЭ узкий максимум на кривой $\Delta T_{\text{ад}}(T)$. Отсюда можно сделать вывод, что магнитного поля величиной 16 кЭ достаточно для подавления геликоидальной АФМ структуры.

Полученные данные, в целом, совпадают с результатами исследований чистых РЗМ и бинарных сплавов РЗМ [32,35] и позволяют построить магнитную фазовую диаграмму сплава GdT_bDyY (рис. 4). АФМ фаза типа геликоид существует в диапазоне ≈ 140 –201 К в магнитном поле менее 15 кЭ. На кривых намагничивания не наблюдаются критические поля как ранее найдено в монокристаллах Tb, что, вероятно, связано с наличием примесей в образцах, которые играют роль центров захвата и, таким образом, препятствуют разрушению слабо связанной АФМ фазы. С увеличением магнитного поля температурный интервал АФМ фазы существенно уменьшается. Можно сделать предположение о том, что с ростом магнитного поля геликоидальная фаза трансформируется в веерную структуру. Магнитные и магнитотепловые свойства, измеренные в настоящей работе, содержат черты, которые могут быть связаны с существованием фазы веерного типа. Положение фазовых границ, определенных по аномалиям МКЭ, позволяет определить примерные границы фаз. Веерная фаза существует между ФМ и ПМ областями упорядочения, то есть в температурном диапазоне 150–200 К и максимальным значением поля 15 кЭ. В низкотемпературной области она замещается геликоидальным АФМ упорядочением. Однако окончательно

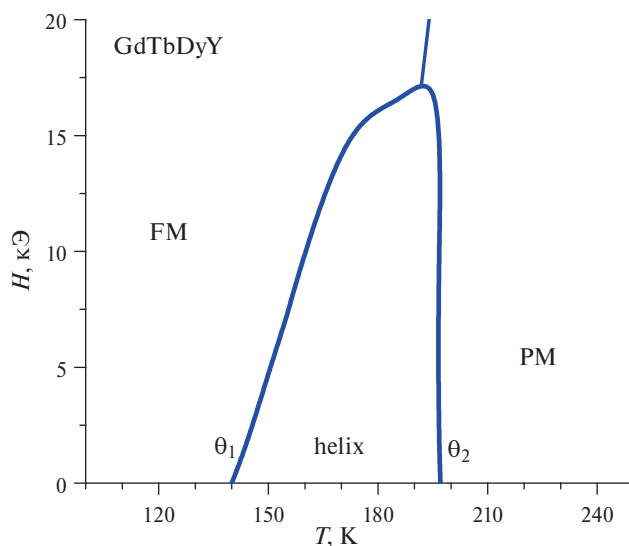


Рис. 4. Магнитная фазовая диаграмма сплава GdT_bDyY.

ное решение вопроса о существовании структуры типа веер в сплаве GdT_bDyY по-прежнему остается открытым. Таким образом, для более точного определения типа магнитного упорядочения в указанном диапазоне необходимы детальные исследования на монокристаллических образцах.

В данном исследовании была поставлена задача выяснить механизмы, ответственные за величину температур магнитных фазовых переходов. В табл. 1 показаны температуры фазовых переходов для Dy и Tb, известные из литературных данных [32]. Можно вычислить среднее значение для температур $\theta_1 = 154$ К и $\theta_2 = 205$ К. Полученные значения близки к экспериментально определенным температурам θ_1 и θ_2 для сплава GdT_bDyY. Отметим, что ионы Y³⁺ не несут заметного по величине локализованного магнитного момента, а ионы Gd³⁺ отличается отсутствием орбитального момента, и, как следствие, сравнительно низкой магнитокристаллической анизотропией и ферромагнитным упорядочением во всей области температур.

Можно сделать вывод, что для многокомпонентных РЗ сплавов, обладающих областью геликоидального антиферромагнетизма, основной вклад в величину температур магнитных фазовых переходов вносят РЗ элементы, для которых характерно наличие орбитального магнитного момента 4f-оболочки. Также на величины температур магнитных фазовых переходов оказывают влияние межатомные расстояния между магнитоактивными ионами. Как уже упоминалось выше, объем элементарной ячейки для сплава GdT_bDyY по величине оказывается именно между объемами элементарной ячейки Tb и Dy. Известно, что для РЗМ характерно косвенное обменное РККИ взаимодействие (Рудермана—Киттеля—Касуя—Иосиды), которое яв-

ляется одним из основных механизмов взаимодействия магнитных моментов в 4f-металлах. РККИ-взаимодействие появляется за счет спин-зависимого рассеяния электронов в кристалле на магнитных центрах и интерференции рассеянных волн от разных центров. При изменении расстояний между магнитными моментами величина интеграла косвенного обменного взаимодействия существенно изменяется, поскольку она обратно пропорциональна расстоянию в третьей степени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты могут быть использованы в качестве рекомендаций при поиске новых магнитокалорических материалов среди средне-энтропийных сплавов. Нами были исследованы магнитные и магнитокалорические свойства сплава GdT_{0.8}Tb_{0.2}DyY. Выявлены общие закономерности в свойствах полученного сплава GdT_{0.8}Tb_{0.2}DyY, тербия и диспрозия, а также специфические особенности сплава GdT_{0.8}Tb_{0.2}DyY, а именно отсутствие заметного по величине вклада в магнитные свойства от гадолиния и иттрия. Выполненное исследование может быть востребовано при решении задачи повышения производительности магнитных твердотельных холодильных устройств на основе магнитокалорического эффекта.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова, регистрационный номер 122012400186-9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brück E. // J. Physics D. Appl. Phys. 2005. V. 38. No. 23. P. R381.
2. Maiorino A., Petruzzello F., Grilletto A. et al. // Appl. Energy. 2024. V. 364. P. 123145.
3. Alahmer A., Al-Amayreh M., Mostafa A.O. et al. // Energies. 2021. V. 14. No. 15. P. 4662.
4. Khovaylo V.V., Taskaev S.V. // In: Encyclopedia of Smart Materials. Oxford: Elsevier, 2022. P. 407.
5. Kitanovski A. // Adv. Energy Mater. 2020. V. 10. No. 10. Art. No. 1903741.
6. Peng L., Dongsheng Y., Chao D. et al. // NPG Asia Mater. 2023. V. 15. No. 1. P. 41.
7. Vdovichev S.N., Polushkin N.I., Rodionov I.D. et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 014428.
8. Bez H.N., Pathak A.K., Biswas A. // Acta Mater. 2019. V. 173. P. 225.
9. Терешина И.С., Овченкова Ю.А., Политова Г.А., Панкратов Н.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 353; Tereshina I.S., Ovchenkova I.A., Politova G.A., Pankratov N.Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 304.
10. Franco V., Blázquez J.S., Ipus J.J. et al. // Progr. Mater. Sci. 2018. V. 93. P. 112.
11. Pecharsky V.K., Gschneidner Jr. K.A. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 4494.
12. Fujieda S., Fujita A., Fukamichi K. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. No. 7. P. 1276.
13. Tegus O., Brück E., Buschow K.H.J. et al. // Nature. 2002. V. 415. No. 6868. P. 150.
14. Annaorazov M.P., Ünal M., Nikitin S.A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 251. No. 1. P. 61.
15. Маширов А.В., Каманцев А.П., Кузнецов Д.Д. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 974; Mashirov A.V., Kamantsev A.P., Kuznetsov D.D. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 7. P. 751.
16. Умхаева З.С., Терешина И.С., Панкратов Н.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 338; Umkhaeva Z.S., Tereshina I.S., Pankratov N.Yu. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 291.
17. Пахуева И.М., Бондарев А.В., Батаронов И.Л. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 682; Pashueva I.M., Bondarev A.V., Bataronov I.L. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 569.
18. Макурenkova А.А., Железный М.В., Панкратов Н.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 485; Makurenkova A.A., Zhelezny M.V., Pankratov N.Yu. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 4. P. 420.
19. Лилеев А.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 697; Lileev A.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 584.
20. Умхаева З.С., Карпенков А.Ю., Терешина И.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 88. № 5. С. 812; Umkhaeva Z.S., Karpenkov A.Yu., Tereshina I.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 5. P. 779.
21. Luznik J., Kozelj P., Vrtnik S. et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. Art. No. 224201.
22. Vrtnik S., Lunik J., Koelj P. et al. // J. Alloys Compounds. 2018. V. 742. P. 877.
23. Lu S.F., Ma L., Rao G.H. et al. // J. Mater. Sci. Mater. Electron. 2021. V. 32. No. 8. P. 10919.
24. Yuan Y., Wu Y., Tong X. et al. // Acta Mater. 2017. V. 125. P. 481.
25. Krnel M., Vrtnik S., Jelen A. et al. // Intermetallics. 2020. V. 117. Art. No. 106680.
26. Vrtnik S., Lunik J., Koelj P. et al. // Intermetallics. 2019. V. 105. P. 163.
27. Yan L.J., Franco V. // Appl. Mater. 2021. V. 9. No. 8. Art. No. 080702.
28. Wang L., Lu Z., Wu Y. et al. // Adv. Eng. Mater. 2023. V. 26. Art. No. 2300616.
29. Lu S.F., Ma L., Wang J. et al. // J. Alloys Compounds. 2021. V. 874. Art. No. 159918.
30. Wang L., Lu Z., Guo H. et al. // J. Alloys Compounds. 2023. V. 960. Art. No. 170901.
31. Uporov S.A., Estemirova S. Kh., Sterkhov E.V. et al. // Intermetallics. 2022. V. 151. Art. No. 107678.
32. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Изд-во МГУ, 1989. 247 с.
33. Панкратов Н.Ю., Терешина И.С., Никитин С.А. // ФММ. 2023. Т. 124. № 11. С. 1093; Pankratov N.Yu., Tereshina I.S., Nikitin S.A. // Phys. Met. Metallorg. 2023. V. 124. No. 11. P. 1139.
34. Панкратов Н.Ю., Звонов А.И., Карпенков Д.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 10. С. 1472; Pankratov N.Yu., Zvonov A.I., Karpenkov D.Yu. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 10. P. 1268.
35. Zvonov A.I., Pankratov N.Yu., Smarzhenskaya A.I. et al. // Phys. Stat. Sol. C. 2014. V. 11. No. 5-6. P. 1149.
36. Головин Ю.И., Головин Д.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 927; Golovin Yu.I., Golovin D.Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 7. P. 709.

37. Менушенков В.П., Минкова И.О., Дорофиевич И.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 7. С. 1049; Menushenkov V.P., Minkova I.O.,

Dorofievich I.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 7. P. 871.

Structure and magnetic properties of the medium-entropy GdT_bDyY alloy

N. Yu. Pankratov^{a,*}, I. S. Tereshina^a, P. V. Krot^b, V. N. Verbetskiy^b, S. A. Nikitin^a

^a Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^b Faculty of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: pankratov@phys.msu.ru

A multicomponent rare-earth alloy GdT_bDyY with a single-phase HCP crystal structure was synthesized. It was found that this alloy exhibits two magnetic phase transitions at temperatures of 140 and 201 K. Within the temperature range that encompasses both transitions, there was a noticeable magnetocaloric effect. It has been established that trivalent terbium and dysprosium ions contribute significantly to the magnetic properties of the GdT_bDyY alloy: there is a correlation between structural and magnetic parameters.

Keywords: magnetocaloric effect, rare-earth alloys, entropy change, temperature of the magnetic phase transition

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ МИКРОДИСКОВ

© 2025 г. А. А. Аникин^{1,*}, А. В. Моторжина¹, В. К. Беляев¹,
В. В. Родионова¹, Л. В. Панина^{1,2}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта», Калининград, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Россия

*E-mail: anikinanton93@gmail.com

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучены электрическая поляризуемость, спектры оптической плотности и фототермические свойства слоевых микродисков Au/Fe/Au и Fe/Au/Fe, синтезированных методом отрывной оптической литографии. Предложен аналитический метод определения электрической поляризуемости в квазистатическом приближении. Теоретические и экспериментальные результаты согласуются в видимой и ближней ИК области спектра. Полученные результаты дают оценку применимости подобных микродисков для комбинированной фототермической и магнитомеханической противораковой терапии.

Ключевые слова: слоевые микродиски, электрическая поляризуемость, фототермия, гипертермия, магнитомеханическое стимулирование

DOI: 10.31857/S0367676525040122, EDN: GTPBWP

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные частицы (МЧ) находят широкое применение в биомедицинской области, в том числе для лечения рака с использованием магнитной гипертермии [1], или магнитно-контролируемой доставке и высвобождении противоопухолевых препаратов в целевую область [2]. В последнее время активно развиваются методы разрушения раковых клеток, основанные на перемещении магнитных частиц в изменяющихся магнитных полях [3, 4]. Наиболее подходящие материалы должны обладать высоким механическим моментом под воздействием переменных магнитных полей. В частности, рассматриваются микродиски с вихревой магнитной структурой в основном состоянии, созданные с помощью магнетронного распыления и последующей оптической литографии [5, 6], нанопровода и нанотрубки, полученные путем электрохимического синтеза в пористых мембранах [7, 8], ультратонкие магнитные частицы с перпендикулярной намагниченностью [9], а также синтетические антиферромагнитные микродиски с нулевой остаточной намагниченностью. Основные трудности при подготовке подобных материалов

возникают в получении устойчивых коллоидных растворов наночастиц при их оптимальных магнитомеханических и гистерезисных свойствах, в уменьшении цитотоксичности, а также в масштабировании методов синтеза.

Использование только одного метода воздействия на клетки может быть недостаточно эффективным. Интерес представляет исследование совместного действия механических сил и нагрева, как за счет магнитной гипертермии, так и фототермии [10–12]. Однако, магнитные материалы, как правило, недостаточно хорошо нагреваются при взаимодействии со светом, особенно в области ближнего ИК диапазона, на длинах волн около 800 нм, который является первым окном прозрачности биологических тканей. С другой стороны, с целью улучшения биосовместимости и стабильности МЧ, а также уменьшению их агломерации используются покрытия из различных биосовместимых материалов, в том числе золота [13]. Это приводит к увеличению оптического поглощения и эффективности фототермического нагрева, что позволяет совместить несколько противораковых терапий с использованием одного типа частиц. Это особенно актуально в контексте развивающейся области наномедицины, где такие частицы могут применять-

ся для создания локальных сил или моментов на биологических образцах при различных температурах и изучения клеточного ответа.

В данной работе исследовались оптические свойства слоистых микродисков в двух конфигурациях Au/Fe/Au (AFA) и Fe/Au/Fe (FAF), изготовленных методом отрывной оптической литографии. Первый тип дисков обладает большим оптическим поглощением вплоть до ИК области и фототермической эффективностью. Тогда как второй тип имеет больший потенциал использования в магнитомеханической терапии.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Синтез микродисков AFA и FAF

Микродиски были синтезированы в ФИЦ «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук». Слоистые металлические диски были получены методом отрывной оптической литографии в сочетании с электронно-лучевым осаждением слоев металлов. Перед формированием полимерной маски подложки Si(100) были химически очищены и обработаны в плазме O₂ для улучшения адгезии. Для получения маски был подготовлен негативный фоторезист ФН 16-4У (разбавлен AZ EBR Solver до толщины 700–800 нм). Нанесение производилось при скорости вращения центрифуги 3000 об/мин в течение 60 с. Затем выполняли этапы сушки в течение 60 с при температуре 110 °C (до и после процедуры экспонирования). Время экспонирования излучением ртутной лампы с длиной волны излучения 365 нм составляло 11 с. После проявки в течение 20 с была получена маска в форме отдельно стоящих колонн из фотополимера. Перед осаждением металлических слоев проводили щадящую 15 с обработку в плазме O₂ при мощности 150 Вт и потоке газа 20 см³/мин. Толщину слоев металлов контролировали с помощью кварцевого измерителя толщины.

Для отделения дисков от подложки фоторезист растворяли при помощи диметилсульфоксида (ДМСО). Каждую подложку обрабатывали по отдельности в стаканчике соответствующего диаметра. Для достижения лучшей эффективности и сокращения времени обработки пластины, покрытые ДМСО, помещали на нагревательную плитку (60–70 °C) на 15–20 мин, а затем обрабатывали ультразвуком в течение 2–5 мин. Микродиски собирали с помощью постоянного магнита и микропипетки и помещали в стеклянный флакон. Для дальнейшего хранения диски промывали и разбавляли ацетоном. Данным методом было синтезировано два типа дисков диаметрами 1000 ± 100 нм с разной последовательностью функциональных слоев и их толщиной (в нм): Au(10)/Fe(70)/Au(10) и Fe(50)/Au(10)/Fe(50). Перед исследованием диски промывали и разбавляли дистиллированной водой.

Исследование морфологии микродисков выполняли на растровом электронном микроскопе Hitachi SU3500 методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с использованием детектора вторичных электронов (детектор Эверхарта–Торнли). Получены СЭМ изображения капли суспензии дисков в ацетоне объемом 20–30 мкл, высушенной на подложке кремния Si(100). Перед высушиванием суспензия микродисков была помещена в ультразвуковую ванну Elmasonic S 15 H на 15 мин при комнатной температуре. Относительное химическое содержание элементов было измерено с помощью энергодисперсионного спектрометра Bruker Quantax 75 в составе сканирующего электронного микроскопа Hitachi TM4000, ускоряющее напряжение составляло 15 кВ.

Оптическая поляризуемость слоистых дисков

Задача определения поляризуемости тел цилиндрической формы даже в электростатическом приближении не имеет аналитического решения. Существует лишь несколько геометрических фигур, которые позволяют получить аналитическое решение уравнения Лапласа. К таким фигурам относятся сферы, бесконечные цилиндры с круговым сечением (двумерный аналог сферы) и эллипсоиды. Однако круглые цилиндры конечной длины к ним не относятся, хотя они являются основными формами, встречающимися во многих канонических задачах. В работе [14] были выполнены численные расчеты диэлектрической поляризуемости кругового цилиндра для различных значений отношения длина-диаметру (l/d). Численные результаты сравнивали с известными результатами для поляризуемости сфероид (эллипсоид вращения) с таким же отношением l/d . Расхождение не превышало 1%.

Исходя из этих результатов, слоистые диски аппроксимированы софокусными эллипсоидами. Такая задача решается в рамках единой системы координат (ξ, η, ζ), основанной на полуосях внутреннего эллипсоида $a_1 > b_1 > c_1$, которые связаны с декартовыми координатами обычным образом [15]. Задача легко обобщается на эллипсоид с n слоями. Диэлектрическая проницаемость слоев — ϵ_i , и диэлектрическая проницаемость внешней среды — ϵ_{ex} . Полуоси последующих эллипсоидов определяются как

$$a_i^2 = a_1^2 + d_i, \quad b_i^2 = b_1^2 + d_i, \quad c_i^2 = c_1^2 + d_i. \quad (1)$$

Условие $\xi = 0$ задает поверхность внутреннего эллипсоида. Далее рассмотрим, случай, когда внешнее электрическое поле E_{in} однородно и направлено вдоль оси z . Потенциал внешнего поля $\varphi_0 = -E_{in}z$ в эллипсоидальных координатах определяется как:

$$\varphi_0 = -E_{\text{in}} \left(\frac{c_1^2 + \xi}{(a_1^2 - c_1^2)(b_1^2 - c_1^2)} \right)^{\frac{1}{2}} g(\eta, \zeta), \quad (2)$$

$$g(\eta, \zeta) = \sqrt{(c_1^2 + \eta)(c_1^2 + \zeta)}.$$

Потенциал φ_i соответствует потенциалу в i -ом слое, при этом φ_1 — потенциал во внутреннем эллипсоиде, и φ_{n+1} — потенциал во внешней среде. Уравнение Лапласа в эллипсоидальных координатах имеет следующий вид:

$$\Delta\varphi = (\eta - \zeta) f(\xi) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(f(\xi) \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right) +$$

$$+ (\zeta - \xi) f(\eta) \frac{\partial}{\partial \eta} \left(f(\eta) \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right) +$$

$$+ (\xi - \eta) f(\zeta) \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(f(\zeta) \frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} \right) = 0;$$

$$f(u) = ((a_1^2 + u)(b_1^2 + u)(c_1^2 + u))^{1/2}, \quad u = \xi, \eta, \zeta.$$

Поверхности слоев удовлетворяют уравнению $\xi = d_i$, поэтому решение для потенциала находится в виде:

$$\varphi = F(\xi) g(\eta, \zeta). \quad (4)$$

Два линейнонезависимых решения для $F(\xi)$ имеют вид:

$$F_1(\xi) = (c_1^2 + \xi)^{1/2},$$

$$F_2(\xi) = F_1(\xi) \int_{\xi}^{\infty} \frac{du}{F_1(u)^2 f(u)}. \quad (5)$$

Учитывая ограниченность решения в центре и обращение в нуль потенциала рассеяния φ_s на бесконечности, φ_1 и φ_{n+1} записываются в виде:

$$\varphi_1 = A_1 F_1(\xi), \quad -c_1^2 < \xi \leq 0, \quad (6)$$

$$\varphi_{n+1} = \varphi_s + \varphi_0 =$$

$$= \left(B_s F_2(\xi) - E_{\text{in}} \frac{(c_1^2 + \xi)^{1/2}}{((a_1^2 - c_1^2)(b_1^2 - c_1^2))^{1/2}} \right) g(\eta, \zeta), \quad (7)$$

$$d_n < \xi < \infty.$$

где параметр B_s определяет поляризуемость χ .

Общее решение для потенциала в i -ом слое имеет вид:

$$\varphi_i = (A_2 F_1(\xi) + B_2 F_2(\xi)) g(\eta, \zeta), \quad (8)$$

$$d_{i-1} < \xi \leq d_i.$$

Граничные условия требуют непрерывности потенциалов и нормальных компонент вектора электрической индукции D . Эти условия записываются как

$$\varphi_i = \varphi_{i+1}, \quad \frac{\varepsilon_i \partial \varphi_i}{\partial \xi} = \frac{\varepsilon_{i+1} \partial \varphi_{i+1}}{\partial \xi}. \quad (9)$$

Система уравнений (9) разделяется на пары, причем первая и последняя пары отличаются от внутренних пар, которые имеют стандартный вид. Это позволяет связать параметры A_1 и B_s посредством произведения характеристических матриц. Для двухслойного эллипсоида с $a_1 = b_1, a_2 = b_2$ связь нормированного параметра $\tilde{A}_1$ и поляризуемости χ имеет следующий вид:

$$\tilde{A}_1 \hat{M}_2 \hat{M}_1^{-1} \begin{pmatrix} 1 \\ \varepsilon_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 + \frac{\chi}{\varepsilon_{\text{ex}}} N_{z,2} \\ -\varepsilon_{\text{ex}} + \frac{\chi}{\varepsilon_{\text{ex}}} (N_{z,2} - 1) \end{pmatrix},$$

$$\hat{M}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 2N_{z,1} \\ \varepsilon_2 & 2\varepsilon_2 (N_{z,1} - 1) \end{pmatrix},$$

$$\hat{M}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 2\delta N_{z,2} \\ \varepsilon_2 & 2\delta \varepsilon_2 (N_{z,2} - 1) \end{pmatrix}, \quad \delta = \frac{b_1^2 c_1}{b_2^2 c_2}, \quad (10)$$

$$N_{z,1,2} = \frac{1 + \varepsilon_{1,2}^2}{\varepsilon_{1,2}^3} (\varepsilon_{1,2} - \tan^{-1} \varepsilon_{1,2}),$$

$$\varepsilon_{1,2} = \sqrt{\frac{b_{1,2}^2}{c_{1,2}^2} - 1}.$$

Для поляризуемости в поперечном направлении (например, вдоль оси x) факторы $N_{z,1,2}$ должны быть заменены на $(1 - N_{z,1,2})/2$.

Спектроскопия и фототермия

Спектры водных растворов микродисков измеряли с помощью оптоволоконного спектрометра BWTek Exemplar. В качестве источника света использовали лампу на основе глобара ThorLabs SLS203F.

Количественная оценка фототермических свойств водных суспензий микродисков была выполнена с помощью измерения температуры при нагреве ИК лазером и последующем охлаждении. Термостабилизированный лазерный диод (L808P1000MM, ThorLabs) с длиной волны 806 нм имел интенсивность 2.4 Вт/см² при общей выходной оптической мощности 0.625 Вт. Мощность диода, а также стабильность интенсивности прошедшего через раствор света в ходе фототермического нагрева анализировали с помощью фотодиода в интегрирующей сфере (S142, ThorLabs). Объем кубической стеклянной кюветы для суспензий наночастиц составлял 1.9 мл. Кюветы герметично закрывались для предотвращения испарения. Температуру суспензий измеряли с помощью ИК-камеры (CG640, COX). Для лучшей стабильности наночастиц в водные суспензии частиц добавляли сурфактант додецилсульфат натрия (SDS) в количестве 5% по массе. Для предотвращения оседания наночастиц во время фототермического нагрева кюветы были помещены на магнитную мешалку. На дно кювет был помещен слабомагнитный якорь, не перекрывающий лазерный пучок.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Синтез микродисков AFA и FAF

СЭМ изображения микродисков AFA и FAF представлены на рис. 1. Было установлено, что образцы AFA имеют средний линейный размер 1000 ± 100 нм, с шероховатостью поверхности $R_q = 3 \pm 1$ нм и $R_a = 2 \pm 1$ нм (рис. 1а–в). Число атомов золота к числу атомов железа относится примерно как 1:6. Образцы, приготовленные из водной суспензии FAF, в высушенном виде имеют сильную тенденцию к агломерации, что затрудняет проведение количественного анализа, тем не менее, было установлено, что образцы имеют средний линейный размер 1000 ± 100 нм и склонны к образованию агломератов ~ 2 – 10 мкм, с шероховатостью поверхности $R_q = 31 \pm 10$ нм и $R_a = 24 \pm 10$ нм (рис. 1г–е). Число атомов золота к числу атомов железа относится примерно, как 1:17.

Оптическая поляризуемость слоистых дисков

Поляризуемость микродисков будет зависеть от направления поляризации света относительно плоскости диска. На рис. 2 представлены спектральные характеристики мнимой части электрической поляризуемости для дисков обоих составов. Оптические константы для диэлектрической проницаемости Au и Fe взяты из [16,17]. В водных суспензиях микродиски ориентированы хаотически, и оба вклада будут проявляться

на спектральных характеристиках одновременно. В случае, когда электрическое поле направлено перпендикулярно плоскости дисков, для обоих составов наблюдаются пики в области более коротких длин волн. Поляризуемость дисков в конфигурации, когда электрическое поле направлено вдоль поверхности (рис. 2а), значительно превосходит значение для перпендикулярной ориентации (рис. 2б). В случае AFA наблюдается хорошо выраженный пик на длине волны 765 нм. Для дисков состава FAF имеется широкий пик в области 650 нм, что обусловлено затуханием электромагнитного поля в верхних слоях Fe. Между тем в обоих случаях значения поляризуемости в инфракрасной области остаются высокими, то есть можно ожидать значительный фототермический эффект в области прозрачности тканей.

Спектроскопия и фототермия

Спектры оптической плотности суспензий микродисков в концентрации 100 мкг/мл представлены на рис. 3а. С учетом абсолютной шкалы оптической плотности образцы не показывают выделенного диапазона длин волн, на которых происходит заметно повышенное поглощение. Это связано со случайной ориентацией частиц в суспензии, а также с их спонтанной агломерацией из-за наличия намагниченности, которая приводит к уширению пиков погло-

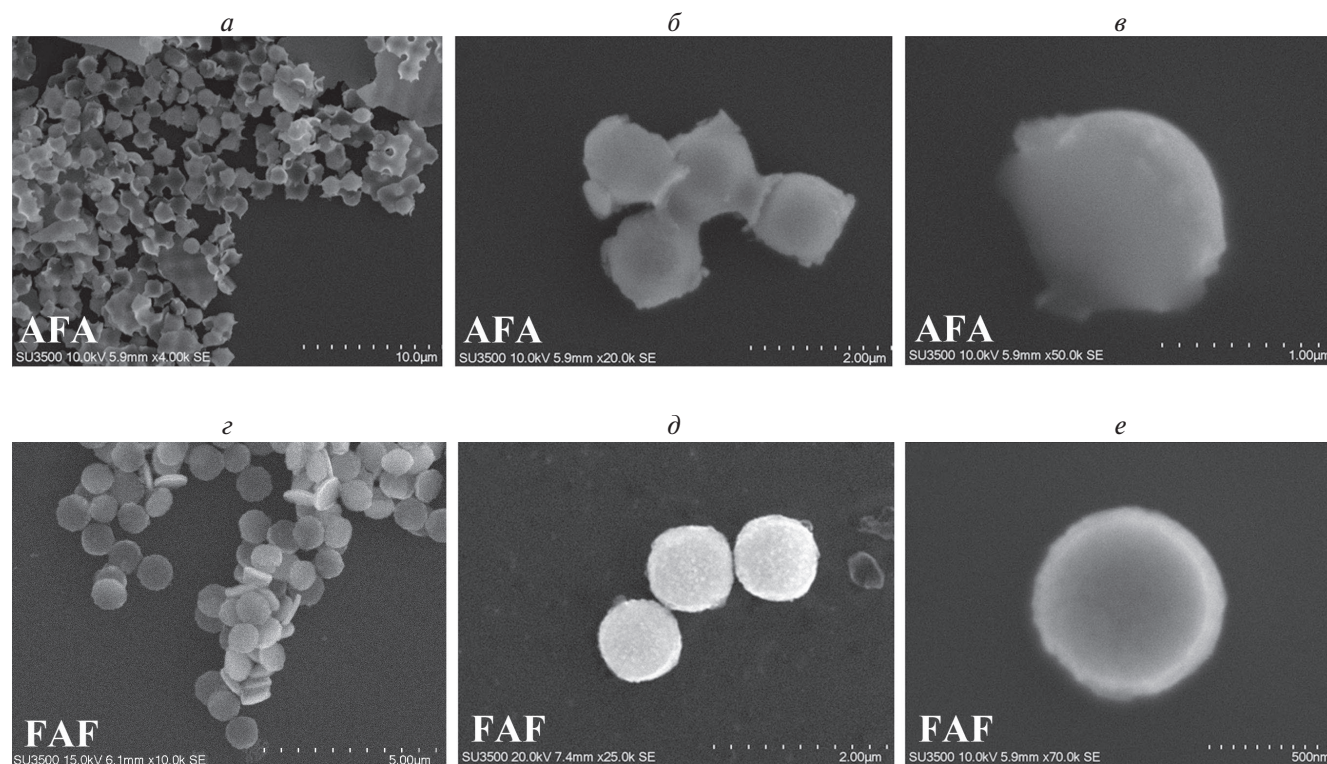


Рис. 1. Изображения, полученные методом СЭМ для образцов с толщинами функциональных слоев Au(10 нм)/Fe(70 нм)/Au(10 нм) (AFA) (а–в) и Fe(50 нм)/Au(10 нм)/Fe(50 нм) (FAF) (г–е).

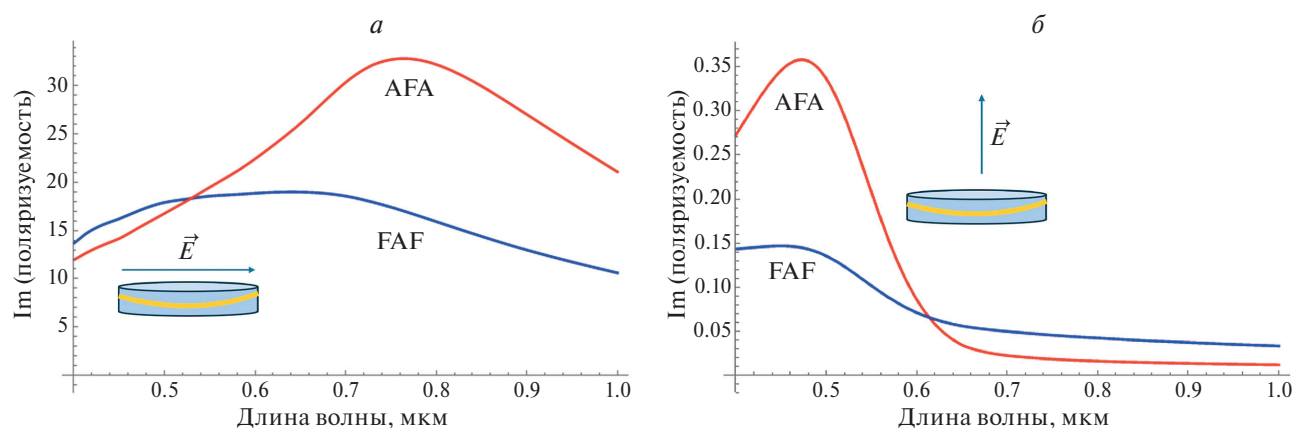


Рис. 2. Спектры поляризуемости микродисков AFA и FAF для электрического поля, направленного вдоль (а) и перпендикулярно (б) плоскости дисков.

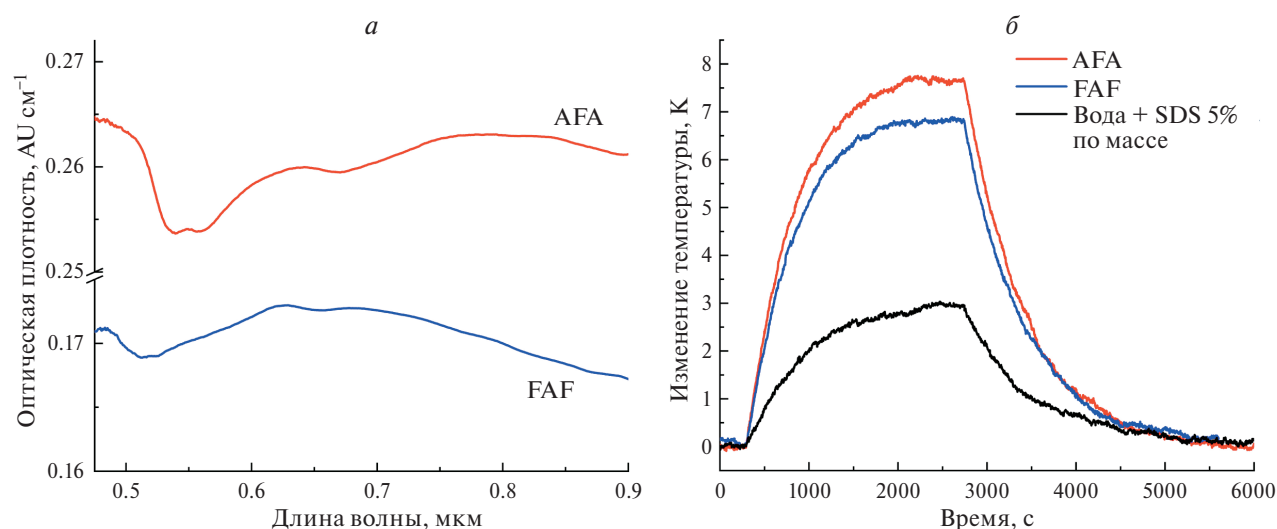


Рис. 3. Экспериментальный спектр оптической плотности водных суспензий микродисков AFA и FAF, взятых в концентрации 100 мкг/мл (а); фототермический нагрев водных суспензий микродисков AFA и FAF, взятых в концентрации 100 мкг/мл, с добавлением SDS в количестве 5% по массе (б).

щения и рассеяния. Суспензии микродисков AFA имеют примерно в 1.5 раза большую оптическую плотность на всем исследованном диапазоне, чем FAF, как и ожидалось по результатам моделирования их поляризуемости. Также прослеживаются широкие пики в области около 600–700 нм для FAF и 700–900 нм для AFA, соответствующие спектрам поляризуемости, представленным выше.

Водные суспензии микродисков демонстрируют относительно хорошую стабильность, не меняя значений оптической плотности за время спектроскопического измерения. Тем не менее, они не являются в полной мере коллоидно-стабильными и на выдержке больше 15 мин начинают оседать, меняя степень пропускания. Решить это может покрытие сурфактантами, приводящими к увеличению дзета-потенциала, а также препятствующими взаимодействию магнитных моментов микродисков.

Для определения фототермической производительности микродисков для фототермической терапии изучить одни их спектроскопические характеристики недостаточно. Также необходимо получить значения доли attenuированной суспензиями микродисков энергии света, перешедшей в тепловую энергию суспензии, которая выражается коэффициентом фототермической конверсии (η). Сделать это можно, измерив максимальные температуры нагрева и скорость охлаждения суспензии, при включении и выключении лазера соответственно. В таком случае можно найти коэффициент в приближении теормостатического равновесия [18]:

$$\eta = \frac{\sum_i m_i c_i \left(\frac{\Delta T_{\max}}{\tau} - \frac{\Delta T_{\max}^0}{\tau_0} \right)}{P_0 (1 - r) \left(1 - \frac{I}{I_0} \right)}, \quad (11)$$

где $\sum_i m_i c_i$ — общая теплоемкость кюветы с суспензией, $\Delta T_{\max}$ и $\Delta T_{\max}^0$ — максимальные темпе-

ратуры нагрева, а τ и τ_0 — характеристическое время охлаждения суспензии микродисков и растворителя без микродисков, соответственно. Характеристическое время находится из кривых охлаждения, как показатель экспоненты. Мощность падающего излучения с поправкой на отражения равна $P_0(1-r)$, а $\left(1 - \frac{I}{I_0}\right)$ — доля аттенуированной мощности падающего излучения суспензией.

Зависимость температуры суспензий при нагреве лазером от времени представлена на рис. 3б. Микродиски АФА, покрытые золотом снаружи, показывают более высокие температуры нагрева при одинаковой концентрации частиц в 100 мкг/мл. Рассчитанные с помощью выражения (11) коэффициенты фототермической конверсии равны $27 \pm 1\%$ и $30 \pm 1\%$ для микродисков АФА и FAF, соответственно. Значения коэффициентов у слоистых микродисков несколько ниже, чем у плазмонных золотых наночастиц, предназначенных специально для фототермии на используемых длинах волн около 800 нм. Однако, они выше привычных значений для магнитных наночастиц. Присутствие золота дает выше температуры нагрева, при этом есть возможность воздействовать на частицы магнитным полем. Также на значение коэффициента могло сказаться присутствие в суспензиях сурфактанта, приводящего к большей мутности раствора, и соответственно к большему рассеянию излучения. Более низкое по сравнению с FAF значение коэффициента фототермической конверсии у микродисков АФА мы также ассоциируем с большим рассеянием золотого слоя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами были изучены слоистые микродиски, полученные методом отрывной оптической литографии в сочетании с электронно-лучевым осаждением слоев металлов. Данным методом было синтезировано два типа дисков диаметрами 1000 ± 100 нм с разной последовательностью функциональных слоев и их толщиной (в нм): Au(10)/Fe(70)/Au(10) и Fe(50)/Au(10)/Fe(50). Исследованы спектры оптического поглощения. Был разработан аналитический метод вычисления диэлектрической поляризуемости слоистых дисков, аппроксимируя их форму софокусными сфероидом. Электрическая поляризуемость в электрическом поле вдоль поверхности дисков значительно больше, чем при перпендикулярном направлении поля для обоих типов. Для параллельной поляризации, экстинкция остается высокой вплоть до ИК области спектра. При воздействии лазерным излучением ближнего ИК диапазона на суспензии микродисков они демонстрируют относительно хорошие степени нагрева, превышая таковы у магнитных частиц без золота в составе.

Эффективность преобразования энергии ИК излучения в тепло составила $27 \pm 1\%$ и $30 \pm 1\%$ для микродисков АФА и FAF, соответственно, что является достаточно хорошим показателем с учетом их значимого оптического поглощения в данном диапазоне. Проведенное исследование показывает, что слоистые микродиски могут быть потенциальными кандидатами для комбинированной магнитомеханической и фототермической терапии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-20158). А. Моторжина благодарит программу стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» БФУ им. И. Канта (научный проект № 123120500049-7) за поддержку разработки методологии и исследований фототермии микродисков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kafrouni L., Savadogo O. // Progr. Biomater. 2016. V. 5 P. 147.
2. Oliveira H., Pérez-Andrés E., Thevenot J. et al. // J. Control. Release. 2013. V. 169. P. 165.
3. Naud C., Thébault C., Carrière M. et al. // Nanoscale Adv. 2020. V. 2. P. 3632.
4. Головин Ю.И., Жигачев А.О., Клячко Н.Л., Кабанов А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 9. С. 1182; Golovin Y.I., Zhigachev A.O., Klyachko N.L. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 9. P. 1073.
5. Kim D.H., Rozhkova E.A., Ulasov I.V. et al. // Nature Mater. 2009. V. 9. P. 165.
6. Novosad V., Rozhkova E.A. // In: Biomedical Engineering, Trends in Materials Science, 2011. P. 425.
7. Contreras M., Sougrat R., Zaher A. et al. // IJN. 2015. V. 10. P. 2141.
8. Аникин А.А., Шумская Е.Е., Бедин С.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 4. С. 683; Anikin A.A., Shumskaya E.E., Bedin S.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 6. P. 1010.
9. Mansell R., Vemulkar T., Petit D.C.M.C. et al. // Sci. Reports. 2017. V. 7. Art. No. 4257.
10. Efremova M.V., Naumenko V.A., Spasova M. et al. // Sci. Reports. 2018. V. 8. Art. No. 11295.
11. Shi X., Tian Y., Liu Y. et al. // Front. Oncol. 2022. V. 12. Art. No. 939365.
12. Espinosa A., Kolosnjaj-Tabi J., Abou-Hassan A. et al. // Adv. Funct. Mater. 2018. V. 28. Art. No. 1803660.
13. Субекин А.Ю., Пылаев Т.Е., Кукушкин В.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 2. С. 211; Subekin A.Y., Pylaev T.E., Kukushkin V.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. P. 178.
14. Venermo J., Sihvola A. // J. Electrostat. 2005. V. 63. P. 101.
15. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. N.Y.: Wiley, 1983. 533 p.
16. Johnson P.B., Christy R.W. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 4370.

17. Johnson P.B., Christy R.W. // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. P. 5056. 18. Roper D.K., Ahn W., Hoepfner M. // J. Phys. Chem. C. 2007. V. 111. P. 3636.

Optical properties of magnetoplasmonic microdisks

A. A. Anikin^{a,*}, A. Motorzhina^a, V. K. Belyaev^a, V. V. Rodionova^a, L. V. Panina^{a,b}

^aImmanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, 236041, Russia

^bNational University of Science and Technology "MISIS", Moscow, 119049, Russia

*e-mail: anikinanton93@gmail.com

We investigated the polarizability, optical density spectra, and photothermal properties of Au/Fe/Au and Fe/Au/Fe layered microdisks synthesized by lift-off optical lithography. An analytical method for determining the electric polarizability in the quasi-static approximation is proposed. Theoretical and experimental results are consistent in the visible and near-IR spectral ranges. The results obtained provide an assessment of the applicability of such microdisks for combined photothermal and magnetomechanical anticancer therapy.

Keywords: layered microdisks, electrical polarizability, photothermia, hyperthermia, magnetomechanical stimulation

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТА, НАПОЛНЕННОГО СМЕСЬЮ ЧАСТИЦ $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{BaTiO}_3$

© 2025 г. А. А. Игнатов^{1,*}, О. В. Столбов^{1,2}, Ю. Л. Райхер^{1,2}, В. В. Родионова¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта», Калининград, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук», Пермь, Россия

*E-mail: artem.ignatov98@gmail.com

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучен магнитоэлектрический отклик композитного материала на основе резиноподобного полимера с наполнением частицами феррита кобальта и титаната бария субмикронных размеров. Методом компьютерного эксперимента исследуется зависимость магнитоэлектрического отклика репрезентативного объема такого композита от параметров системы. По результатам компьютерного эксперимента предложены способы усиления магнитоэлектрического отклика подобных композитов.

Ключевые слова: компьютерный эксперимент, магнитоэлектрический эффект, мультиферроидный композит.

DOI: 10.31857/S0367676525040139, **EDN:** GTPPEW

ВВЕДЕНИЕ

Мультиферроики — это класс материалов, в которых существует как минимум два типа упорядоченных состояний: ферромагнитное и сегнетоэлектрическое либо ферроэластичное [1–3]. Когда в структуре материала совмещены и ферромагнитный, и сегнетоэлектрический порядки, это придает ему магнитоэлектрические (МЭ) свойства. Действительно, приложение внешнего магнитного поля изменяет электрическую поляризацию такой системы, а воздействие электрического поля заставляет ее изменять намагниченность. Эти два типа отклика известны под названиями прямого и обратного МЭ эффекта.

В настоящее время большое внимание уделяется разработке новых композитных мультиферроиков с повышенным МЭ эффектом. В отношении величины последнего композитные системы превосходят однофазные мультиферроики на несколько порядков, так как в них реализована сильная механическая связь между сегнетоэлектрической и ферромагнитной фазами [1, 4–6]. Появление композитных МЭ материалов сделало возможным создание высококачественных сенсоров магнитного и электрического полей [7–12], в том числе и для биомедицинских приложений [13, 14] и для «energy harvesting» (сбор

«мусорной» энергии) [7, 15, 16]. Так, МЭ эффект, стимулируемый переменным полем, нашел свое применение в «умных» подложках, ускоряющих дифференциацию стволовых клеток [12].

При изготовлении МЭ композитов используют различные методы. Один из самых распространенных — склеивание плоскопараллельных пластин ферромагнитного и сегнетоэлектрического материалов [1]. Другой способ — спекание смеси микро- и/или наночастиц, помещенных в полимерную матрицу [1, 2, 17]. Каждый из этих методов имеет свои преимущества и недостатки. Первый — прост в реализации и позволяет получить высокие значения МЭ отклика; к его недостаткам относится, в частности, ограниченность форм готовых образцов, так как это должны быть только плоскопараллельные пластины. Второй метод дает меньшие значения МЭ эффекта, но его преимуществом является отсутствие ограничений на форму образцов [1].

Несмотря на то, что МЭ эффект в полимерных композитах заведомо ниже, чем в керамических, он отнюдь не слаб. С другой стороны, важным достоинством полимерных композитов является простота изготовления, гибкость и легкость в обработке [2, 17]. Кроме того, полимерным интерфейсам присуща хорошая биосовместимость.

Вместе, эти преимущества делают их уникальным средством для ряда биомедицинских приложений, где требуется использовать МЭ эффект. Например, создавать для культивирования бактериальных штаммов поверхности, на которых с помощью приложения внешнего магнитного поля дистанционно создаются контролируемый электрический заряд и механические напряжения [18, 19]).

При изготовлении МЭ композитов необходимо учитывать целый ряд факторов: тип, размер и концентрация ферромагнитных и сегнетоэлектрических частиц, механические свойства матрицы и другие [20]. Для предсказания свойств столь сложных многокомпонентных сред, вероятно, лучшим на текущий момент подходом является компьютерное моделирование [2, 21].

Современные компьютерные эксперименты, с помощью которых изучают полимерные мультиферроики, включают в себя, например, метод виртуальных пружин [2] (он хорошо себя зарекомендовал для описания магнитоактивных эластомеров) и метод конечных элементов [22]. Полномасштабное численное моделирование полимерных мультиферроиков предполагает рассмотрение больших ансамблей частиц и, соответственно, использование очень больших компьютерных ресурсов [2, 3, 6, 15, 21, 22]. Однако и моделирование систем с относительно малым количеством частиц способно — во всяком случае, на качественном уровне — продвинуть понимание того, как формируется отклик МЭ композита на приложенное поле. В настоящей работе рассмотрена, как пример представительного объема такого композита, система с тремя частицами субмикронного размера, из которых две ферромагнитны (феррит кобальта) и одна — сегнетоэлектрическая (титанат бария).

Главным предметом исследования является зависимость прямого МЭ эффекта в представительном объеме мультиферроидного композита от взаимного расположения фаз и ориентации их легких осей: намагниченности для ферромагнетиков и поляризации — для сегнетоэлектрика. Эластомерная матрица считается линейно-упругим несжимаемым континуумом с модулем Юнга = 1 МПа).

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Поскольку размеры частиц много больше размеров отдельных молекул, то для описания композитного материала используется мезоскопический подход, то есть, композит представляется системой частиц, погруженных в сплошную среду — матрицу.

Частицы считаются идеальными несжимаемыми сферами (окружностями, поскольку постановка задачи двумерная) с высоким модулем упругости (порядка единиц ГПа). Размер ферромагнитных частиц берется в 5–10 раз меньшим

по сравнению с размером сегнетоэлектрической частицы. Поскольку модули Юнга матрицы и частиц отличаются на несколько порядков, то для расчетов вполне допустимо использовать линейную теорию упругости [22].

В двумерной, как уже указано, постановке матрица задается в виде прямоугольника, размер которого намного превосходит любые суммарные размеры всех трех частиц; сами же частицы располагаются максимально далеко от границ матрицы. Одна (условно, нижняя) сторона матрицы жестко закреплена, остальные границы свободны.

Формулировка задачи подразумевает, что ферромагнитные и сегнетоэлектрические частицы, а также матрица, состоят из несжимаемых материалов; адгезия частиц обоих родов к матрице считается абсолютной. Принимается, что как ферромагнитные, так и сегнетоэлектрические частицы находятся в однодоменном состоянии. При этом частицы феррита считаются магнито жесткими, то есть, изменение ориентации их магнитных моментов происходит только вместе с изменением ориентации самой частицы. Не учитываются ни магнитострикция частиц феррита, ни спонтанная поляризация сегнетоэлектрических частиц. Применяется квазистатическая постановка задачи, то есть, считается, что установление равновесия значения стационарных термодинамических параметров происходит значительно быстрее по сравнению характерным временем изменения внешнего магнитного поля. Это поле однородно и квазистационарно, внешнее электрическое поле отсутствует.

Рассмотрим соотношение, связывающее индуцированную электрическую поляризацию с приложенным механическим напряжением, вид этой зависимости указан в книге [23]:

$$D_i = D_{i0} + \varepsilon_{ik} E_k + 4\pi \gamma_{ik,l} \sigma_{kl}, \quad (1)$$

здесь $\vec{D}$ — вектор электрической индукции, $\vec{E}$ — вектор электрического поля внутри образца, ε_{ik} — тензор диэлектрической проницаемости образца, $\gamma_{ik,l}$ — тензор пьезомодулей.

Поскольку прямой МЭ эффект в композите возникает за счет механического воздействия ферромагнитной фазы на сегнетоэлектрическую [6], то для моделирования прямого МЭ эффекта достаточно ограничиться в уравнении (1) учетом только третьего слагаемого:

$$D_i^{(\text{stress})} = 4\pi \gamma_{ik,l} \sigma_{kl}. \quad (2)$$

Соотношение (2) можно записать в векторном виде, принятом в физике пьезоэлектриков:

$$D_i^{(\text{stress})} = 4\pi d_{ik} t_k, \quad (3)$$

где d_{ik} — компонента прямоугольной матрицы 3×6 , которая (матрица) является представлением тензора пьезомодулей, t_k — компонента

6-мерного вектора

$$\vec{t} = (\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}, \sigma_{23} = \sigma_{32}, \sigma_{13} = \sigma_{31}, \sigma_{12} = \sigma_{21}), \quad (4)$$

которым можно заменить тензор механических напряжений в силу симметрии последнего. Такое представление формул (3) и (4) используется, например, в работах [4, 15, 16].

Согласно [24], в монокристаллах титаната бария матрица d_{ik} имеет следующий вид:

$$d_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

При переходе к двумерной постановке направим легкую ось поляризации вдоль Oy и учтем соотношение (5). Это дает

$$P_1 = d_{15}\sigma_{12}, \quad P_2 = d_{31}\sigma_{11} + d_{33}\sigma_{22}. \quad (6)$$

Тем самым, через пьезомодули титаната бария установлена связь механических напряжений с вектором поляризации.

Укажем соотношения, которым подчиняются переменные задачи. В приближении точечных диполей магнитное межчастичное взаимодействие описывается потенциалом

$$U_{ij}^{(dd)} = \frac{(\vec{m}_i \vec{m}_j)}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{m}_i \vec{r}_{ij})(\vec{m}_j \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5}, \quad (7)$$

где $\vec{m}$ — магнитный момент частицы, $\vec{r}_{ij}$ — радиус-вектор расстояния между их центрами.

В принятой постановке задачи МЭ композит представляет собой сплошную среду с различными областями, каждая из которых характеризуется собственным набором материальных параметров. Поэтому для описания механических свойств такой среды воспользуемся тем, что тензор напряжений подчиняется уравнению равновесия во всех точках образца и на всех границах раздела:

$$\text{Div } \sigma_{ik} \equiv \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} = 0. \quad (8)$$

Поскольку модуль упругости матрицы достаточно велик, то ее относительные деформации в рассматриваемом диапазоне полей малы, так что для описания механического поведения допустимо использовать изотропный закон Гука [25]:

$$u_{ik} = \mu_{iklm}\sigma_{lm},$$

$$u_{ik} = \frac{1}{2G} \left(\sigma_{ik} - \frac{1}{3}\sigma_{ll}\delta_{ik} \right) + \frac{1}{9K}\sigma_{ll}\delta_{ik}, \quad (9)$$

где μ_{iklm} — общий вид тензора коэффициентов линейной податливости, G — модуль сдвига, K —

модуль всестороннего сжатия. Выразим из (9) компоненты тензора напряжений:

$$\sigma_{ik} = \lambda_{iklm}u_{lm},$$

$$\sigma_{ik} = 2Gu_{ik} + \left(K - \frac{2}{3}G \right) u_{ll}\delta_{ik}; \quad (10)$$

здесь λ_{iklm} — тензор модулей упругости.

Для решения задачи о квазистатическом МЭ эффекте использовался метод минимизации функционала свободной энергии системы. Получим выражение для этого функционала применительно к рассматриваемой системе. Согласно [18], приращение плотности свободной энергии пьезоэлектрика может быть представлено в виде (это видно и по размерности уравнения (11))

$$dF = -SdT + \sigma_{ik}du_{ik} - \frac{1}{4\pi}\vec{D}d\vec{E}, \quad (11)$$

где S — энтропия, а T — температура. Поскольку в постановке задачи внешнее электрическое поле отсутствует, то выражение (11) переходит в

$$d\tilde{F} = -SdT + \sigma_{ik}du_{ik}. \quad (12)$$

Подставляя в уравнение (12) уравнение (10) и интегрируя, получаем следующее выражение для плотности свободной энергии системы без учета энергии диполь-дипольного взаимодействия ферромагнитных частиц:

$$\tilde{F} = F_0 + G(u_{ik})^2 + \frac{1}{2} \left(K - \frac{2}{3}G \right) u_{ll}^2. \quad (13)$$

Поскольку рассматривается изотермическая ситуация, то слагаемое F_0 в уравнении (13) — постоянная величина, которую при минимизации функционала учитывать не требуется. В этом случае, добавляя к (13) магнитную энергию, имеем

$$\tilde{F} = G(u_{ik})^2 + \frac{1}{2} \left(K - \frac{2}{3}G \right) u_{ll}^2 + U_{ij}^{(dd)}. \quad (14)$$

Для удобства моделирования выражение (14) следует сделать безразмерным. В качестве масштаба плотности энергии (модуля упругости) удобно выбрать величину G , то есть модуль сдвига матрицы. После проведение такого обезразмеривания интеграл от выражения (14) по объему образца дает функционал энергии, который минимизируется. Из полученного решения с использованием выражения (6) рассчитывается электрическая поляризация композита.

Опишем входные параметры, которые служили входными данными выполненного расчета. Геометрическая схема рассматриваемой системы приведена на рис. 1. Как указано выше в качестве матрицы берется плотная резина с модулем

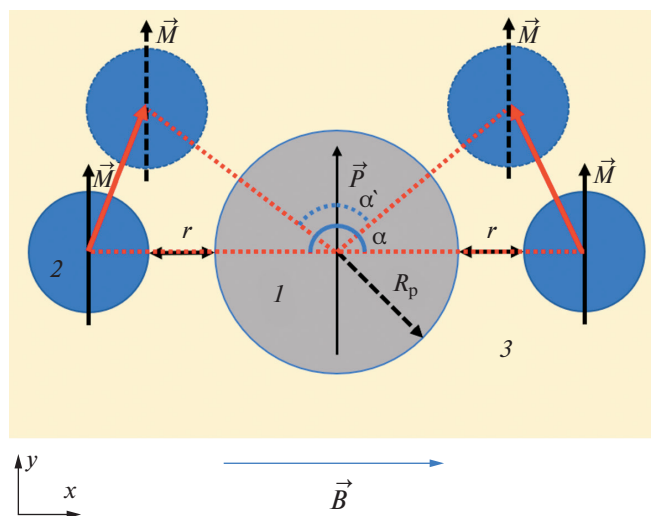


Рис. 1. Схематическое изображение репрезентативного объема. Здесь и далее: 1 — сегнетоэлектрическая частица, 2 — ферромагнитные частицы, 3 — электронейтральная матрица, $\vec{M}$ — намагниченность ферромагнитных частиц, R_p — радиус сегнетоэлектрических частиц, R_m — радиус ферромагнитных частиц, $\vec{P}$ — легкая ось поляризации сегнетоэлектрической частицы, r — зазор между ферромагнитной частицей и сегнетоэлектрической частицей.

сдвига $G = 1$ МПа. Ферромагнитная фаза обладает характеристиками феррита кобальта, а сегнетоэлектрическая по свойствам соответствует титанату бария. Обе эти керамики имеют модуль Юнга порядка 100 ГПа. Спонтанная намагниченность частиц феррита кобальта принята равной 2500 А/м [19]. Диаметры ферромагнитных и сегнетоэлектрических частиц составляют 0.5 мкм и 3 мкм, соответственно; зазор между ферромагнитными и сегнетоэлектрической частицами равен 0.5 мкм; размеры матрицы — 12 на 24 мкм. Такие размеры матрицы необходимы для минимизации влияния границы матрица—«вакуум».

Для реализации программного кода был выбран язык программирования Python. Решение дифференциальных уравнений методом конечных элементов выполнялось с помощью пакета dolfin. При построении геометрии и генерации сетки использовался пакет mshr.

РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Расчет проводился для магнитного поля в диапазоне 0 до 1 Тл, что покрывает практически все реальные сценарии использования МЭ композитов. Материальные параметры фаз (они частично указаны выше) выбирались согласно литературным данным.

В ходе компьютерного эксперимента был установлен линейный характер зависимости поляризации сегнетоэлектрической частицы во всем диапазоне магнитного поля. Для экономии вы-

числительных ресурсов при исследовании зависимости МЭ отклика от различных параметров системы были использованы небольшие значения магнитного поля — 50 мТл, так как для его достижения требуетсякратно меньше итераций, чем для достижения полей в единицы Тл при равном приращении поля. В численных экспериментах тех, где не изучалась зависимость от намагниченности частиц, ее величина составляла 2500 А/м (направление — всегда по оси Oy).

Как видно из рис. 2а, зависимость поляризации сегнетоэлектрической частицы слабо зависит от зазора между сегнетоэлектрической и ферромагнитной частицами в выбранном диапазоне значений зазора. Так, при увеличении зазора в 20 раз, падение компоненты поляризации сегнетоэлектрической частицы составляет всего около 10%, а зависимость у-компоненты поляризации практически отсутствует. Также наблюдается преобладание х-компоненты поляризации, что объясняется преобладанием сдвиговых напряжений, как видно из выражения (6). Следовательно, наши результаты показывают, что основной механизм воздействия ферромагнитных частиц на матрицу в данном случае — поворот.

Как видно из рис. 2б, зависимость х-компоненты поляризации сегнетоэлектрической частицы от намагниченности ферромагнитных частиц линейна, а изменения у-компоненты малы. Преобладающая величина и линейность полевой зависимости х-компоненты объясняется, конечно, тем, что энергия Зеемана линейна по величине поля. Действительно, х-компонента поляризации возникает из-за сдвиговых напряжений, которые создают ферромагнитные частицы, на которые действуют моменты сил $(\vec{m} \times \vec{B})$ линейные по полю.

Как показывает рис. 2в, х-компонента поляризации сегнетоэлектрической частицы нелинейно зависит от радиуса ферромагнитных частиц. Разумно предположить, что эта нелинейность, напоминающая параболу, обусловлена квадратичным (в двумерной постановке) ростом магнитного момента при изменении радиуса частицы.

Влияние коллективного эффекта (зависимость от конфигурации пары феррочастиц) иллюстрирует рис. 2г. Максимум МЭ отклика достигается при значении $\alpha = 180^\circ$ (см. рис. 1) то есть в случае, когда пара феррочастиц расположена вдоль направления приложенного поля по разные стороны от сегнетоэлектрической частицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из полученных зависимостей видно, что величина прямого МЭ эффекта при данных материальных параметрах фаз композита и конфигурации композита определяются поворотом ферромагнитных частиц, то есть сдвиговыми напряжениями. Сдвиговые напряжения индуцируют в сегнетоэлектрических частицах х-компоненту по-

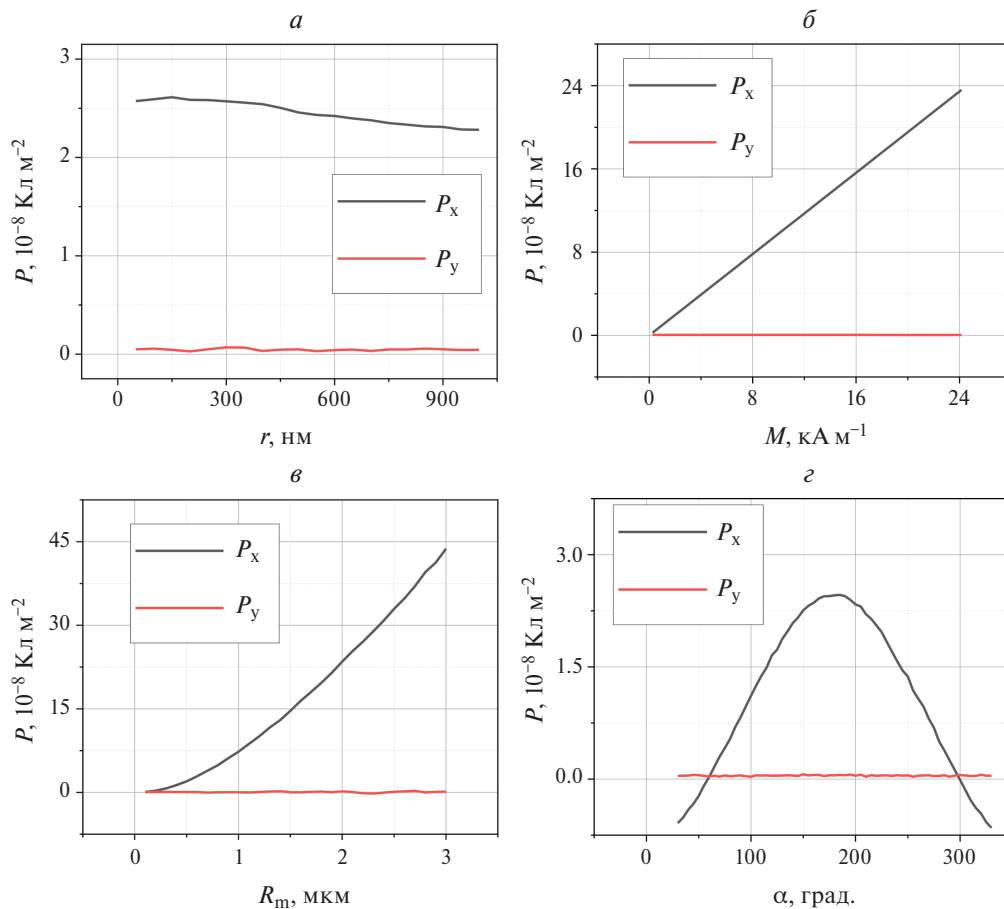


Рис. 2. Зависимость компонент x и y поляризации $\vec{P}$ от: зазора между ферромагнитными и сегнетоэлектрическими частицами (а); намагниченности частиц (б); радиуса ферромагнитных частиц (в); угла α (см. рис. 1) (г).

ляризации, тогда как легкая ось поляризации, а значит и спонтанная часть поляризации, направлены по оси Oy . Отсюда следует, что такой вклад не только увеличивает поляризацию частицы, но также изменяет направление поляризации, что должно быть учтено при использовании такого материала. Также стоит отметить слабую зависимость величины МЭ эффекта от расстояния между частицами, что можно, на первый взгляд, трактовать как слабую зависимость величины МЭ отклика от концентрации сегнетоэлектрического и ферромагнитного наполнителей. Однако этот вывод нельзя считать полностью доказанным, принимая во внимание малость числа частиц в рассматриваемой системе. Действительно, судить о зависимости МЭ отклика от такой характеристики как концентрация можно только в компьютерном эксперименте, то есть изучая большой ансамбль частиц. Поэтому полученный результат может быть лишь указанием на возможность такой гипотезы, которую еще предстоит проверить компьютерным моделированием и натурным экспериментом.

Разработка математической модели была выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-30032). Реализация работ по проведению компьютерного эксперимента была поддержана из средств программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» БФУ им. И. Канта (научный проект № 123120700040-2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dai J. Ferroic materials for smart systems: From fundamentals to device applications. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2020. P. 259.
2. Makarova L.A., Isaev D.A., Omelyanchik A.S. et al. // Polymers. 2022. V. 14. No. 1. Art. No. 153.
3. Stepanov G.V., Borin D.Yu., Raikher Yu.L. et al. // J. Phys. Cond. Matter. 2008. V. 20. No. 20. Art. No. 204121.
4. Date M., Kanamori J., Tachiki M. // J. Phys. Soc. Japan. 1961. V. 16. No. 12. P. 2589.
5. Амиров А.А., Каминский А.С., Архипова Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 6. С. 813; Amirov A.A., Kaminskiy A.S., Arkhipova E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 6. P. 715.
6. Omelyanchik A., Antipova V., Gritsenko C. et al. // Nanomaterials. 2021. V. 11. Art. No. 1154.

7. *Vida J.V., Turutin A.V., Kubas I.V. et al.* // IEEE T–UFFC. 2020. V. 67. P. 1219.
8. *Turutin A.V., Vidal J.V., Kubasov I.V. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 486. Art. No. 165209.
9. *Pereira N., Lima A.C., Correia V. et al.* // Materials. 2020. V. 13. Art. No. 1729.
10. *Jiang Q., Liu F., Yan H. et al.* // J. Amer. Ceram. Soc. 2011. V. 94. P. 2311.
11. *Stognij A.I., Novitskii N.N., Trukhanov S.V. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 485. P. 291.
12. *Zhang J., Li P., Wen Y. et al.* // Sens. Actuators A. Phys. 2014. V. 214. P. 149.
13. *Spaldin N.A.* // Science. 2005. V. 309. P. 391.
14. *Pereira N., Lima A.C., Lanceros-Mendez S., Martins P.* // Materials. 2020. V. 13. Art. No. 4033.
15. *Makarova L.A., Alekhina J., Isaev D. et al.* // J. Physics D. Appl. Phys. 2021. V. 54. No. 1. Art. No. 015003.
16. *Магомедов К.Э., Омелянчик А.С., Воронцов С.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 6. С. 819; *Magomedov K.E., Omelyanchik A.S., Vorontsov S.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 6. P. 720.
17. *Зубарев А.Ю., Искакова Л.Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 4. С. 653; *Zubarev A.Y., Iskalkova L.Y.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 4. P. 563.
18. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. 3. Электричество. Москва: Наука, 1982.
19. *Гайдук Ю.С., Коробко Е.В., Котиков Д.А. и др.* // Конденс. среды и межфаз. границы. 2022. Т. 24. № 1. С. 19.
20. *Kang S., Choi K., Nam J.D., Choi H.J.* // Materials. 2020. V. 13. Art. No. 4597.
21. *Saveliev D.V., Belyaeva I.A., Chashin D.V. et al.* // Materials. 2020. V. 13. Art. No. 3297.
22. *Столбов О.В., Райхер Ю.Л.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 4. С. 677; *Stolbov O.V., Raikher Yu.L.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 4. P. 586.
23. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. Москва: Наука, 1982.
24. *Желудев И.С.* Электрические кристаллы. М.: Наука, 1979.
25. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика сплошных сред. М.: Наука, 1982.

Magnetoelectric response of a polymer composite filled with a mixture of $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{BaTiO}_3$ particles

A. A. Ignatov^{a,*}, O. V. Stolbov^{a,b}, Yu. L. Raikher^{a,b}, V. V. Rodionova^a

^aImmanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, 236001, Russia

^bInstitute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of the Russian Academy of Science, Perm, 614013, Russia

*e-mail: artem.ignatov98@gmail.com

We studied the magnetoelectric response of a composite material based on a rubber-like polymer filled with submicron-sized cobalt ferrite and barium titanate particles. Using a computer experiment, the dependence of the magnetoelectric response of a representative volume of such a composite on the system parameters is studied. Based on the results of the computer experiment, methods for enhancing the magnetoelectric response of such composites are proposed.

Keywords: computer experiment, magnetoelectric effect, multiferroic composite

УДК 537.622.6:53.06

РАДИАЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ГЕКСАФЕРРИТА БАРИЯ

© 2025 г. Е. Д. Шипкова^{1,*}, Н. С. Перов¹, Р. А. Макарьин¹, А. Ю. Пунда²,
В. Е. Живулин², Д. А. Винник^{2,3,4}, М. К. Салахитдинова⁵,
Э. М. Ибрагимова⁶, А. Б. Грановский^{1,5,7}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Южно-Уральский
государственный университет (Национальный исследовательский университет)», Челябинск, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский
физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)», Москва, Россия

⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный университет», Санкт-Петербург, Россия

⁵Самаркандский государственный университет имени Шарофа Рашидова, Самарканд, Узбекистан

⁶Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан, Ташкент, Узбекистан

⁷Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт теоретической и прикладной
электродинамики Российской академии наук», Москва, Россия

*E-mail: Shipkova_liza@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучено влияние гамма-облучения и электронного облучения на кристаллическую структуру и магнитные свойства гексаферрита бария $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (твердофазный синтез). Облучения вызвали изменения соотношения кристаллических фаз и размеров кристаллитов, в результате чего изменились основные параметры петли гистерезиса: коэрцитивная сила, остаточная намагниченность, намагниченность насыщения. Эти изменения носили немонотонный характер в зависимости от дозы особенно сразу после облучения. В частности, измеренная при 300 К намагниченность насыщения после γ -облучения образца дозой $2.1 \cdot 10^7$ Р снизилась от исходной величины 52.5 эме/г до ≈ 40.2 эме/г.

Ключевые слова: гексаферрит бария, гамма-облучение, электронное облучение, кристаллическая структура, магнитные свойства.

DOI: 10.31857/S0367676525040145, EDN: GTPZCA

ВВЕДЕНИЕ

Для практических целей одним из наиболее интересных классов материалов с точки зрения магнитных свойств являются ферриты [1]. В зависимости от кристаллической структуры ферриты делят на 4 основных типа: ферриты-шпинели, ферриты-гранаты, гексаферриты и ортоферриты [2]. Каждый из типов структуры обладает своими характерными преимуществами. Сочетание целого ряда уникальных характеристик дает возможность применять их во множестве областей. Так, ферриты широко используются в магнитной записи информации и системах экранирования магнитных полей [3]. В нашей работе мы использовали гексагональные ферриты бария со структурой магнетоплюмбита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$.

С практической точки зрения привлекательность гексаферрита бария обусловлена высокими значениями температуры Кюри, намагниченности насыщения и магнитной проницаемости. Большая величина электрического сопротивления в совокупности с превосходными коррозионной и химической стойкостями делает эти материалы перспективными для применений в различных устройствах СВЧ электроники [4]. Техническое исполнение ферритовых устройств определяет принцип действия, назначение, диапазон частот и допустимый уровень мощности, а также конструкцию и размер элементов в микроволновых устройствах в диапазоне частот от 1 до 100 ГГц [5, 6].

Исследования гексаферритов бария показали также наличие у них высокой термической ста-

бильности. Благодаря этому свойству еще одной потенциальной областью их приложений является биомедицина. Из перспективных для исследования направлений можно выделить протезирование, магнитную терапию раковых опухолей и точечную доставку лекарств [7, 8].

Новые возможности открываются при использовании ферритов при разработке композитных материалов нового класса — мультиферроиков, обладающих одновременно несколькими типами упорядоченной структуры, как магнитной, так и электрической [9, 10].

Известно, что магнитные характеристики материала определяются на этапе синтеза [11, 12]. Поскольку те или иные свойства могут быть в зависимости от предполагаемой области применения как преимуществами, так и недостатками, очень важно синтезировать магнитный материал правильным образом. Гексагональные ферриты бария можно получить рядом разработанных методов, среди которых наиболее популярными являются твердофазный синтез [13], автогорение [14], механическое легирование и активация [15], а также керамический метод [16]. В настоящей работе образцы были получены путем твердофазного синтеза.

Востребованность гексаферритов бария обуславливает необходимость исследования их магнитных свойств в различных условиях. Одним из новых направлений является исследование изменения магнитных свойств гексагональных ферритов бария в результате воздействия радиации. Хорошо известно, что облучение электронами, ионами, ионизирующими частицами, гамма-квантами может существенно изменить структурные, механические и магнитные свойства облучаемого материала. Для магнитных материалов такие исследования немногочисленны (см. [17, 18, 19] и ссылки в этих работах), а для ферритов нам известна лишь единичная попытка облучения нейтронами [20] и работа по исследованию поглощательной способности γ -облучения [21]. Основным механизмом влияния облучения является возникновение радиационных дефектов, но кроме этого важную роль играет нагрев до высоких температур, а для гамма-облучения фотоэффект и рассеяние Комптона. При этом облучение может инициировать возникновение дальнего магнитного порядка за счет возникновения магнитных моментов на дефектах или разорванных связях, перехода из антиферромагнитного состояния в ферромагнитное за счет раскомпенсации магнитных моментов подрешеток при дефектообразовании [22], либо изменения магнитных свойств ферритов при ионизации ионов железа в состояниях Fe^{2+} и Fe^{3+} , обладающих разными магнитными моментами, или изменения магнитного момента подрешеток при хаотизации распределения ионов Fe. Перспективность исследований влияния различных типов радиаци-

онного воздействия на свойства ферритов обусловлена тем, что радиационное воздействие может целенаправленно изменять их структурные и магнитные свойства как в процессе, так и после изготовления, оптимизируя их под конкретную задачу.

С другой стороны, важность этого исследования определяется бурным развитием космической промышленности [23, 24]. В околоземное пространство с повышенным уровнем радиации запускается все больше космических аппаратов, станций и спутников, оснащенных сложными и чувствительными приборами. Обеспечение корректной работы устройств при таких условиях требует детального понимания влияния космической и солнечной радиации на структурные и магнитные свойства материалов. Поскольку гамма и электронное облучение являются доминирующими на околоземных орбитах и более доступными для проведения безопасных экспериментов с ферритами, то целью настоящей работы является изучение влияния этих типов облучения на кристаллическую структуру и магнитные свойства ферритов со сложной гексагональной структурой на основе бария.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА

Методом твердофазного синтеза были изготовлены 10 образцов одного состава. В качестве исходных компонентов для синтеза использовали порошки BaCO_3 , Fe_2O_3 с квалификацией ЧДА (чистый для анализа). Вещества смешивали в стехиометрических отношениях и перетирали в агатовой ступе до гомогенного состояния. После перетирания смесь прессовали в таблетки в металлической пресс-форме диаметром 20 мм в лабораторном гидравлическом прессе с усилием в 5 т/см^2 . Полученные таблетки помещали в высокотемпературную печь на платиновой подложке для исключения химического взаимодействия синтезируемых веществ с элементами. Синтез проводили при 1350°C в течении 5 часов, с последующим охлаждением в печи до полного остывания. Из полученных заготовок одного состава вырезали 10 пластин с близкими размерами $10 \times 5 \times 2 \text{ мм}^3$, подходящими для исследований.

Магнитные свойства образцов были измерены сразу после облучения (через час) с помощью Гауссметра (Gaussmeter Model GM2). Повторные измерения проводили после 6-месячной релаксации кристаллической решетки образцов после образования изначально нестабильных дефектов при комнатной температуре на вибрационном магнитометре VSM серии LakeShore 7407 (США) в полях до 16 кЭ. Для измерений от каждой пластины был отделен небольшой фрагмент с размерами $1 \times 5 \times 2 \text{ мм}^3$. Образцы взвешивали на электронных весах и крепили на держателе магнитометра с помощью тефлоновой ленты.

Структуру исследовали до и после облучения используя рентгеновский дифрактометр Rigaku Ultima IV (Cu K α , 40 кВ, 30 мА; $\lambda = 0.1542$ нм) при скорости записи 2° в минуту в интервале углов $2\theta = 5-90^\circ$.

Образцы площадью 1 см^2 облучались на воздухе в γ -поле ^{60}Co с изотропной 4π -геометрией при мощности дозы 84 Р/с ($0.8 \cdot 10^{12}$ квант/ см^2) при температуре 323 К (Институт ядерной физики АН Узбекистана, ИЯФ). Облучение гамма-квантами с энергией 1.17 и 1.33 МэВ достаточно, чтобы инициировать вторичную ионизацию и, кроме того, возбудить колебания ядер Ba, Fe, O, тем самым вызывая смещения атомов из узлов решетке. Облучение электронами проводилось на ускорителе при энергии электронов 5 МэВ и плотности тока пучка 1 мкА/см^2 .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Структурные данные

Результаты рентгенофазового анализа (РФА) при облучении представлены на рис. 1а и 1б. Исходный необлученный образец (черная линия) представляет собой однофазную структуру, соответствующую контрольному спектру (набор вертикальных линий на оси абсцисс) гексаферрита бария $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. В результате облучения, как гамма-квантами, так и электронами, наблюдается возникновение дополнительных фаз, на рис. 1а,б они помечены звездочками и кружочками.

При облучении сходящимся на образец γ -пучком (рис. 1б) достигается наибольшая плотность облучения внутри пластинок ферритов, в результате кристаллическая решетка повреждается и нагревается, что достаточно для

структурно-фазовых переходов. Анализ рентгеноструктурных спектров гексаферрита бария показывает, что γ -облучение дозой $2.1 \cdot 10^7 \text{ Р}$ вызвало увеличение объема основной структурной фазы $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ за счет уменьшения фазы $\text{Ba}_2\text{Fe}_{30}\text{O}_{46}$. При этом объемное содержание фаз Fe_2O_3 и $\text{Fe}_{2.957}\text{O}_4$ практически не изменилось.

Магнитные свойства

На рис. 2–4 представлены основные магнитные характеристики гексаферрита бария $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ до и после облучения. Для всех образцов после облучения были измерены петли гистерезиса при комнатной температуре в полях до 16 кЭ , из которых были определены основные магнитные параметры – намагниченность насы-

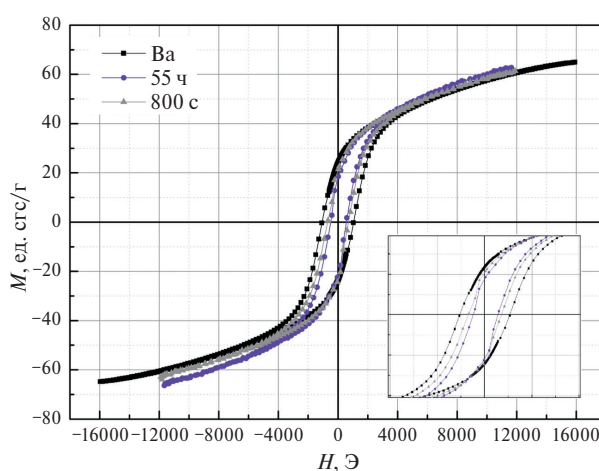


Рис. 2. Магнитные петли гистерезиса исходного необлученного образца (Ba), гамма-облученного (55 ч) и электронно-облученного (800 с) образцов гексаферрита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$.

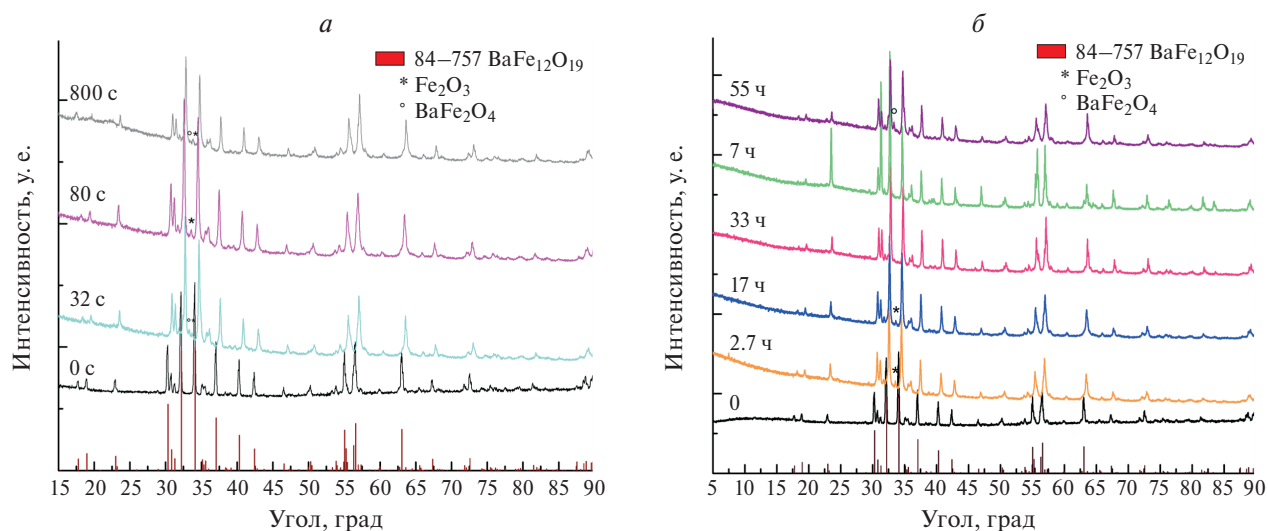


Рис. 1. Результаты РФА анализа для электронно-облученных образцов при энергии электронов 5 МэВ и плотности тока пучка 1 мкА/см^2 (а); для гамма-облученных образцов при мощности дозы 84 Р/с и $T = 323 \text{ К}$ (б).

Таблица 1. Основные магнитные параметры образцов гексаферритов $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, облученных электронами и гамма-квантами

Доза	время	m , мг	Гаусс-метрия сразу после облучения $H\parallel H_{\text{Земли}}$, Гс Гс/г, ($\times 10^{-4}$)	$H = 12$ кЭ, $H = 16$ кЭ через 6 месяцев после облучения		
				M_s , эме/г	M_r , эме/г	H_c , Э
0	—	70.65	2.6	52.5	23.8	1060
Электронное облучение дозой ($\times 10^{14}$, см^{-2})						
2.0	32 с	138.9	1.2	53.9	25.7	1008
5.0	80 с	68.7	2.9	50.3	28.1	958
50	800 с	115	1.3	47.3	22.2	699
Гамма-облучение дозой ($\times 10^6$, Р)						
0.8	2.7 ч	62.2	2.6	40.2	24.5	794
2.1	7 ч	71.2	1.7	44.5	19	420
5.0	17 ч	79	2.7	47.4	23.4	663
10	33 ч	104.7	55	49.6	18.8	451
17	55 ч	74.7	2.2	48.9	19.8	523

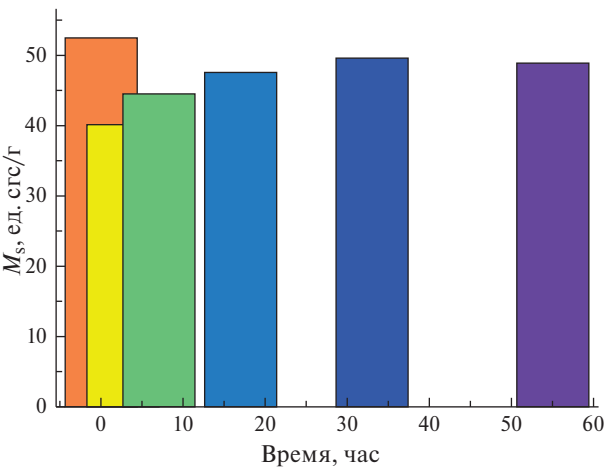


Рис. 3. Изменение намагниченности гексаферрита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ в зависимости от времени облучения для гамма-облученных образцов.

щения (M_s), за которую мы условно принимаем намагниченность в поле 16 кЭ, так как полного насыщения в этом поле не достигается, остаточная намагниченность (M_r) и коэрцитивная сила (H_c), представленные в табл. 1. При расчете было учтено влияние размагничивающего фактора N , принятого, исходя из параметров образцов, равным 0.255. Первая строка в таблице соответствует свойствам необлученных образцов, ниже представлена информация для облученных образцов. В зависимости от дозы облучения можно наблюдать значительные изменения основных магнитных параметров.

При малых дозах облучения электронами наблюдается незначительный (до 3%) рост намагниченности насыщения (табл. 1), а при боль-

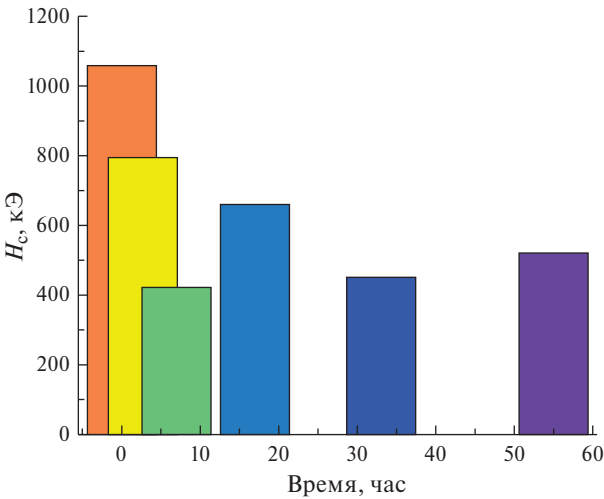


Рис. 4. Изменение коэрцитивной силы гексаферрита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ в зависимости от времени облучения для гамма-облученных образцов.

ших — заметное уменьшение, вплоть до 10%. При этом коэрцитивная сила монотонно уменьшается (табл. 1). По-видимому, на начальной стадии, когда нагрев образцов незначителен, образование дефектов приводит к возникновению дополнительных магнитных моментов на разорванных связях, но, как и следовало ожидать, этот эффект незначителен, находится на уровне погрешности эксперимента. Сильное же уменьшение намагниченности при длительном облучении связано с увеличением концентрации радиационных дефектов. В магнитно-твердых ферромагнетиках коэрцитивная сила во многом определяется величиной константы магнитной анизотропии. Малейшие смещения магнитных ионов от

равновесных позиций, либо изменение их окружения за счет дефектообразования уменьшают магнитную анизотропию и, как следствие, коэрцитивную силу. Немонотонность (уменьшение и увеличение) дозовой зависимости коэрцитивной силы может быть связана с конкуренцией между магнитножесткими и магнитномягкими фазами в исследованных образцах ферритов, которая продолжается в процессе релаксации после облучения. Механизм этой аномалии требует дальнейшего исследования путем уплотнения экспериментальных точек на дозовых и релаксационных зависимостях.

До облучения гамма-квантами намагниченность гексаферрита бария $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ составляла 52.5 эме/г, а после γ -облучения образца дозой $2.1 \cdot 10^7$ Р (или времени облучения 2.7 ч) намагниченность уменьшилась до ≈ 40.2 эме/г (рис. 3).

В чем же причина уменьшения намагниченности при малой дозе γ -облучения? Мы предполагаем следующий сценарий. При малой дозе γ -облучения генерируются электронно-дырочные пары. Импульс, переданный ионам, вызывает их смещения из равновесных позиций, причем температура образцов увеличивается незначительно. Первый процесс не может быть ответственен за изменение намагниченности, так как измерения были проведены после длительной релаксации, а процессы рекомбинации быстропротекающие. В свою очередь, смещения ионов в отсутствие нагрева могут существовать довольно долго, что подтверждается данными рентгеноструктурного анализа. Они могут привести к уменьшению обменного взаимодействия между ионами железа, и как следствие, к уменьшению намагниченности. При увеличении дозы облучения этот механизм нивелируется как за счет сильного нагрева, так и значительного дефектообразования. Величина коэрцитивной силы в процессе облучения гамма-квантами (рис. 4) имеет немонотонную зависимость. Поскольку в большей степени ее характер определяется величиной магнитной анизотропии можно предположить, что изменение коэрцитивной силы при облучении является следствием ее модификации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Облучение гамма-квантами и электронами оказывают значительное и разное влияние на структурные и магнитные свойства ферритов $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. При облучении сходящимся на образец γ -пучком достигается наибольшая плотность γ -облучения, в результате кристаллическая решетка повреждается и нагревается, что достаточно для структурно-фазовых переходов. Анализ рентгеноструктурных изменений гексаферрита бария показывает, что γ -облучение дозой $2.1 \cdot 10^7$ Р вызывало увеличение основной структурной фазы $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ за счет уменьшения

количества фазы $\text{Ba}_2\text{Fe}_{30}\text{O}_{46}$. При этом объемное содержание фаз Fe_2O_3 и $\text{Fe}_{2.957}\text{O}_4$ практически не изменилось. Исследования магнитных свойств Ва-гексаферрита при 300 К показали, что до облучения их намагниченность составляла 52.5 эме/г, а после γ -облучения образца дозой $2.1 \cdot 10^7$ Р намагниченность насыщения уменьшилась до ≈ 40.2 эме/г. При дальнейшем увеличении дозы намагниченность монотонно возрастает, но не достигает своего первоначального значения. При малых дозах облучения электронами, намагниченность насыщения увеличивается, а при дальнейшем росте дозы облучения уменьшается до 47.3 эме/г.

Е. Д. Шипкова является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (грант № 24-2-2-15-1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю., Луговской А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1235; Lokk E.H., Gerus S.V., Annenkov A.Yu., Lugovskoi A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1023.
2. Ahmad S.I. // J. Magn. Magn. Mater. 2022. V. 562. Art. No. 169840.
3. Shlyk L., Vinnik D.A., Zhrebtsov D.A. et al. // Solid State Sci. 2015. V. 50. P. 23.
4. Гомин Л., Захаров П.Н., Королев А.Ф. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 10. С. 1473; Guoming Lu., Zakharov P.N., Korolev A.F. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 10. P. 1502.
5. Song Y.Y., Ordóñez-Romero C.L., Wu M. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. Art. No. 142506.
6. Vinnik D.A., Chernukha A.S., Gudkova S.A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2018. V. 459. P. 131.
7. Bhatia N., Kumari A., Sharma K., Sharma R. // In: Engineered Ferrites and Their Applications. Singapore: Springer, 2023. P. 199.
8. Kwiatkowski A.L., Shvets P.V., Timchenko I.S. et al. // Nanomaterials. 2024. V. 14. No. 6. P. 541.
9. Harris V.G. // IEEE Trans. Magn. 2011. V. 48. No. 3. P. 1075.
10. Li Y., Xia A., Jin C. // J. Mater. Sci. Mater. Electron. 2016. V. 27. P. 10864.
11. Gudkova S.A., Vinnik D.A., Zhivulin V.E. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 470. P. 101.
12. Зеленев Ф.В., Тарасенко Т.Н., Ковалев О.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 373; Zelenov F.V., Tarasenko T.N., Kovalev O.E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 322.
13. Vinnik D.A., Sherstyuk D.P., Zhivulin V.E. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2024. V. 605. Art. No. 172344.
14. Auwal I.A., Baykal A., Guner S., Sözeri H. // Ceram. Int. 2017. V. 43. No. 1. P. 1303.
15. Godara S.K., Kaur V., Chuchra K. et al. // Results Phys. 2021. V. 22. Art. No. 103892.
16. Shafie M.S.E., Hashim M., Ismail I. et al. // J. Mater. Sci. Mater. Electron. 2014. V. 25. P. 3787.
17. Грибов И.В., Данилов С.Е., Дубинин С.С. и др. // Междунар. журн. прикл. и фундам. иссл. 2017. № 12-2. С. 242.
18. Krashenninnikov A.V., Nordlund K. // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. No. 7. Art. No. 071301.

19. Chiriac H., Rusu F. // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 196–197. P. 156.
20. Омеляновская Н.М. // Атомн. энергия. 1959. Т. 7. № 1. С. 66.
21. Lokhande R.M., Vinayak V., Mukhamale S.V., Khirade P.P. // RSC Advances. 2021. V. 11. No. 14. P. 7925.
22. Грановский А.Б., Навалихин Л.В., Роде В.Е. и др. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 8. С. 2479.
23. Борог В.В., Дмитриева А.Н., Мишутина Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 2. С. 302; Borog V.V., Dmitrieva A.N., Mishutina Y.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 2. P. 260.
24. Зверев А.С., Стародубцев С.А., Григорьев В.Г., Голлобов П.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 2. С. 311; Zverev A.S., Starodubtsev S.A., Grigoryev V.G., Gololobov P.Y. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 2. P. 268.

Radiation changes of structure and magnetic properties of barium hexaferrite

**E. D. Shipkova^{a,*}, N. S. Perov^a, R. A. Makaryin^a, A. Yu. Punda^b, V. E. Zhivulin^b,
D. A. Vinnik^{b,c,d}, M. K. Salakhitdinova^e, E. M. Ibragimova^g, A. B. Granovsky^{a,e,g}**

^aLomonosov Moscow State University, Moscow, 119333, Russia

^bSouth Ural State University (National Research University), Chelyabinsk, 454080, Russia

^cMoscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, 117303, Russia

^dSaint Petersburg State University, Saint Petersburg, 119034, Russia

^eInstitute of Engineering Physics, Sharof Rashidov Samarkand State University,
Samarkand, 140104, Uzbekistan

^fInstitute of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan,
Tashkent, 100214, Uzbekistan

^gInstitute of Theoretical and Applied Electrodynamics of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, 125412, Russia

*e-mail: Shipkova_liza@mail.ru

The effect of gamma irradiation and electron irradiation on the crystal structure and magnetic properties of barium hexaferrite BaFe₁₂O₁₉ (solid-phase synthesis) was studied. Irradiations caused changes in the ratio of crystalline phases and crystallite sizes, which resulted in changes in the main parameters of the hysteresis loop: coercive force, residual magnetization, saturation magnetization. These changes were non-monotonic depending on the dose, especially immediately after irradiation. In particular, the saturation magnetization measured at 300 K after γ -irradiation of the sample with a dose of $2.1 \cdot 10^7$ P decreased from the initial value of 52.5 to ~ 40.2 emu/g.

Keywords: barium hexaferrite, gamma irradiation, electron irradiation, crystal structure, magnetic properties.

УДК 537.9

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КОМПОЗИТЕ СО СМЕСЬЮ НАНОЧАСТИЦ γ -Fe₂O₃ И CoFe₂O₄

© 2025 г. В. Г. Колесникова*, В. Д. Сальников,
А. С. Омелянчик, В. В. Родионова

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта», Калининград, Россия

*E-mail: VGKolesnikova1@kantiana.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Представлены результаты исследования магнитных взаимодействий в перспективных для биомедицинских приложений композитах на основе пьезоактивной матрицы PVDF, наполненной различными комбинациями частиц: магнитотвердые наночастицы CoFe₂O₄; смесь магнитотвердых CoFe₂O₄ и магнитомягких γ -Fe₂O₃ наночастиц; смесь частиц CoFe₂O₄ и BaTiO₃. Анализ проводился с помощью методов IRM-DCD и FORC. Определено, что наличие магнитомягкой фазы в композите приводит к увеличению полей магнитных взаимодействий с $\Delta h_u \approx 1300$ Э (для композитов с частицами CoFe₂O₄) до $\Delta h_u \approx 1500$ Э (для композитов со смесью магнитотвердых и магнитомягких наночастиц), и к образованию двух основных магнитных фаз в композите.

Ключевые слова: магнитные взаимодействия, магнитоэлектрические композиты, FORC-анализ

DOI: 10.31857/S0367676525040151, **EDN:** GTRFHC

ВВЕДЕНИЕ

Растущее число заболеваний опорно-двигательного аппарата требует поиска новых эффективных методов восстановления костной ткани [1]. Тканевая инженерия и регенеративная медицина предлагают стратегии восстановления костной ткани с использованием скаффолдов (клеточных каркасов), стимулирующих дифференцировку стволовых клеток в остеогенном направлении [2]. Для воспроизведения свойственных живому организму условий дифференцировки стволовых клеток *in vitro/in vivo* на скаффолдах, необходимо учитывать мезоструктурные особенности костей (жесткость, пористость, внутреннюю микроструктуру), а также обеспечивать воздействие на клетки комбинации различных физических стимулов, таких как магнитный, электрический и механический, поскольку они играют важную роль в регуляции активности стволовых клеток [3]. Среди разнообразия материалов, потенциальных для использования в качестве скаффолдов для инженерии костной ткани, обеспечить такой набор свойств могут полимерные композиты, обладающие магнитоэлектрическим (МЭ) эффектом. Прямой МЭ эффект – переход энергии от ферромагнитной фазы к сегнетоэлектрической: приложение внешнего

магнитного поля приводит к изменению размеров магнитострикционной компоненты, что за счет механической связи фаз приводит к деформации пьезоэлектрической компоненты, которая, в свою очередь, изменяет электрическую поляризацию (смена знака или величины поляризации) [4]. Разработке таких мультиферроидных материалов, с контролируемым магнитоэлектрическим откликом, в последние годы уделяется большое внимание [5, 6]. Изменять свойства магнитоэлектрических композитов на микро- и наноуровне возможно путем изменения механической связи магнитной и пьезоэлектрической фаз [7]. Поэтому, важную роль при создании композита с заданными свойствами играет выбор типа матрицы, который обусловлен рядом дополнительных требований к ней: легкость, миниатюрность, простота в обработке, гибкость и износостойкость, бионейтральность [8]. Классические керамические материалы, используемые при создании МЭ композитов, не обладают данными свойствами, поэтому для биомедицинских приложений пьезоэлектрическая керамика заменяется на пьезоэлектрические гибкие полимеры, такие как поливинилиденфторид (ПВДФ – англ. «PVDF») или поли(винилиденфторидтрифторэтилен) (ПВДФ-ТрФЭ – англ. «PVDF-TrFE»), а также

другие сополимеры и полимерные смеси на основе PVDF [9], которые не только обладают перечисленными выше свойствами, а также коммерчески являются доступным и экологически чистым материалами [10].

Для получения оптимальных магнитоэлектрических свойств могут быть выбраны различные варианты наполнителей в качестве магнитной и электрической фаз, например, частицы, провода, анизотропные ламельные структуры [7]. Выбор типа магнитного наполнителя обусловлен величиной его магнитострикции и магнитными свойствами (намагниченность, восприимчивость, коэрцитивность) [11]. Для композитов с нано- и микрочастицами, помимо основного механизма возникновения магнитоэлектрического эффекта за счет магнитострикционных свойств ферромагнетика, появляется вклад, связанный с тенденцией частиц, их агрегатов и ансамблей к смещению и повороту в пьезоактивной матрице под действием внешнего магнитного поля [12]. Комбинация двух механизмов позволяет достичь наиболее сильного механического воздействия на матрицу, которое приводит к увеличению пьезоэффекта и, соответственно, к увеличению магнитоэлектрического эффекта [13]. Тенденция частиц к повороту и смещению может быть усилена за счет магнитных (например, диполь-дипольного) взаимодействий, определяемых, в том числе, расстоянием между частицами, их агрегатами и ансамблями [14]. Изменять конфигурацию частицами и их агрегатов в полимере можно на этапе изготовления композита. Как следствие, магнитоэлектрический эффект полученного композита будет напрямую зависеть от магнитных взаимодействий, заложенных во время его изготовления [15].

Таким образом, исследование взаимодействий ферромагнитных наночастиц и их агрегатов в пьезоэлектрической матрице важно для оптимизации коэффициента магнитоэлектрической связи — ключевого параметра магнитоэлектрических клеточных каркасов для тканевой инженерии. Цель данной работы — с помощью IRM-DCD (Isothermal Remanent Magnetization, Direct Current Demagnetization) зависимостей и FORC (First Order Reversal Curve) диаграмм проанализировать магнитные взаимодействия в композитах на основе пьезоактивной матрицы PVDF и магнитотвердых наночастиц CoFe_2O_4 , и установить влияние внесения дополнительных наполнителей — магнитомягких наночастиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и микрочастиц BaTiO_3 — на них.

ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для изготовления композитов в качестве полимерной матрицы использовался полимер поливинилиденфторид (PVDF). Для приготовления раствора гранулы PVDF растворялись в диметилформамиде (DMF) в весовом соотношении 1:4

при температуре 40 °C с последующим перемешиванием до полного растворения полимерных гранул. Время растворения составляло 45 минут. Наночастицы CoFe_2O_4 и $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, которые были использованы в качестве ферромагнитного наполнителя для композита, синтезированы методами золь-гель самосогорание и соосаждение. Наночастицы смешивали со второй частью растворителя и диспергировали в предварительно приготовленных растворах полимера-прекурсора в ультразвуковой ванне в течение 2 ч. Пьезоэлектрические частицы BaTiO_3 (ВТО) добавляли в раствор на том же этапе, что и ферромагнитные частицы. Раствор частиц и прекурсора полимера наносили на чистую стеклянную подложку с помощью лезвия для нанесения покрытия, при этом расстояние от подложки до лезвия было фиксировано (метод изготовления — метод ракельного ножа или doctor Blade [4, 5]). Растворитель испаряли путем нагрева композитов в печи при 75 °C в течение 15 мин.

В качестве магнитомягкой фазы ферромагнитного наполнителя выступали наночастицы маггемита ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) с объемным и линейным размерами кристаллитов 7 нм и 9.6 нм, соответственно, определенными с помощью рентгеновского дифрактометра и просвечивающего электронного микроскопа [16]. В качестве магнитотвердой фазы выступали наночастицы феррита кобальта (CoFe_2O_4) размером 23 нм [17]. Пьезоэлектрические частицы титаната бария (BaTiO_3) размером 2 мкм были получены методом твердотельного помола, в композите они используются для увеличения числа центров образования пьезоэлектрической фазы полимера; при этом, частицы ВТО могут оказывать незначительное влияние на межчастичное взаимодействие [18].

Для исследования магнитных взаимодействий в композите был проведен сравнительный анализ магнитных характеристик образцов с тремя видами наполнителя: CFO, смесь CFO-ВТО и смесь CFO-FO (петли гистерезиса образцов представлены на рис. 1). Полевые зависимости остаточной намагниченности были получены, следуя двум протоколам измерений:

- Isothermal Remanent Magnetization (IRM) — измерение остаточной намагниченности образца после приложения и снятия магнитного поля, напряженность которого с каждым шагом измерения увеличивается в диапазоне $H_R = 0\text{--}1.1$ Тл (H_R — return field, возвращающее поле).
- Direct Current Demagnetization (DCD) — измерение остаточной намагниченности образца после процедуры изменения и снятия магнитного поля, в котором он находится: (1) приложение магнитного поля насыщения ($H_S = -1.1$ Тл); (2) приложение обратного магнитного поля, напряженность которого

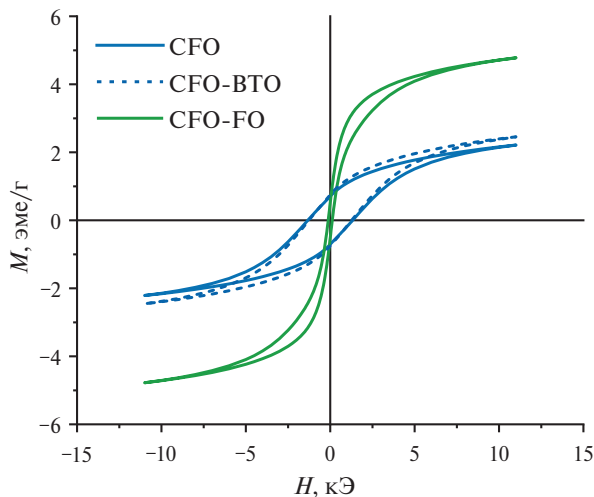


Рис. 1. Полевая зависимость намагниченности, измеренная при комнатной температуре, композитов на основе PVDF с наночастицами CFO (синий цвет, сплошная линия), CFO-BTO (синий цвет, пунктирная линия) и CFO-FO (зеленый цвет).

го увеличивается в диапазоне $H_R = 0-1.1$] Тл с каждым шагом измерения; (3) снятие поля.

Распределение полей переключения (SFD – switching field distribution) – первая производная зависимостей $M_{DCD}(H_R)$ – представлено на графиках на рис. 2 для всех исследуемых композитов. Для нанокompозитов с частицами CFO зависимость SFD имеет максимум в поле 2.2 кЭ, а для нанокompозитов со смесью частиц CFO-FO максимум SFD, соответствующий полю переключения намагниченности наночастиц кобальтового феррита, смещается в область более низких полей и находится в поле 2.0 кЭ. Такой эффект может быть вызван межчастичным дипольным взаимодействием магнитомягких и магнитотвердых частиц. При этом, на SFD-распределении наблюдается резкое возрастание восприимчивости при приближении к нулевому полю, что может быть вызвано подмагничивающим воздействием магнитомягкой фазы оксида железа, которое не изменяет остаточную намагниченность в следствии суперпарамагнитных релаксаций и, соответственно, не вносит изменения на SFD-распределение. В малых полях суперпарамагнитные наночастицы оксида железа намагничиваются и, создавая дополнительное поле, вызывают переключение намагниченности некоторых наночастиц кобальтового феррита. Добавление диамагнитных микрочастиц BTO не оказывает существенного влияния на распределение полей переключения по сравнению с образцом композита, содержащего только частицы CFO (рис. 2б).

Анализ типа взаимодействия наночастиц может быть также проведен по графику Келли: $\delta m(H) = M_{DCD} - (1 - 2 \cdot M_{IRM})$, где $\delta m(H)$ – параметр, отвечающий за интегральные магнитные характеристики системы, включая данные

о межчастичных взаимодействиях. В соответствии с моделью Стонера–Вольфарта, смещение δm -зависимостей в область отрицательных значений свидетельствует о преобладании диполь-дипольных межчастичных взаимодействий в каждой из рассматриваемых композитах, что согласуется с наблюдениями, сделанными ранее. На рис. 2г видно, что добавление суперпарамагнитных наночастиц FO в композит с кобальтовым ферритом CFO приводит к увеличению значения δm по модулю в области локального минимума (область, которая соответствует перемагничиванию наночастиц CFO) примерно в два раза. При добавлении диамагнитных микрочастиц BTO происходит увеличение значения величины δm по модулю в области локального минимума, что может указывать на усиление магнитных взаимодействий между частицами CFO в композите. Однако изменение модуля δm чувствительно не только к межчастичным взаимодействиям, но и к конфигурации агломератов частиц, влияние которой не может быть учтено корректно при проведении анализа в рамках данной работы. Протокол анализа графика Келли отличается быстрой скоростью измерения и построения, легкостью интерпретации данных для простых систем наночастиц, однако, для рассматриваемой многофазной системы он оказался неприменим из-за невозможности разрешить вклады в общую энергию системы от различных факторов.

Для более подробного исследования магнитных взаимодействий был использован метод FORC-анализа (FORC: First Order Reversal Curve – обратная кривая первого рода), основанный на исследовании большого числа частных кривых намагничивания (FORC-кривых) образцов. Сравнивая ход частных кривых намагничивания между собой, можно судить о типе взаимодействия; по SFD- и FORC-диаграммам проводится качественное и количественное исследование взаимодействий магнитных фаз в системе. Протокол проведения измерений FORC-кривых: (1) образец намагничивается путем приложения магнитного поля насыщения; (2) внешнее магнитное поле уменьшается до значения H_R (return field – поле возвращения); (3) измеряется полевая зависимость величины магнитного момента образца при увеличении внешнего магнитного поля, H_A (applied field), до насыщения. Полученная полевая зависимость магнитного момента образца от поля возвращения (H_R) до поля насыщения называется FORC – кривая. Для проведения корректного анализа процессов взаимодействия в магнитных системах необходимо измерить как минимум сто FORC-кривых. Далее, для проведения FORC-анализа, необходимо провести математическую обработку полученных данных. Для этого сначала строится набор SFD-кривых

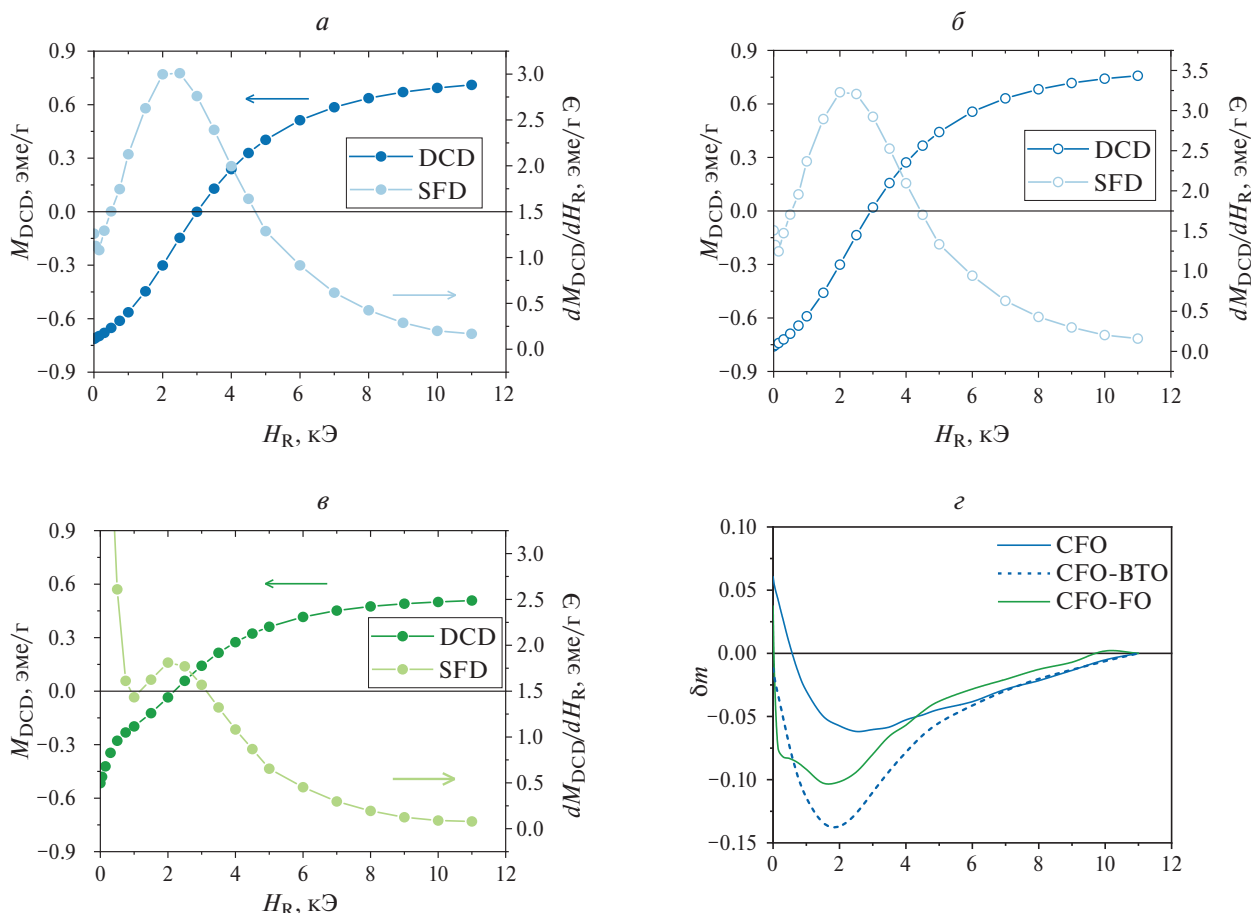


Рис. 2. Полевая зависимость остаточной намагниченности M_{DCD} и распределение полей переключения (SFD) нанокомпозитов с наполнителями из частиц CFO (а), CFO-BTO (б), CFO-FO (в). Полевая зависимость интенсивности взаимодействия частиц (δm) для всех образцов (г).

(SFD – распределение полей переключений) для всех измеренных FORC-кривых на одном графике (SFD-график). SFD-кривая – это первая производная по полю, определяющаяся как

$$SFD = \left(\frac{\partial m}{\partial H_A} \right)_{H_r}. \quad (1)$$

С увеличением величины возвращающего поля на графике может появиться смещение SFD-кривых относительно SFD-кривой, полученной в полях насыщения (то есть относительно начальной кривой, для измерения которой прикладываемое возвращающее поле равно по модулю и противоположно по направлению полю насыщения). По его величине и направлению проводится анализ изменения полей переключения для каждой магнитной фазы в системе. Оценка магнитных взаимодействий фаз системы проводится по FORC-диаграмме, которая строится по FORC-распределению:

$$\rho = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 M}{\partial H_A \partial H_R} \right). \quad (2)$$

H_c и H_u , – ключевые параметры для анализа магнитных взаимодействий многофазных си-

стем – поле коэрцитивности и поле взаимодействия магнитных фаз, определяются следующим образом:

$$H_c = \frac{H_A - H_R}{2}; \quad H_u = \frac{H_A + H_R}{2}. \quad (3)$$

H_c и H_u – диагональные оси на FORC-диаграмме. Диапазон величин полей взаимодействий в композите (ΔH_u) определяется по FORC-диаграмме как ширина пика функции распределения $\rho(H_A, H_R)$ вдоль оси взаимодействий, H_u (рис. 3а).

На рис. 3а представлены полученные FORC-кривые, SFD-график и FORC-диаграмма для композита, содержащего только магнитные наночастицы CFO. Отчетливо прослеживается наличие двух магнитных фаз как на SFD-графике (два пика), так и на FORC-диаграмме (области 1 и 2 на рис. 3а). Их возникновение в композите с магнитотвердыми частицами связано с агрегированием частиц и их распределением в матрице: область 2 на рис. 3а характеризует магнитную фазу, связанную с взаимодействием частиц внутри агломератов, а область 1 на рис. 3а характеризует магнитную фазу, связанную с взаимодействием между агломератами [18]. Для композита с

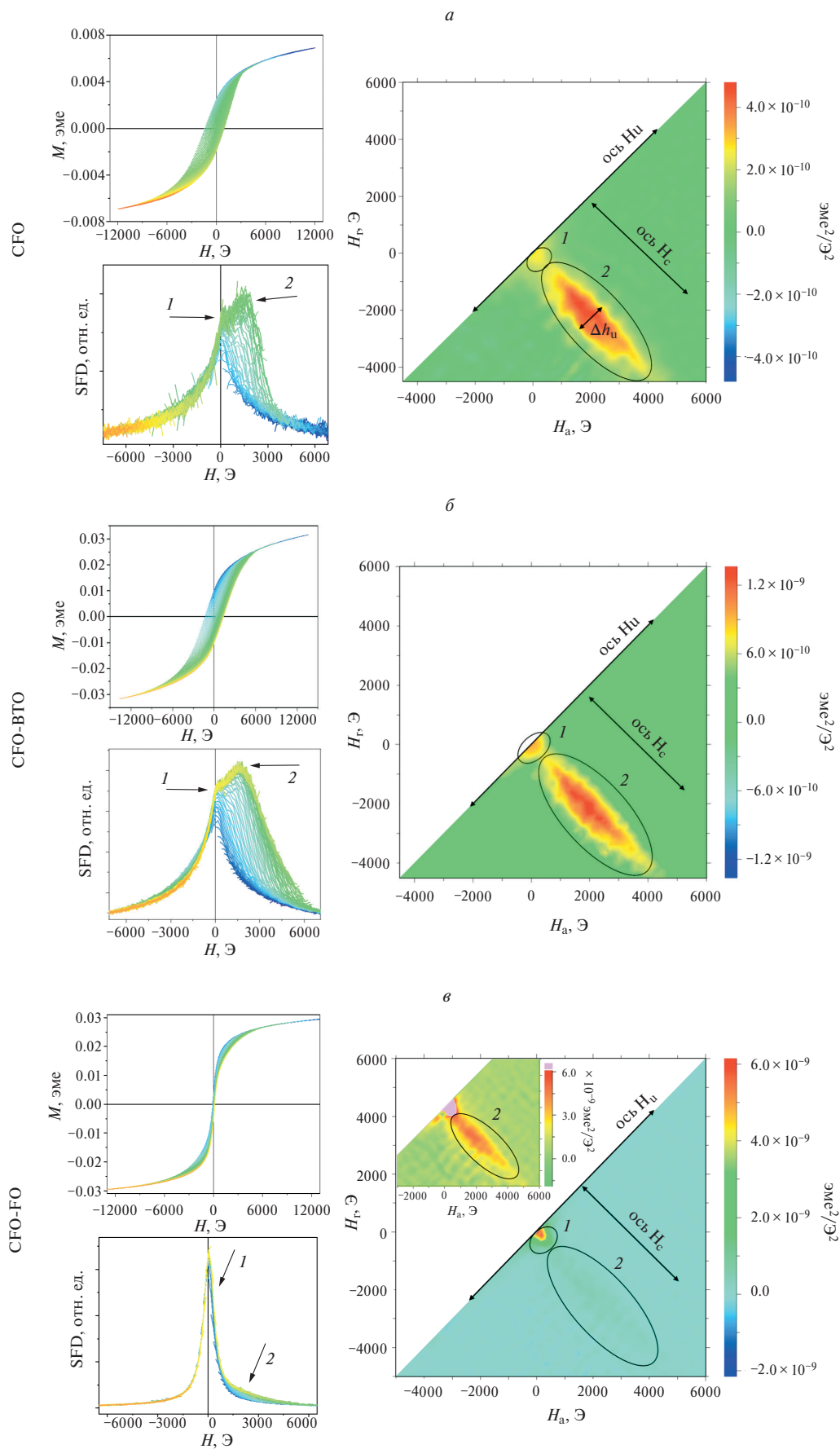


Рис. 3. FORC-кривые и SFD-график (слева); FORC-диаграммы (справа) для композитов с частицами CFO (а), CFO-BTO (б), CFO-FO (в). На вставке FORC-диаграммы для композита CFO-FO показана увеличенная область 2 с усиленным цветовым контрастом для лучшей визуализации отклика магнитотвердой фазы.

частицами CFO на SFD-графиках первый пик (область 1) выделяется достаточно слабо относительно второго пика, а на FORC-распределении область 1 имеет менее интенсивную яркость, чем область 2. Это свидетельствует о слабом диполь-дипольном взаимодействии между агломератами в полимере, что может быть связано с большим расстоянием между ними. При этом, взаимодействие частиц внутри агломератов (область 2 на рис. 3а) характеризуется более широкой областью полей переключения (удлинение вдоль оси H_c на диаграмме), что свидетельствует о наличии сильного диполь-дипольного взаимодействия внутри агрегатов, согласно работе [19]. Величины полей взаимодействия магнитотвердых частиц CFO в композите определяются по диаграмме как ширина области 2 вдоль оси взаимодействий, $\Delta H_u \approx 1300$ Э. На рис. 3б представлены данные анализа композита с дополнительным наполнителем — сегнетоэлектрическими частицами ВТО. FORC-распределение для такого композита показывает, что добавление частиц ВТО в нанокompозиты не приводит к значительным изменениям их макроскопических магнитных свойств: на FORC-диаграмме также наблюдается две области, SFD-графики характеризуются двумя схожими с рис. 3а пиками. Величины полей взаимодействия магнитотвердых частиц CFO в присутствии ВТО увеличивается, $\Delta H_u \approx 1400$ Э. Для композитов, изготовленных на основе смеси магнитомягких и магнитотвердых наночастиц (рис. 3в) FORC-диаграмма имеет отличный от диаграмм на рис. 3а и 3б вид. Явно выражено наличие магнитомягкой фазы с максимумом перемагничивания в околонулевом внешнем магнитном поле (области 1 на SFD-графике и FORC-диаграмме). Усиление яркости околонулевого пика и его уширение как по оси взаимодействия, так и по оси коэрцитивности (рис. 3в относительно 3а и 3б), свидетельствуют о сильном диполь-дипольном взаимодействии магнитомягких частиц внутри кластеров. Кроме того, относительное усиление яркости области 1 по сравнению с областью 2 на FORC-диаграмме, а также заостренность пика 1 в около-нулевых полях на SFD-графике, свидетельствуют о том, что часть кластеров магнитотвердых частиц в присутствии кластеров магнитомягких частиц перемагничивается в меньших полях (заключенных в области 1): при перемагничивании частицы FO создают положительное поле подмагничивания для CFO-частиц [20]; оставшаяся часть магнитотвердой фазы перемагничивается в той же области полей, в которых происходило перемагничивание CFO наполнителя в композитах с CFO и смесью частиц CFO-ВТО (область 2). Величины полей взаимодействия магнитных частиц в магнитотвердой фазе увеличивается, $\Delta H_u \approx 1500$ Э (на вставке FORC-диаграммы на рис. 3в показана увеличенная область 2 с

усиленным цветовым контрастом для лучшей визуализации отклика магнитотвердой фазы).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами изучены магнитные взаимодействия в композитах PVDF с различными наполнителями: магнитотвердые CoFe_2O_4 частицы; смесь магнитотвердых CoFe_2O_4 частиц и диамгнитных пьезоэлектрических частиц BaTiO_3 ; смесь магнитомягких $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и магнитотвердых CoFe_2O_4 частиц. По результатам исследования магнитных свойств с помощью IRM-DCD зависимостей и методом FORC-анализа, определено, что добавление смеси магнитомягких наночастиц в полимерный композит с частицами CoFe_2O_4 приводит к увеличению полей магнитных взаимодействий наночастиц магнитотвердой фазы с $\Delta H_u \approx 1300$ до ≈ 1500 Э. Установлено, что в каждом композите образуется две магнитные фазы, связанное с двумя типами взаимодействий — между магнитными наночастицами и между агломератами наночастиц.

Полученные результаты важны для понимания влияния свойств магнитного наполнителя и магнитных взаимодействий на функциональные свойства магнитоэлектрического композита, который находит свое применение в биомедицинских приложениях в качестве клеточного каркаса, способствующего ускоренному росту и изменению клеток.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-30032).

Авторы выражают благодарность Воронцову С.А. за изготовление композитов, исследуемых в данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Roseti L., Parisi V., Petretta M. et al. / Mater. Sci. Eng. C. 2017. V. 78. P. 1246.
2. Ye G., Bao F., Zhang X. et al. // Nanomedicine. 2020. V. 15. No. 20. P. 1995.
3. Kopyl S., Surmenev R., Surmeneva M. et al. // Mater. Today Bio. 2021. V. 12. Art. No. 100149.
4. Martins P., Lancers-Méndez S. // Adv. Funct. Mater. 2013. V. 23. No. 27. P. 3371.
5. Амиров А.А., Каминский А.С., Архипова Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 6. С. 813; Amirov A.A., Kaminskiy A.S., Arkhipova E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 6. P. 715.
6. Pereira L.N., Pastoril J.C.A., Dias J.S. et al. // Electron. 2024. V. 13. No. 12. P. 1.
7. Palneedi H., Annapureddy V., Priya S., Ryu S. // Actuators. 2016. V. 5. No. 1. P. 9.
8. Ortega N., Kumar A., Scott J.F., Katiyar R.S. // J. Phys. Cond. Matter. 2015. V. 27. No. 50. Art. No. 504002.
9. Martins P., Kolen'ko Yu.V., Rivas J., Lancers-Mendez S. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2015. V. 7. No. 27. P. 15017.
10. Ferson N.D., Uhl A.M., Andrew J.S. // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2021. V. 68. No. 2. P. 229.

11. Lawes G., Srinivasan G. // J. Phys. D. Appl. Phys. 2011. V. 44. No. 24. Art. No. 243001.
12. Столбов О.В., Райхер Ю.Л. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 4. С. 677; Stolbov O.V., Raikher Y.L. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 4. P. 586.
13. Stolbov O.V., Raikher Y.L. // Nanomaterials. 2024. V. 14. No. 1. P. 1.
14. Зубарев А.Ю., Исакова Л.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 88. № 4. С. 653; Zubarev A.Y., Isakova L.Y. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 4. P. 563.
15. Russkikh G.S. // Procedia Eng. 2016. V. 152. P. 620.
16. Магомедов К.Э., Омелянчик А.С., Воронцов С.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 6. С. 819; Magomedov K.E., Omelyanchik A.S., Vorontsov S.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 6. P. 720.
17. Antipova V., Omelyanchik A., Sobolev K. et al. // Polymer. 2024. V. 290. Art. No. 126567.
18. Omelyanchik A., Antipova V., Gritsenko C. et al. // Nanomaterials. 2021. V. 11. No. 5. P. 1.
19. Pike C.R., Roberts A.P., Verosub K.L. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. No. 9. P. 6660.
20. Vaganov M., Linke J., Odenbach S., Raikher Yu.L. // J. Magn. Magn. Mater. 2017. V. 431. P. 130.

Study of magnetic interactions in a composite with a mixture of γ -Fe₂O₃ and CoFe₂O₄ nanoparticles

V. G. Kolesnikova*, V. D. Salnikov, A. S. Omelyanchik, V. V. Rodionova

Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, 236041 Russia

**e-mail: V GKolesnikova1@kantiana.ru*

We studied magnetic interactions in promising biomedical composites based on a piezoactive PVDF matrix with a mixture of soft magnetic γ -Fe₂O₃ (FO) and hard magnetic CoFe₂O₄ (CFO) nanoparticles by conducting IRM-DCD and FORC analyses. It was determined that the addition of a mixture of soft and hard magnetic nanoparticles to the polymer base of the composite leads to an increase in the magnetic interaction fields ΔH_u from ≈ 1300 to ≈ 1500 Oe and to the formation of two main magnetic phases in the composite.

Keywords: magnetic interactions, magnetoelectric composites, FORC-analysis.

УСИЛЕНИЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В КОМПОЗИТЕ НА ОСНОВЕ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА И СУСПЕНЗИИ КОБАЛЬТОВОГО ФЕРРИТА ЗА СЧЕТ ДИСПЕРСИИ ЧАСТИЦ

© 2025 г. П. А. Воронцов*, В. Д. Сальников, В. В. Савин, В. Г. Колесникова,
П. А. Ершов, В. В. Родионова

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Балтийский
федеральный университет имени Иммануила Канта», Калининград, Россия

*E-mail: pavorontsov@kantiana.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Представлены результаты исследования нанокompозита, изготовленного из поливинилиденфторида и наночастиц феррита кобальта, покрытых олеиновой кислотой. Установлено, что нанокompозит обладает низкой пористостью и высокодисперсным распределением наночастиц в полимерной матрице, за счет чего в нем наблюдается сильный для магнитоэлектрических композитов на основе полимера эффект — $24.5 \text{ мВ}/(\text{см} \cdot \text{Э})$. Это делает исследуемый материал перспективным для применения в биомедицинских приложениях в качестве каркаса для стимуляции клеток.

Ключевые слова: поливинилиденфторид, феррит кобальта, мультиферроик, магнитоэлектрик

DOI: 10.31857/S0367676525040166, **EDN:** GTTYBR

ВВЕДЕНИЕ

Разработка гибких функциональных магнитоэлектрических (МЭ) материалов интересна в силу возможности их использования в биомедицине [1, 2], сенсорике [3, 4], электронике [5] и других областях. Особого внимания заслуживают гибридные мультиферроидные композитные материалы на основе пьезоэлектрической фазы, представленной пьезоэлектрическим полимером, и ферромагнитной фазы в виде нано- и микро- наполнителя. В данной работе в качестве компонентов МЭ композита были выбраны пьезоэлектрический полимер поливинилиденфторид (ПВДФ), обладающий высоким пьезоэлектрическим модулем среди полимеров, и магнитные наночастицы CoFe_2O_4 , имеющие высокую магнитострикцию и намагниченность насыщения. Такие параметры компонент композита необходимы для возникновения в нем усиленного прямого МЭ эффекта, который проявляется в поляризации пьезоэлектрической фазы образца за счет передачи механических напряжений от ферромагнитной фазы, меняющей свои макро-размеры (магнитострикционный эффект) и имеющей тенденцию к повороту и смещению (наночастицы во внешнем поле) под действием внешнего магнитного поля [6]. Также благодаря био-

нейтральности и гибкости, МЭ композит на основе ПВДФ и CoFe_2O_4 может применяться в биомедицинских приложениях в качестве каркасов для стимуляции клеток [7–9].

Улучшение распределения магнитных наночастиц (МНЧ), т. е. повышение дисперсности наполнителя в виде наночастиц в полимерной матрице ПВДФ, является перспективным подходом к повышению МЭ отклика [10]. Среди возможных путей реализации такого подхода является использование покрытия ферромагнитного наполнителя поверхностно активными веществами (ПАВ) — как для создания устойчивых коллоидных растворов, что позволяет создавать композиты с высокодисперсным распределением МНЧ в полимерной матрице, так и для усиления связи между компонентами [10].

Концевые группы олеиновой кислоты (ОК) обладают аффинностью к молекулам ПВДФ, что приводит к лучшей дисперсии наночастиц в полимерной матрице за счет уменьшения агломерации и седиментации частиц [11], т. е. слой ОК на поверхности феррита кобальта взаимодействует с матрицей ПВДФ посредством гидрофобных взаимодействий [10]. Кроме того, ОК в качестве ПАВ может выступать интерфейсом между ферромагнетиком и сегнетоэлектриком. Такие взаимодействия также способствуют улучшению ме-

ханических свойств композита за счет уменьшения агломерации [11, 12].

Таким образом, модификация поверхности наночастиц CoFe_2O_4 олеиновой кислотой может увеличить МЭ коэффициент. Исследование МЭ эффекта в композитах на основе поливинилденфторида с наполнителем в виде наночастиц феррита кобальта, покрытых ОК, представляет собой актуальную задачу для разработки современных материалов с улучшенными мультиферроидными свойствами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для изготовления нанокompозита использовали поливинилденфторид производства Sigma-Aldrich (м.м. 534 000) в виде белого порошка, который растворяли в N,N-Диметилформамиде (ХЧ). Для синтеза и модификации поверхности наночастиц использовали $\text{FeCl}_3 \times 6\text{H}_2\text{O}$ (ЧДА), $\text{CoCl}_2 \times 6\text{H}_2\text{O}$ (ЧДА), HCl (ХЧ), тетрагидрофуран (ТГФ, сухой), NaOH (ЧДА) и олеиновую кислоту.

Синтез наночастиц феррита кобальта с покрытием олеиновой кислотой

Для изготовления наночастиц использовали соли $\text{FeCl}_3 \times 6\text{H}_2\text{O}$ (0.004М) и $\text{CoCl}_2 \times 6\text{H}_2\text{O}$ (0.002М), которые растворяли в 12.5 мл 0.04М соляной кислоты и перемешивали при 80°C. Затем раствор по каплям добавляли к 50 мл гидроксида натрия (1М, 80°C). К полученному осадку добавляли 200 мл воды и доводили pH среды до 7.4. Частицы повторно осаждались постоянным магнитом поле, после чего излишки влаги удалялись в сушильном шкафу при 60°C. После высушивания поверхность частиц модифицировали олеиновой кислотой в присутствии тетрагидрофурана [13, 14].

Создание нанокompозита

Композитные пленки $\text{CoFe}_2\text{O}_4@OK/ПВДФ$ были изготовлены методом ракового ножа [15]. ПВДФ и растворитель диметилформамид брали в соотношении 1:4.8 и оставляли вымешиваться до однородного состояния на 20 ч. В растворенный полимер вносили 1.43 мл суспензии наночастиц CoFe_2O_4 в ТГФ, предварительно диспергированной в ультразвуковой ванне (37 кГц), концентрация МНЧ — 10% масс. Полученную смесь вымешивали до гомогенности, после чего раствор композита равномерно распределяли раковым ножом с заданной толщиной (50 мкм) по аморфной подложке из стекла. Полученный нанокompозит помещали в сушильный шкаф при температуре 65°C на 20 ч.

Структурная характеристика

Рентгеноструктурный анализ проводили на настольном порошковом рентгеновском дифрактометре AXRD PROTO с источником излучения

$\text{Cu-K}\alpha$ ($\lambda = 1.54056 \text{ \AA}$). Средняя область когерентного рассеяния (D_{XRD}) рассчитывалась по формуле Шеррера для самого интенсивного пика:

$$D_{\text{XRD}} = \frac{0.94 \cdot \lambda}{\beta \cdot \cos \theta}, \quad (1)$$

где λ — длина волны рентгеновского излучения, β — полная ширина на полувысоте пика, определенная после подгонки пиков с помощью функции Фойгта, а θ — угол Брэгга.

Постоянная решетки (a) для кубической структуры была рассчитана по формуле:

$$a = d \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}, \quad (2)$$

где d — межплоскостное расстояние, h, k и l — индексы Миллера (hkl).

Рентгеновская дифрактограмма для $\text{CoFe}_2\text{O}_4@OK/ПВДФ$ (рис. 1) состоит из набора рефлексов, которые соответствуют XRD-дифрактограмме матрицы ПВДФ и наполнителя CoFe_2O_4 . Положение рефлексов ПВДФ свидетельствует о наличии нескольких кристаллических фаз в композите, включая α -, β - и γ -фазы [16, 17], что согласуется с литературными данными для нанокompозитов, изготовленных методом ракового ножа [10].

По данным рентгеноструктурного анализа кристаллическая структура полученных МНЧ (рис. 1) соответствует кубической шпинели [18]. Размер частиц, рассчитанный по методу Шеррера, составил около 3 нм. Параметр решетки синтезированных МНЧ феррита кобальта был близок к параметрам решетки объемного феррита кобальта $a = 8.41 \text{ \AA}$ [19]. Стоит отметить, что гало, появляющиеся на рентгенограмме для наночастиц, вызвано как сравнительно высокой долей аморфной составляющей, так и маленьким размером наночастиц.

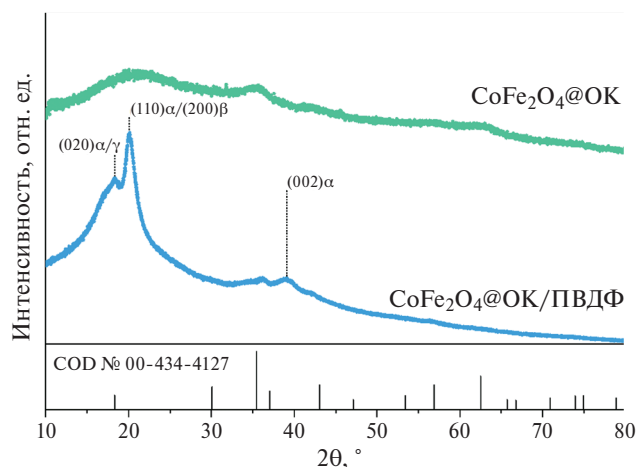


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы для наночастиц CoFe_2O_4 , покрытых олеиновой кислотой и композита $\text{CoFe}_2\text{O}_4@OK/ПВДФ$.

Топология и механические свойства поверхности

Для изучения надмолекулярной структуры нанокомпозита и распределения МНЧ в композитных пленках использовали сканирующий электронный микроскоп (СЭМ, Hitachi TM4000 Plus) в режиме обратного рассеяния электронов.

Изображения на рис. 2, полученные с помощью СЭМ, показывают локальную структуру поверхности композита. Яркие области соответствуют МНЧ, расположенным на поверхности полимера. На рис. 2а продемонстрировано, что МНЧ равномерно распределены по всему объему композита. На рис. 2б красным цветом отмечены поры, размер которых составляет 1.6 ± 0.4 мкм, желтым цветом выделены крупные агломераты МНЧ $\text{CoFe}_2\text{O}_4@OK$ (3.5 ± 0.7 мкм), которые, в свою очередь, состоят из более мелких агломератов — 0.6 ± 0.1 мкм (голубой цвет). За счет покрытия МНЧ олеиновой кислотой, синтезированный нанокомпозит обладает лучшим распределением МНЧ в полимерной матрице и меньшим размером агломератов CoFe_2O_4 , в сравнении с другими работами [20, 21]. Для нанокомпозита, изготовленного методом ракульного ножа, характерно наличие пор, однако в изготовленном материале наблюдаются поры меньшего размера и в меньшем количестве по сравнению с аналогами [15, 22].

Исследования топологии поверхности проводились с помощью атомно-силового микроскопа (Ntegra, NT—MDT) в полуконтактном режиме на области 50×50 мкм² (1024×1024) с использованием кантилевера NS15 (NT—MDT). На рис. 3 представлен АФМ изображение поверхности изготовленного нанокомпозита. По этому изображению был определен ряд параметров: доля площади пор поверхностного слоя — 4.5%; средний размер сферолитов — 5.0 ± 0.6 мкм; размер крупных агломератов частиц — не более 3.0 мкм, со средним

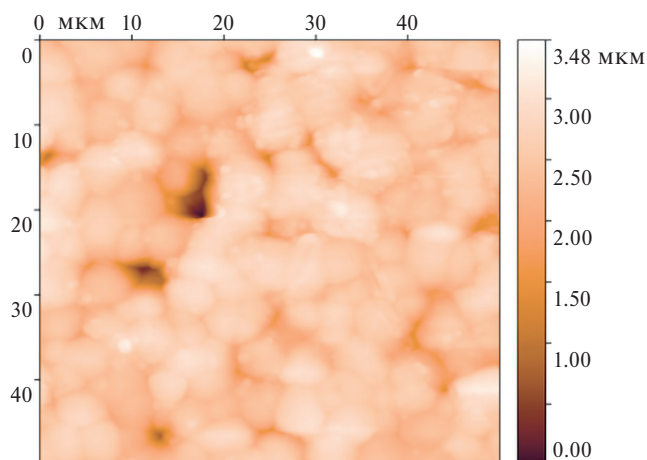


Рис. 3. Топология поверхности нанокомпозита $\text{CoFe}_2\text{O}_4@OK/ПВДФ$, полученная с помощью АСМ.

значением 2.4 ± 0.7 мкм. Таким образом, данные, полученные с помощью атомно-силового микроскопа согласуются с данными, полученными с помощью сканирующего электронного микроскопа, и подтверждают тот факт, что модификация поверхности МНЧ олеиновой кислотой приводит к лучшей диспергации частиц и их гомогенному распределению в полимерной матрице, чем в работах [10, 21].

Магнитные свойства

Магнитные измерения проводились с помощью вибрационного магнитометра (VSM, Lakeshore 7400 System) в диапазоне полей до 10 кЭ при комнатной температуре (≈ 295 К). Измерения пленок размером 10×10 мм² проводились при приложении внешнего магнитного поля в плоскости образца.

На рис. 4 показаны петли гистерезиса для наночастиц $\text{CoFe}_2\text{O}_4@OK$ (зеленая линия) и поли-

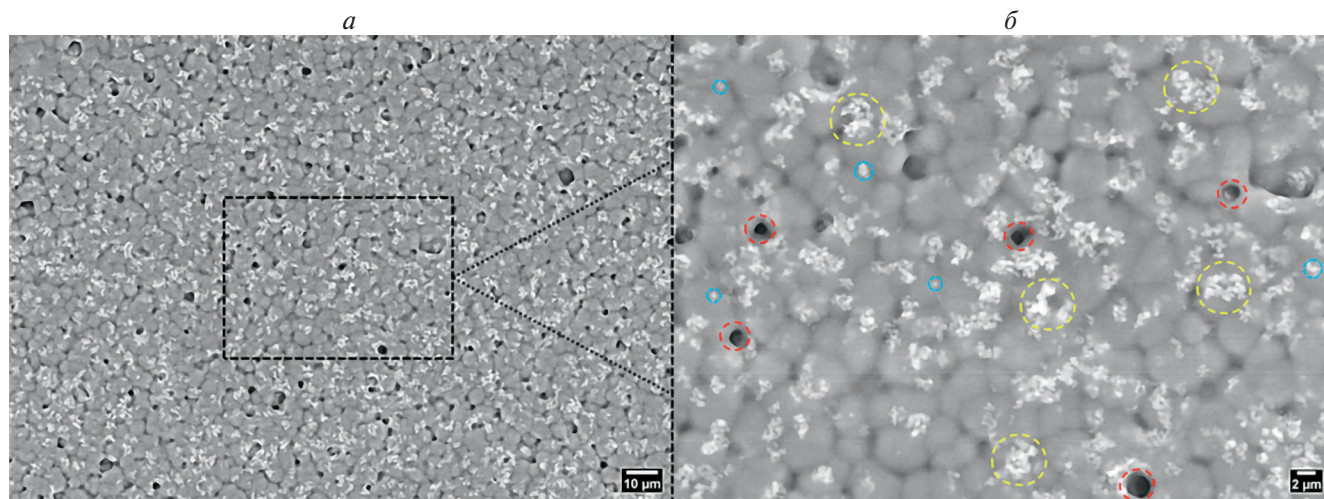


Рис. 2. СЭМ изображения композита $\text{CoFe}_2\text{O}_4@OK/ПВДФ$: общий план (а); увеличенная область (б): поры (красный цвет), крупные агломераты (желтый цвет), малые агломераты (голубой цвет).

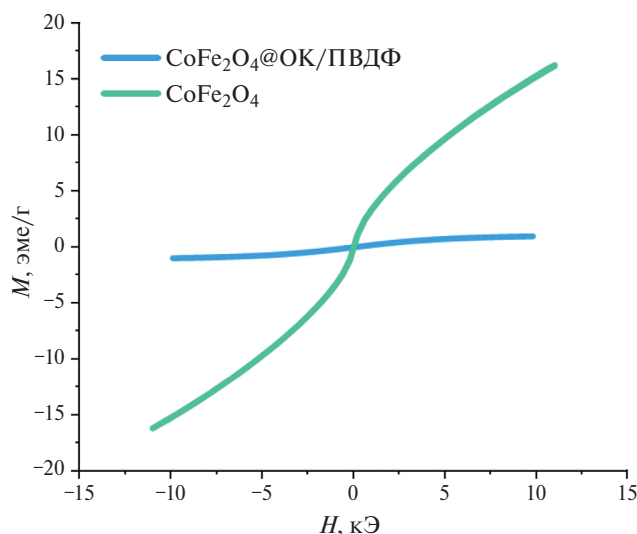


Рис. 4. Зависимость намагниченности от приложенного внешнего магнитного поля для наночастиц (зеленый цвет) и композитов с наночастицами (голубой цвет).

мерного композита $\text{CoFe}_2\text{O}_4@ОК/ПВДФ$ (голубая линия). Как и для наночастиц, так и для композитов характерно суперпарамагнитное поведение исследуемых систем. По петлям гистерезиса оценены коэрцитивные силы образцов: $H_c = 10$ Э для $\text{CoFe}_2\text{O}_4@ОК$, $H_c = 60$ Э для композита. Увеличение коэрцитивной силы связано с тем, что наличие покрытия у частиц способствует лучшему распределению их в матрице и образованию меньших по размеру агломератов, что приводит к увеличению диполь-дипольного взаимодействия между частицами внутри агломератов.

Магнитоэлектрические измерения

Продольный магнитоэлектрический эффект композита $\text{CoFe}_2\text{O}_4@ОК/ПВДФ$, при котором направление внешнего магнитного поля совпадает с направлением поляризации образца, оценивался с помощью динамического метода [23, 24].

Образец размером 10×10 мм² помещался в переменное магнитное поле H_{AC} , создаваемое катушками Гельмгольца с амплитудой 1.5 Э и частотой 770 Гц, и постоянное магнитное поле H_{DC} , изменяющееся в диапазоне от 0 до 10 кЭ. Напряжение V_{out} , генерируемое на поверхности образца, детектировалось с помощью усилителя lock-in SR 830 (Stanford Research Systems). МЭ коэффициент был рассчитан по формуле:

$$\alpha_{MЭ} = \frac{V_{out}}{t \cdot H_{AC}}, \quad (3)$$

где t — толщина образца.

Полевая зависимость продольного магнитоэлектрического коэффициента, $\alpha_{MЭ}$, от

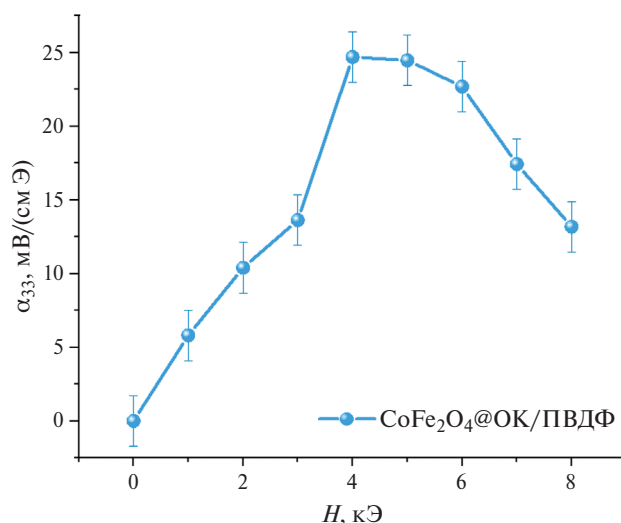


Рис. 5. Полевая зависимость величины продольного МЭ коэффициента нанокompозита $\text{CoFe}_2\text{O}_4@ОК/ПВДФ$ от внешнего постоянного магнитного поля.

величины постоянного магнитного поля в композите $\text{CoFe}_2\text{O}_4@ОК/ПВДФ$ представлена на рис. 5. Зависимость магнитоэлектрического коэффициента от приложенного постоянного магнитного поля имеет характерную форму с максимальным значением МЭ коэффициента $\alpha = 24.5$ мВ/(см · Э), наблюдаемого при величине постоянного магнитного поля 4 кЭ. Такая зависимость является типичной для полимерных композитов с ферромагнитным наноразмерным наполнителем: внешнее магнитное поле, в котором наблюдается максимум величины МЭ коэффициента, определяется полем анизотропии наночастиц [8]. Рост величины МЭ коэффициента, полученной в изготовленном нанокompозите, в сравнении с значением 18 мВ/см · Э, полученным ранее [8], достигается за счет лучшего распределения наночастиц внутри полимера из-за модификации их поверхности олеиновой кислотой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами выполнена комплексная структурная и магнитная характеристика композита на основе пьезоэлектрического полимера ПВДФ и МНЧ феррита кобальта с поверхностью, модифицированной олеиновой кислотой. Данные рентгеноструктурного анализа подтвердили кубическую шпинельную структуру частиц, по ним был определен размер частиц ~ 3 нм. Магнитные полевые измерения выявили суперпарамагнитный отклик как для МНЧ $\text{CoFe}_2\text{O}_4@ОК$, так и для композитов $\text{CoFe}_2\text{O}_4@ОК/ПВДФ$. Благодаря модификации поверхности МНЧ CoFe_2O_4 олеиновой кислотой были достигнуты высокая степень дисперсии и отсутствие крупных агломератов МНЧ в поли-

мерной матрице, что способствует увеличению эффективности передачи напряжений между магнитной и сегнетоэлектрическими фазами и, как следствие, улучшению магнитоэлектрических характеристик композита: получено высокое для данного вида материала значение магнитоэлектрического коэффициента — $\alpha = 24.5 \text{ мВ}/(\text{см} \cdot \text{Э})$.

Исследование продемонстрировало значимость равномерного распределения наночастиц $\text{CoFe}_2\text{O}_4@OK$ внутри пьезополимера ПВДФ для усиления МЭ отклика. Композиты на основе полимеров с усиленным МЭ эффектом перспективны для применения их в качестве каркаса для стимуляции клеток.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 21-72-30032. Авторы выражают благодарность ГАУ КО ОО ШИЛИ, ЦОД (Калининград) за предоставленную возможность проведения измерений на сканирующем электронном микроскопе и рентгеновском дифрактометре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alibakhshi H., Esfahani H., Sharifi E. // *Ceram. Int.* 2024. V. 50. No. 5. P. 8017.
2. Субочев П.В., Орлова А.Г., Турчин И.В. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2018. Т. 82. № 5. С. 572; Subochev P.V., Orlova A.G., Turchin I.V. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2018. V. 82. No. 5. P. 502.
3. Behera C., Pradhan N., Das P.R., Choudhary R.N.P. // *J. Polym. Res.* 2022. V. 29. No. 2. Art. No. 65.
4. Shirinov A.V., Schomburg W.K. // *Sens. Actuators A. Phys.* 2008. V. 142. No. 1. P. 48.
5. Gheorghiu F., Stanculescu R., Curecheriu L. et al. // *J. Mater. Sci.* 2020. V. 55. No. 9. P. 3926.
6. Nan C.W., Bichurin M., Dong S. et al. // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 103. No. 3. Art. No. 031101.
7. Prasad P.D., Hemalatha J. // *Mater. Res. Express.* 2019. V. 6. No. 9. Art. No. 094007.
8. Omelyanchik A., Antipova V., Gritsenko C. et al. // *Nanomaterials.* 2021. V. 11. No. 5. Art. No. 1154.
9. Амиров А.А., Каминский А.С., Архипова Е.А. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2023. Т. 87. № 6. С. 813; Amirov A.A., Kaminskiy A.S., Arkhipova E.A. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2023. V. 87. No. 6. P. 715.
10. Botvin V., Fetisova A., Mukhortova Y. et al. // *Polymers.* 2023. V. 15. No. 14. Art. No. 3135.
11. Terzic I., Meereboer N.L., Mellema H.H., Loos K. et al. // *J. Mater. Chem. C.* 2019. V. 7. No. 4. P. 968.
12. Jovanović S., Spreitzer M., Tramšek M. et al. // *J. Phys. Chem. C.* 2014. V. 118. No. 25. P. 13844.
13. Zimina A., Nikitin A., Lvov V. et al. // *J. Compos. Sci.* 2024. V. 8. No. 2. Art. No. 48.
14. Botvin V.V., Shlapakova L.E., Mukhortova Y.R. et al. // *Polymer (Guildf).* 2024. V. 296. Art. No. 126765.
15. Савин В.В., Керученко М.А., Ершов П.А. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2024. Т. 88. № 4. С. 668; Savin V.V., Keruchenko M.A., Ershov P.A. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2024. V. 88. No. 4. P. 577.
16. Lei T., Cai X., Wang X. et al. // *RSC Advances.* 2013. V. 3. No. 47. P. 24952.
17. Mahato P.K., Seal A., Garain S., Sen S. // *Mater. Sci. Pol.* 2015. V. 33. No. 1. P. 157.
18. Nikishina E.E. // *Fine Chem. Techn.* 2022. V. 16. No. 6. P. 502.
19. Goldman A. *Modern Ferrite Technology*. Pittsburgh: Springer, 2006. 435 p.
20. Gao R., Chen C., Ren K. et al. // *Mater. Today Chem.* 2024. V. 42. Art. No. 102386.
21. Adhlakha N., Yadav K.L., Truccato M. et al. // *Eur. Polym. J.* 2017. V. 91. P. 100.
22. Guillot-Ferriols M., Rodriguez-Hernández J.C., Correia D.M. et al. // *Mater. Sci. Eng. C.* 2020. V. 117. No. 117. Art. No. 111281.
23. Hassanpour Amiri M., Sharifi Dehsari H., Asadi K. // *J. Appl. Phys.* 2022. V. 132. No. 16. Art. No. 164102.
24. Duong G.V., Grössinger R., Schoenhardt M. et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* 2007. V. 316. No. 2. Spec. Iss. P. 390.

Enhancement of magnetoelectric response in composite based on polyvinylidene fluoride and cobalt ferrite suspension due to nanoparticle dispersion

P. A. Vorontsov*, V. D. Salnikov, V. V. Savin, V. G. Kolesnikova,
P. A. Ershov, V. V. Rodionova

Research Educational Center “Smart Materials and Biomedical Applications”, Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, 236041, Russia

*e-mail: pavorontsov@kantiana.ru

We presented the results of the study of a nanocomposite of polyvinylidene fluoride and cobalt ferrite nanoparticles coated with oleic acid. It is found that the nanocomposite has low porosity and highly dispersed distribution of nanoparticles in the polymer matrix, due to which it exhibits a strong effect for polymer-based magnetoelectric composites — $24.5 \text{ мВ}/(\text{см} \cdot \text{Э})$. This makes the studied material promising for use in biomedical applications as a scaffold for cell stimulation.

Keywords: polyvinylidene fluoride, cobalt ferrite, multiferroic, magnetoelectric.

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА ПОД НАГРУЗКОЙ НА МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЛЕНТ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА

© 2025 г. А. М. Харламова^{1,*}, П. Я. Кожевникова¹, Т. П. Каминская¹,
Г. В. Курляндская², Е. Е. Шалыгина¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Институт естественных наук и математики, Екатеринбург, Россия

*E-mail: anna-h-m@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучено влияние нагрузки во время отжига на магнитооптические свойства магнитомягких нанокристаллических лент $\text{Fe}_{68.5}\text{Cr}_5\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$, полученных путем быстрой закалки из расплава и отожженных при температуре 520°C в течение 2 ч без нагрузки и с использованием удельной нагрузки 150 МПа. Приповерхностные петли магнитного гистерезиса и одновременная визуализация изменения магнитной доменной структуры были изучены с помощью магнитооптического керр-магнитометра. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что отжиг под нагрузкой приводит к формированию наведенной магнитной анизотропии и влияет на магнитопольное поведение образцов.

Ключевые слова: магнитомягкие материалы, магнитная анизотропия, магнитная доменная структура, магнитооптический эффект Керра, отжиг под нагрузкой.

DOI: 10.31857/S0367676525040172, EDN: GUATHC

ВВЕДЕНИЕ

В последние три десятилетия наноструктурированные магнитомягкие ферромагнитные сплавы на основе железа привлекают огромное внимание как с точки зрения фундаментальных исследований, так и для технологических приложений из-за их необычных структурных, электрических, магнитных, оптических свойств и коррозионной стойкости [1, 2]. В частности, были исследованы структура и магнитные свойства так называемого класса фанмет (FM) сплавов (сплав на основе Fe-Si-Nb-B-Cu). Данный материал, получаемый в виде лент путем быстрой закалки из расплава, или тонких магнитных пленок, приобретает превосходные магнитомягкие свойства, что позволяет широко его применять в электро- и радиопромышленности, электронной технике и приборостроении [3–5]. Сравнительно недавно были созданы новые сплавы путем легирования хромом или молибденом и модификации классического состава

(FeCuNbSiB) фанмет, что привело к повышению температуры кристаллизации и повышению коррозионной стойкости сплавов [1, 4–6]. Аморфные ленты обычно отжигают при температурах выше температуры первичной кристаллизации, составляющей примерно 510°C, для получения оптимальной структуры и свойств. Было обнаружено, что наименьшее значение коэрцитивной силы $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{Nb}_3\text{Cu}_1\text{B}_9$ сплава наблюдается при температуре отжига 520°C. Ухудшение магнитомягких свойств при повышении температуры отжига от 520 до 580°C объясняется уменьшением концентрации кремния в нанокристаллах FeSi, которое приводит к росту константы магнитокристаллической анизотропии от 8.4 до 11.2 кДж·м⁻³ [6]. Кроме того, показано, что наведенная магнитная анизотропия является специальным инструментом для настройки магнитных откликов, позволяющим управлять величиной динамической и статической магнитной проницаемости с помощью отжига под напряжением [2, 7]. До сих пор вопрос поиска наибо-

лее эффективного состава лент остается актуальным. Одним из методов исследований особенностей наведенной анизотропии является магнитооптический эффект Керра [8]. В рамках данной работы было впервые исследовано влияние отжига под нагрузкой на особенности магнитной анизотропии и магнитооптические свойства лент $\text{Fe}_{68.5}\text{Cr}_5\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ состава, включая их зависимость от геометрических особенностей образцов.

ИЗУЧАЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ

Изучаемые в данной работе аморфные ленты $\text{Fe}_{68.5}\text{Cr}_5\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ были получены путем быстрой закалки из расплава на вращающемся медном барабане. Исследовались две серии образцов: ленты, отожженные при температуре 520 °С в течение 2 ч без нагрузки (релаксационный отжиг, FM-AN) и ленты, отожженные при температуре 520 °С в течение 2 ч с использованием удельной нагрузки величиной 150 МПа (FM-SA). Данная температура отжига была выбрана, как оптимальная для получения образцов с наиболее выраженными магнитомягкими свойствами. При отжиге образцы закреплялись с двух сторон механическими зажимами и размещались в зоне высокой однородности температуры в вертикальной печи. К нижнему зажиму подвешивались грузы заданной величины. Удельная нагрузка рассчитывалась на основании данных о сечении образца и массе груза. В каждой серии (FM-AN и FM-SA) были изготовлены по две ленты разной ширины (b) 0.88 мм (FM1 и FM4) и 0.60 мм (FM2 и FM3) с целью оценки влияния краевых эффектов для образцов с меньшей шириной. Толщина каждой ленты (δ) составляла 20.0 ± 0.2 мкм.

Исследуемые образцы были механически отрезаны от исходных лент и имели прямоугольную форму. Длина образцов (a) не превышала 4 мм, что было обусловлено техническими данными экспериментальной установки для исследования магнитооптических свойств. Кроме того, данный размер является оптимальным для работы детекторов слабых магнитных полей, работающих на основе эффекта гигантского магнитного импеданса [7].

Геометрические параметры изучаемых лент были оценены по фотографиям, полученным на оптическом микроскопе, а также измерены с помощью электронного штангенциркуля. Массы образцов, необходимые для последующего определения намагниченности, были определены с помощью высокоточных электронных весов непосредственно перед измерениями магнитных характеристик.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

Структура изучаемых $\text{Fe}_{68.5}\text{Cr}_5\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ лент была исследована методом рентгеновской

дифракции с использованием CuK_α (длина волны $\lambda = 1.5418$ Å).

Морфология поверхности образцов была исследована методами оптической и атомно-силовой (АСМ) микроскопии с использованием сканирующего зондового микроскопа SMENA-A, платформа «Solver» (NT-MDT, Зеленоград) в полуконтактной моде при комнатной температуре. Применялись стандартные кремниевые кантилеверы MFM 01 с резонансными частотами от 47 до 90 кГц, радиусом закругления кончика иглы (tip) 40 нм, силовой константой $1-5 \text{ Н} \cdot \text{м}^{-1}$. Образцы сканировались в областях размерами 4×4 , 12×12 и 30×30 мкм². Полученные АСМ изображения были обработаны с использованием математических операций и фильтров программы «Nova», представленной изготовителями стандартного пакета АСМ.

Измерение приповерхностных петель гистерезиса и одновременная визуализация особенностей магнитной доменной структуры (ДС) в процессе перемагничивания образца (регистрировались изменения компоненты намагниченности (M) под действием приложенного магнитного поля) были выполнены с помощью магнитооптического керр-магнитометра при комнатной температуре со свободной стороны лент, т.е. стороны лент, которая не находилась в контакте с поверхностью барабана в процессе их получения. Используемый керр-магнитометр создан на основе поляризационного микроскопа Carl Zeiss (Производитель: Evico magnetics GmbH, Германия). Наблюдение ДС осуществляли с помощью меридионального эффекта Керра (МЭК), пропорционального компоненте намагниченности, параллельной плоскости падения света. Внешнее магнитное поле (H) прикладывалось в плоскости лент в двух направлениях: $\theta = 0^\circ$ и 90° , где θ — угол между осью ленты и направлением распространения H . Принцип получения контрастного изображения с помощью вышеописанного микроскопа состоит в следующем. Вначале регистрируется оригинальное изображение образца. Наличие разных цветов контраста соответствует тому, что вектора намагниченности M в этих областях направлены в разные стороны. Обработка изображений требует усиления контраста. В связи с этим регистрируется изображение топографического контраста, то есть фоновое изображение образца, в магнитном поле, превышающем поле насыщения. Компьютерная обработка этих данных позволяет получить разностное изображение, которое содержит только контраст, соответствующий магнитным доменам.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены результаты рентгенофазового анализа $\text{Fe}_{68.5}\text{Cr}_5\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ лент AN и SA. Данные исследований показали, что

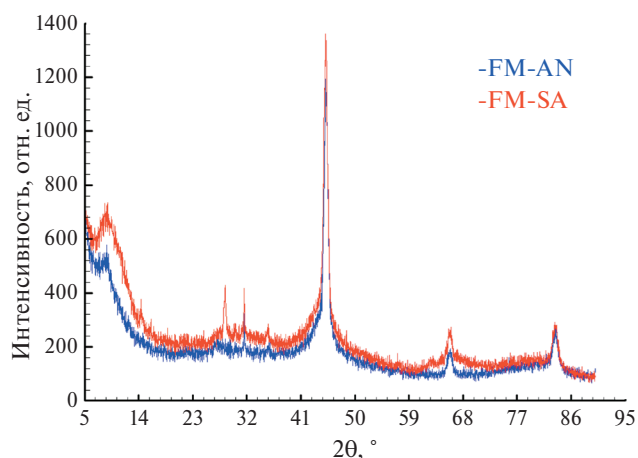


Рис. 1. Рентгеновские спектры, наблюдаемые для изучаемых образцов, отожженных без нагрузки (синяя кривая — FM-AN) и под нагрузкой (красная кривая — FM-SA).

образцы имеют нанокристаллическую структуру с размером кристаллитов, рассчитанным по методу Шеррера, около 15 ± 3 нм. Дополнительные пики после отжига возникли из-за небольшого окисления поверхности, которое не сказывается на основных магнитных характеристиках. Фон состоит из значительно более широких пиков, вклад в которые происходит преимущественно от аморфной матрицы (состав матрицы — Fe(Nb)-B). Кроме основных пиков от Fe-Si нанокристаллов заметный вклад в дифрактограмму дают области со сверхструктурным упорядочением, области фазы Fe₃Si.

Наиболее характерные изображения поверхности и профили поверхности исследуемых образцов, отожженных без нагрузки и под нагрузкой, полученные с помощью АСМ, представлены на рис. 2.

Анализ полученных данных показал, что для образцов, отожженных без нагрузки (FM-AN, рис. 2а и 2б), средняя шероховатость поверхности образцов (R_a) составляет порядка 20.0 ± 0.1 нм, а отклонение профиля поверхности от среднего значения ΔZ , порядка 100 нм. Для образцов, отожженных под нагрузкой (FM-SA, рис. 2в и 2г), $R_a \approx 10$ нм, а $\Delta Z \approx 20.0 \pm 0.1$. То есть R_a и ΔZ для образцов FM-SA, меньше, чем для FM-AN. Более того значения ΔZ могут отличаться на порядок. Таким образом, процедура отжига под нагрузкой приводит к уменьшению шероховатости поверхности. Данный результат никогда не обсуждался в исследованиях по тематике магнитодинамических свойств образцов в виде лент. Изменение динамической магнитной проницаемости ранее всегда интерпретировали с точки зрения возникновения поперечной магнитной анизотропии с малой дисперсией осей легкого намагничивания [2, 7]. При этом уменьшение шероховатости может существенно снизить вклад

поверхностной анизотропии и повысить степень однородности свойств ферромагнитного образца и обеспечить дополнительное увеличение магнитной проницаемости.

Типичные приповерхностные петли магнитного гистерезиса изучаемых лент, измеренных при углах θ , равных 0° и 90° , отожженных без нагрузки и под нагрузкой приведены соответственно на рис. 3 и 4.

Видно, что магнитополовое поведение лент зависит от θ : при $\theta = 0^\circ$ петли гистерезиса имеют практически прямоугольную форму (черные кривые), а при $\theta = 90^\circ$ наблюдается более сложная, наклонная форма петли гистерезиса (красные кривые). Кроме того, для лент FM1 (рис. 3а) и FM3 (рис. 4б) перемагничивание образцов лент при $\theta = 90^\circ$ идет в два этапа.

Данные рис. 3 и 4 свидетельствуют также о том, что для лент одинаковой ширины, отжиг под нагрузкой влияет на магнитополовое поведение образцов: форма петель магнитного гистерезиса для образцов, отожженных под нагрузкой (рис. 3б и 4б), отличается от формы петель гистерезиса образцов, отожженных без нагрузки (рис. 3а и 4а), соответственно. Основной причиной появления наведенной магнитной анизотропии после отжига под нагрузкой считается остаточная деформация решетки нанокристаллов [2, 9, 10].

В частности обнаружено, что отжиг под нагрузкой влияет на значения коэрцитивной силы (H_c): при $c = 0.88$ мм наблюдается уменьшение значений H_c примерно в 2 раза, в то время как при $c = 0.60$ мм — увеличение значений H_c примерно в 2 раза. Известно, что отжиг под нагрузкой приводит к формированию поперечной магнитной анизотропии типа «трудная плоскость». Добавление S_g ведет к увеличению H_c , также понижается объемная доля нанокристаллитов, образующихся при отжиге [11].

Обнаружено, что изменение геометрии ленты влияет на значения H_c . По данным рис. 4б и 3б видно, что с уменьшением ширины ленты, отожженной под нагрузкой, значения H_c увеличиваются примерно в 2.7 раза. В то же время для образца, отожженного без нагрузки рис. 4а и 3а, наблюдается уменьшение значений H_c примерно в 1.3 раза.

Сравнение приповерхностных значений H_c с ранее полученными объемными значениями H_c показало, что приповерхностные значения на порядок больше, чем объемные. Этот факт может быть объяснен наличием микроструктурных и химических неоднородностей в приповерхностных слоях образцов на глубине до 100 нм, что является характерным для материалов, приготовленных описанным методом закалки из расплава [12].

Также были получены изображения магнитной доменной структуры. Типичные видоизменения ДС изучаемых лент представлены на вставках рис. 3 и 4. Видно, что для образцов, ото-

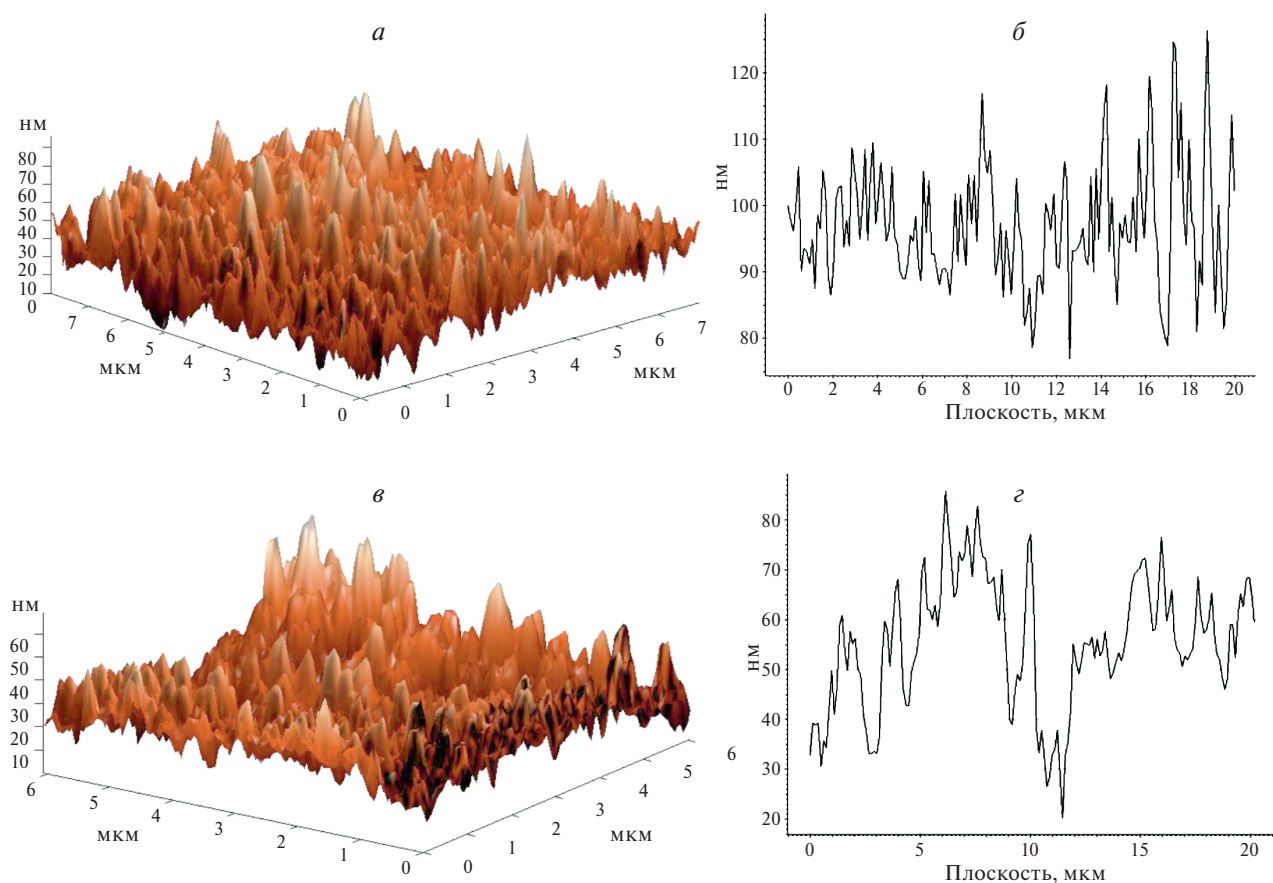


Рис. 2. АСМ изображение поверхности (а, в) и профиль поверхности (б, г), полученные для ленты FM1 (а, б), отожженной без нагрузки, и FM4 (в, г), отожженной под нагрузкой.

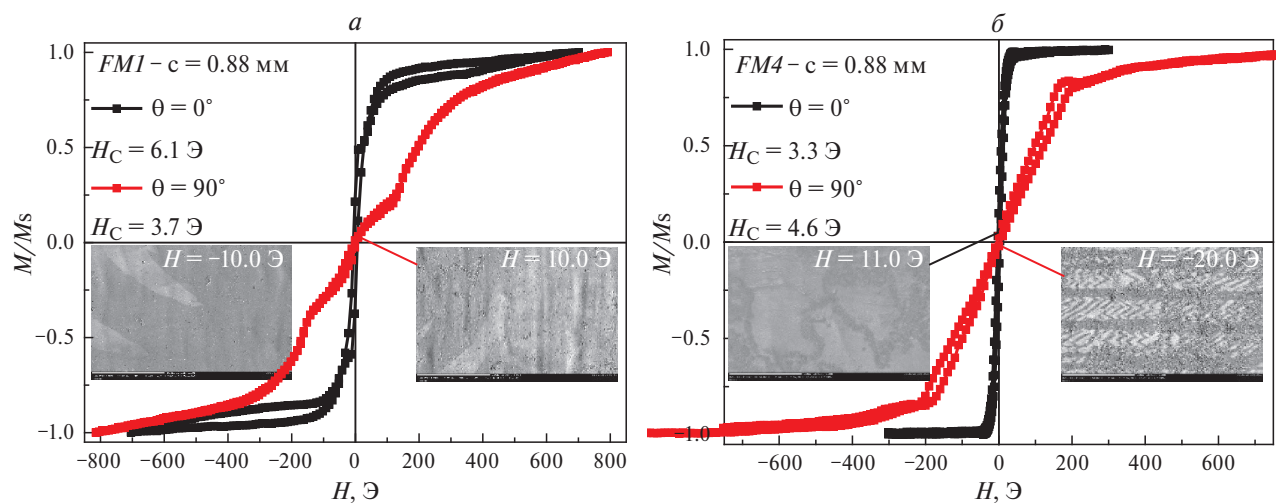


Рис. 3. Приповерхностные петли гистерезиса, измеренные в магнитном поле, приложенном в плоскости лент, отожженных без нагрузки (FM1) (а) и под нагрузкой (FM4) (б) с шириной $c = 0.88$ мм с помощью МО керр-магнитометра.

женных без нагрузки (рис. 3), общий вид магнитной доменной структуры хорошо согласуется с представлениями о магнитных доменах магнитомягкого материала [8]: наблюдаются широ-

кие домены с намагниченностью, ориентированной в плоскости и в противоположных направлениях в соседних доменах. При перемagnetизации в направлении короткой стороны ленты

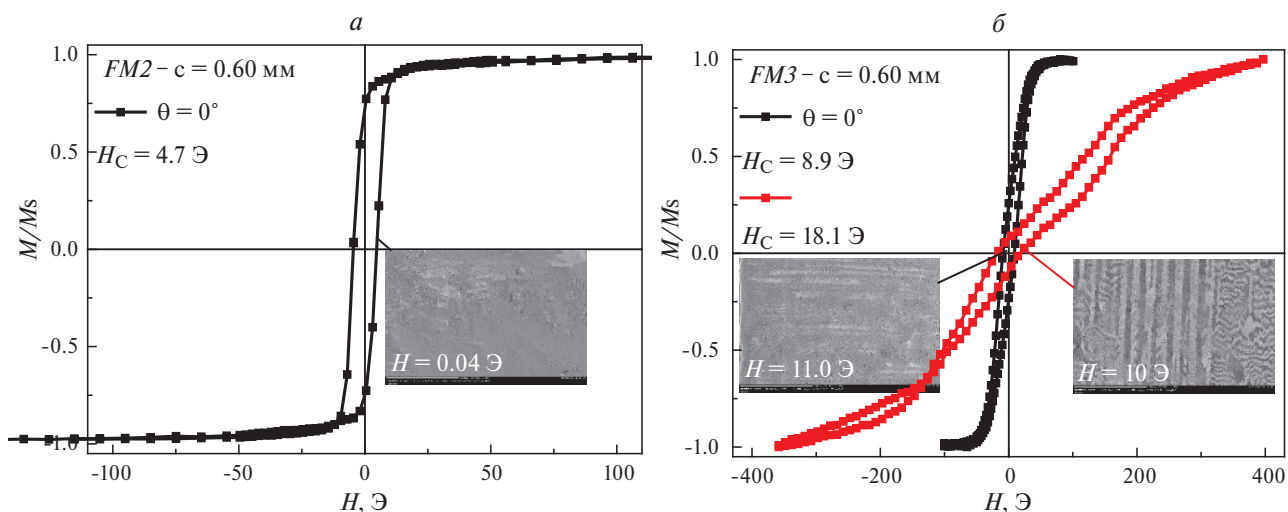


Рис. 4. Приповерхностные петли гистерезиса, измеренные в магнитном поле, приложенном в плоскости лент, отожженных без нагрузки (FM2) (а) и под нагрузкой (FM3) (б) с шириной $c = 0.60$ мм с помощью МО керр-магнитометра.

картина несколько усложняется, поскольку направление вдоль оси ленты является направлением легкого намагничивания. При $\theta = 90^\circ$ перемагничивание осуществляется вдоль оси трудного намагничивания, но упомянутые ранее особенности шероховатости поверхности приводят к повышенной неоднородности процесса намагничивания. Уменьшение магнитного контраста в данной конфигурации подтверждает положение о вкладе процессов вращения и подтверждается также формой петлей магнитного гистерезиса.

Оценивая роль геометрии, можно заключить, что для образцов FM1 и FM2, отожженных без нагрузки (рис. 3а и 4а), наблюдаются широкие домены со 180-градусными доменными стенками, что является типичным для мягких ферромагнитных материалов с одноосной магнитной анизотропией [7].

Для образцов, отожженных под нагрузкой (рис. 3б и 4б), наблюдается зависимость особенностей магнитной доменной структуры от угла θ , чего и следовало ожидать для материала с индуцированной магнитной анизотропией. После отжига под нагрузкой возникает интересная ситуация, когда анизотропия формы (ось легкого намагничивания — направление вдоль длинной стороны ленты) и индуцированная магнитная анизотропия (ось легкого намагничивания — направление вдоль короткой стороны ленты) находятся в состоянии конкуренции. Экспериментальные данные показывают, что перемагничивание образцов в геометрии $\theta = 0^\circ$ происходит преимущественно за счет смещения доменных границ, а при $\theta = 90^\circ$ преимущественно путем вращения вектора намагниченности M . Для образцов, отожженных под нагрузкой, наблюдается типичная хорошо выраженная зигзагообразная доменная структура [13, 14]. Кроме того,

для образца FM3, отожженного под нагрузкой (рис. 4б), наблюдается одновременно полосовая и зигзагообразная доменная структура. Наблюдаемые структуры доменов согласуются с характеристиками петель гистерезиса, рассмотренными выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного исследования нанокристаллических лент $\text{Fe}_{68.5}\text{Cr}_5\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ в состояниях после релаксационного отжига и после отжига под нагрузкой определены количественные характеристики морфологии поверхности, особенностей структуры, магнитных и магнитооптических свойствах. Установлено, что изучаемые образцы имеют нанокристаллическую структуру с размером кристаллитов около 15 ± 3 нм. Обнаружено, что нагрузка во время отжига приводит к существенному уменьшению шероховатости поверхности лент, что может быть фактором, влияющим на повышение динамической магнитной проницаемости материалов такого типа. Найдено, что уменьшение ширины ленты от 0.88 до 0.60 мм влияет на значение H_c : для образцов, отожженных без нагрузки, оно уменьшается примерно в 1.3 раза, для образцов, отожженных под нагрузкой, увеличивается примерно в 2.7 раза. Показано, что нагрузка во время отжига приводит к формированию поперечной магнитной анизотропии, по-видимому, как следствие остаточной деформации решетки нанокристаллов. Отжиг под нагрузкой и направление приложения внешнего поля влияют на магнитопольное поведение образцов и магнитооптические свойства: образцы, отожженные без нагрузки, имеют широкие домены с доменными стенками 180° , образцы, отожженные под нагруз-

кой, имеют одновременно полосовую и зигзагообразную магнитную доменную структуру, а также наблюдается хаотичное распределение намагниченности, зависящее от θ . Полученные экспериментальные результаты могут быть использованы для изготовления сплавов с заранее заданными свойствами, в том числе материалов для индукторов и детекторов слабых магнитных полей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McHenry M., Willard M.A., Laughlin D.E. // *Progr. Mater. Sci.* 1999. V 44. P. 291.
2. Kurlyandskaya G.V., Lukshina V.A., Larranaga A. et al. // *J. Alloys Compounds*. 2013. V. 566. P. 31.
3. Еришов Н.В., Лукишина В.А., Федоров В.И. и др. // *ФТТ*. 2013. Т. 55. № 3. С. 460; Ershov N.V., Llukshina V.A., Fedorov V.I. et al. // *Phys. Solid State*. 2013. V. 55. No. 3. P. 508.
4. Serikov V.V., Kleinerman N.M., Volkova E.G. et al. // *Phys. Metal. Metallogr.* 2006. V. 102. P. 268.
5. Moulin J., Mazaleyrat F., Mendez A., Dufour-Gergam E. // *J. Magn. Magn. Mater.* 2010. V. 322. P. 1275.
6. Еришов Н.В., Черненко Ю.П., Лукишина В.А. и др. // *ФТТ*. 2021. Т. 63. № 7. С. 834; Ershov N.V., Chernenkov Y.P., Fedorov V.I. et al. // *Phys. Solid State*. 2021. V. 63. No. 7. P. 978.
7. Vazquez M., Kurlyandskaya G.V., Garcia-Beneytez J.M. et al. // *IEEE Trans. Magn.* 1999. V. 35. No. 5. P. 3358.
8. Hofmann B., Kronmüller H. // *J. Magn. Magn. Mater.* 1996. V. 152. No. 91. P. 91.
9. Ohnuma M., Hono K., Yanai T. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. No. 14. P. 2859.
10. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2004. 114 с.
11. Еришов Н.В., Федоров В.И., Черненко Ю.П. и др. // *ФТТ*. 2017. Т. 59. № 9. С. 1724; Ershov N.V., Fedorov V.I., Chernenkov Y.P. et al. // *Phys. Solid State*. 2017. V. 59. No. 9. P. 1748.
12. Шалыгина Е.Е., Молоканов В.В., Комарова М.А. // *ЖЭТФ*. 2002. Т. 122. № 3. С. 593; Shalygina E.E., Molokanov V.V., Komarova M.A. // *JETP*. 2002. V. 95. P. 511.
13. Kurlyandskaya G.V., Lezama L., Pasyunkova A.A. et al. // *Materials*. 2022. V. 15. P. 4160.
14. Hubert A., Schäfer R. *Magnetic Domains*. Berlin: Springer, 1998. P. 686.

Influence of annealing underload on magneto-optical properties of iron-based nanocrystalline ribbons

A. M. Kharlamova^{a,*}, P. Y. Kozhevnikova,^a T. P. Kaminskaya^a, G. V. Kurlyandskaya^b,
E. E. Shalygina^a

^a Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^b Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002 Russia

*e-mail: anna-h-m@mail.ru

The results of the influence of load annealing on the magneto-optical properties of soft magnetic nanocrystalline $\text{Fe}_{68.5}\text{Cr}_5\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ ribbons obtained by rapid quenching from the melt and then annealed at a temperature of 520°C for 2 h without load and using a specific load of 150 MPa are presented. The near-surface magnetic hysteresis loops and simultaneous visualization of the changes of magnetic domain structure were measured using a magneto-optical Kerr magnetometer. The obtained experimental data that annealing underload leads to the formation of induced magnetic anisotropy and affects the magnetic field behavior of the samples.

Keywords: annealing under load, magnetic anisotropy, magnetic domain structure, magneto-optical Kerr effect, soft magnetic materials.

Волновые явления: физика и применения

Редактор тематического выпуска
канд. физ.-мат. наук **А. Н. Калиш**

НИЗКОЧАСТОТНАЯ КР-СПЕКТРОСКОПИЯ КЕРАТИНОВ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ВОЛОСА

© 2025 г. Е. И. Травкина*, А. Ю. Чикишев, Н. Н. Брандт

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Физический факультет,
Кафедра общей физики и волновых процессов, Москва, Россия*

**E-mail: travkina.ei19@physics.msu.ru*

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 03.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Выполнена идентификация низкочастотных линий комбинационного рассеяния, характеризующих колебания элементов вторичной структуры фибриллярных белков — кератинов. Предложена методика, основанная на измерении спектров комбинационного рассеяния непигментированных человеческих волос в двух экспериментальных конфигурациях: при фокусировке возбуждающего излучения соосно с волосом и перпендикулярно ему. На основании поляризационной чувствительности полосы на частотах 150 и 221 см⁻¹ отнесены к колебаниям α -спиральных структур кератинов. Спектральный интервал 270–340 см⁻¹ отнесен к колебаниям β -структур.

Ключевые слова: низкочастотная КР микроспектроскопия, кератины, вторичная структура белка, поляризационная чувствительность, волос человека

DOI: 10.31857/S03676765250401811, EDN: GUEXKQ

ВВЕДЕНИЕ

Человеческий волос состоит в основном из фибриллярных белков — кератинов [1]. В волосе можно выделить три структурных компонента: кутикулу, кортекс и медулу. Кортекс формируется из левосторонних суперспиралей α -кератинов, которые организуются в микрофибриллы. Микрофибриллы образуют макрофибриллы, которые ориентированы преимущественно вдоль оси волоса и погружены в низкомолекулярный матрикс [2]. Стабильность такой структуры поддерживается в основном за счет дисульфидных мостиков, концентрация которых составляет около 1.5 ммоль/г [3]. Кортекс окружен защитной оболочкой — кутикулой, которая имеет толщину 2–3 мкм и образована кератинами, вторичная структура которых состоит преимущественно из β -листов, β -шпилек и неупорядоченных элементов [2]. Внутренние слои кутикулы также содержат суперспирали α -кератинов [4]. Характерной особенностью кутикулы является более высокое содержание дисульфидных связей (2.1 ммоль/г) по сравнению с кортексом [3]. Таким образом, волос является удобной молекулярной системой для изучения и сравнения колебательных полос вторичной структуры кератинов, в том числе в низкочастотном (НЧ) (50–480 см⁻¹) спектральном интервале.

Микроспектроскопия комбинационного рассеяния (КР) успешно используется для исследования молекулярной структуры человеческого волоса с начала XXI века [5]. Микронное пространственное разрешение метода позволяет различать спектры кутикулы и кортекса. В интервале «отпечатков пальцев» (ОП интервал) вторичная структура белков в основном характеризуется линиями амид I (1650–1680 см⁻¹) и амид III (1230–1300 см⁻¹) [5].

Особый интерес вызывают широкие НЧ линии, которые часто относятся к коллективным колебаниям скелета молекулы или межмолекулярным колебаниям [6–7], однако однозначная интерпретация КР линий в этом интервале до сих пор отсутствует. В настоящее время проводится множество исследований, посвященных определению причин возникновения НЧ колебаний белковых молекул. Выявлено, что такие колебания чувствительны к конформационным изменениям молекулы белка. Например, сравнительный анализ КР спектров нативного и денатурированного коллагена показал, что отличие интенсивностей КР линий в полосе 200–300 см⁻¹ может быть обусловлено изменениями в третичной структуре белка [8]. Обсуждается влияние разрыва дисульфидных связей на третичную структуру химотрипсина и альбумина посредством сравнения КР спектров в ОП и НЧ ин-

тервалах [9]. Существуют разногласия в интерпретации полосы частот $100\text{--}190\text{ см}^{-1}$. В одних работах авторы утверждают, что КР линии в этом интервале характеризуют колебания α -спиралей [10–12], а в других – их относят к колебаниям β -структур [13–15]. Вышесказанное актуализирует проблему идентификации НЧ полос в КР спектрах белков.

Цель работы состоит в идентификации низкочастотных КР линий, характеризующих колебания элементов вторичной структуры кератинов человеческого волоса.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В экспериментах использовались седые человеческие волосы. Образцы были промыты в дистиллированной воде и высушены при комнатной температуре. Донор не использовал косметические средства для волос в течение недели до момента забора образцов. Отсутствие пигмента в волосах обеспечивало пренебрежимо малое тепловое воздействие на волос при измерениях КР спектров и минимизировало интенсивность широкополосного флуоресцентного фона.

Измерения проводились в двух экспериментальных конфигурациях: горизонтальной и вертикальной. Горизонтальная конфигурация подразумевает фокусировку возбуждающего излучения на боковую поверхность волоса. В вертикальной конфигурации возбуждающее излучение фокусируется нормально на торец волоса. Свободное поперечное сечение волоса получалось в результате его заморозки и последующего излома в жидком азоте [16].

КР спектры измерялись на микроспектрометре DXR Raman Microscope (Thermo Scientific) с длиной волны возбуждения 780 нм и мощностью 24 мВт . Фокусировка на образец деполяри-

зованного излучения (степень поляризации ≈ 0.1) осуществлялась объективом Olympus MPlan N 100X/0.90 BD (рабочее расстояние 0.21 мм) в пятно диаметром 0.9 мкм . Спектры измерялись в интервале $50\text{--}3500\text{ см}^{-1}$ со спектральным разрешением 4 см^{-1} . Латеральное и аксиальное разрешения микроспектрометра составляли 1 и 2 мкм , соответственно. Время накопления одного спектра было равно 30 минут.

Коррекция фонового сигнала при сравнении КР спектров проводилась с помощью программы NewCompare, осуществляющей минимизацию среднеквадратичного отклонения между спектрами с помощью умножения одного из спектров на константу и добавления к нему полинома заданной степени [17]. После коррекции спектры сглаживались по 20 точкам с помощью алгоритма Савицкого–Голея [18], после чего применялось $R(\nu)$ -преобразование [19].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены КР спектры кутикулы человеческого волоса, измеренные в горизонтальной и вертикальной конфигурациях. Спектры на рис. 1б сдвинуты по вертикали для удобства сравнения. Отличия связаны с поляризационной чувствительностью КР линий α -спиралей. В вертикальной конфигурации напряженность поля возбуждающего излучения преимущественно перпендикулярна осям α -спиралей, а в горизонтальной – направлена равновероятно вдоль осей α -спиралей и перпендикулярно им [20].

В ОП интервале значимые отличия видны на частотах 560 , 935 , 1316 и 1652 см^{-1} (рис. 1). Линия на частоте $\approx 560\text{ см}^{-1}$ может характеризовать как внеплоскостные изгибные колебания группы C=O (амид VI) [21], так и колебания дисульфидных мостиков в транс-гош-транс конформа-

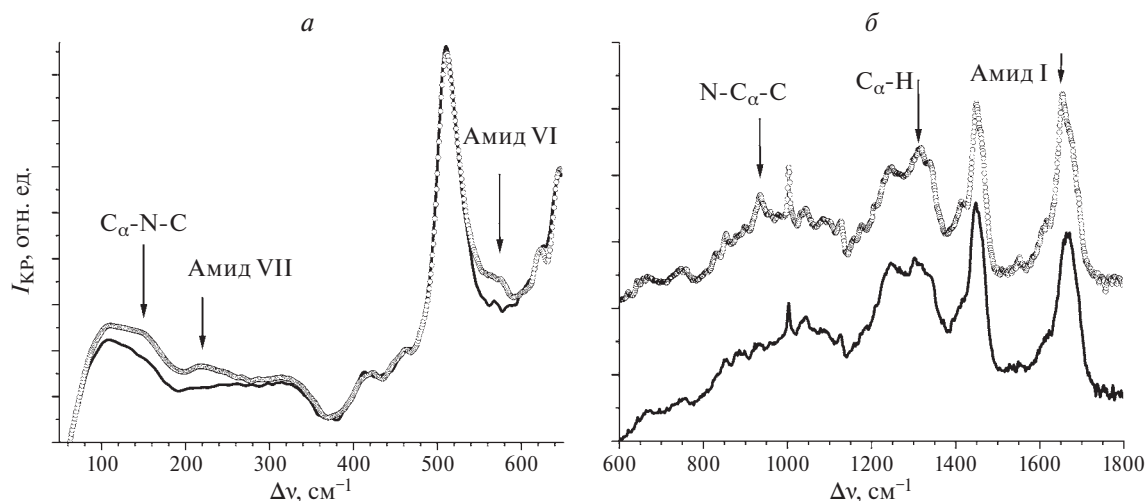


Рис. 1. КР спектры кутикулы человеческого волоса, измеренные при фокусировке возбуждающего излучения на торец волоса (сплошная кривая) и при заведении излучения перпендикулярно оси волоса (кривая с кружками).

ции [22]. На частоте 935 см^{-1} происходят скелетные колебания полипептидной цепи $\text{N-C}_\alpha\text{-C}$, валентные колебания групп C-N , N-C_α и маятниковые колебания групп CH_3 [22]. Частота 1316 см^{-1} соответствует колебаниям $\text{C}_\alpha\text{-H}$ [5]. Полоса с максимумом на частоте 1652 см^{-1} (амид I) отвечает колебаниям пептидной связи [1, 22]. Указанные спектральные отличия проявляются на частотах, характеризующих колебания α -спиральных структур.

В НЧ интервале ярко выражены отличия в полосах на частотах $110\text{--}165$ и $200\text{--}240\text{ см}^{-1}$ (рис. 1а). В КР спектрах, измеренных в горизонтальной конфигурации, то есть при наличии компоненты поля, параллельной осям спиралей, интенсивность $I_{\text{КР}}$ широких линий на частотах около 150 и 221 см^{-1} значительно больше. Поскольку отличия в ОП и НЧ интервалах должны коррелировать, линии на частотах 150 и 221 см^{-1} можно отнести к колебаниям α -спиральных структур кератинов.

Полученные результаты согласуются с опубликованными данными, полученными для различных α -спиральных белков. Линии вблизи частоты 150 см^{-1} наблюдаются в КР спектрах бычьего альбумина [23], альбумина человека [24] и коллагена [10]. В КР спектрах α -спирального поли-L-аланина линия на частоте 120 см^{-1} отнесена к крутильным колебаниям $\text{C}_\alpha\text{-C}$ и N-C_α [12], а линия на частоте 159 см^{-1} характеризует внеплоскостные изгибные колебания N-H группы и также деформационные колебания C-N-C_α и $\text{N-C}_\alpha\text{-C}$ [11]. Сравнительный анализ КР спектров α -спирального белка лизоцима и β -белка химотрипсина показал, что интенсивность линии на частоте 150 см^{-1} возрастает при увеличении концентрации α -спиралей в белке [10].

Данные о полосе частот $200\text{--}240\text{ см}^{-1}$ также подтверждают ее принадлежность к колебаниям

α -структур. КР линии вблизи частоты $\sim 200\text{ см}^{-1}$ относятся к колебаниям амид VII [25]. В КР спектрах α -спирального поли-L-аланина и полиглицина линии на частотах 209 см^{-1} и 217 см^{-1} были отнесены к колебаниям C-N-C_α и C=O [11]. Колебания на частоте 240 см^{-1} в КР спектрах α -спиральных лизоцима и миоглобина [26] характеризуют симметричные валентные или крутильные колебания полипептидной цепи.

На рис. 2 показаны КР спектры кутикулы и кортекса, измеренные в вертикальной конфигурации эксперимента, то есть при фокусировке возбуждающего излучения на торец волоса. Спектры на рис. 2б сдвинуты по вертикали для удобства сравнения. Изменение интенсивностей $I_{\text{КР}}$ в ОП интервале (рис. 2) при переходе от кутикулы к кортексу обусловлено уменьшением концентрации S-S (510 см^{-1}), C-S (665 см^{-1}) и S=O (1040 см^{-1}) связей [5]. Важно отметить спектральные отличия, связанные с различной концентрацией элементов вторичной структуры кератинов в кутикуле и кортексе. Возрастание интенсивности $I_{\text{КР}}$ линий в КР спектре кортекса наблюдается на частотах $560, 935, 1316, 1652\text{ см}^{-1}$, что обусловлено более высоким содержанием α -спиралей. При этом в КР спектре кутикулы линии на частотах 1247 и 1671 см^{-1} являются более интенсивными за счет повышенной концентрации β -структур и неупорядоченных элементов [22]. Увеличение интенсивностей $I_{\text{КР}}$ линий на частотах $750, 1340$ и 1615 см^{-1} при переходе от кутикулы к кортексу соответствует увеличению концентрации аминокислотных остатков триптофана [5, 21].

В НЧ интервале также наблюдается перераспределение интенсивностей $I_{\text{КР}}$ линий при переходе от кутикулы к кортексу: увеличение интенсивности $I_{\text{КР}}$ линий на частотах 150 и 221 см^{-1} сопровождается уменьшением интенсивности $I_{\text{КР}}$

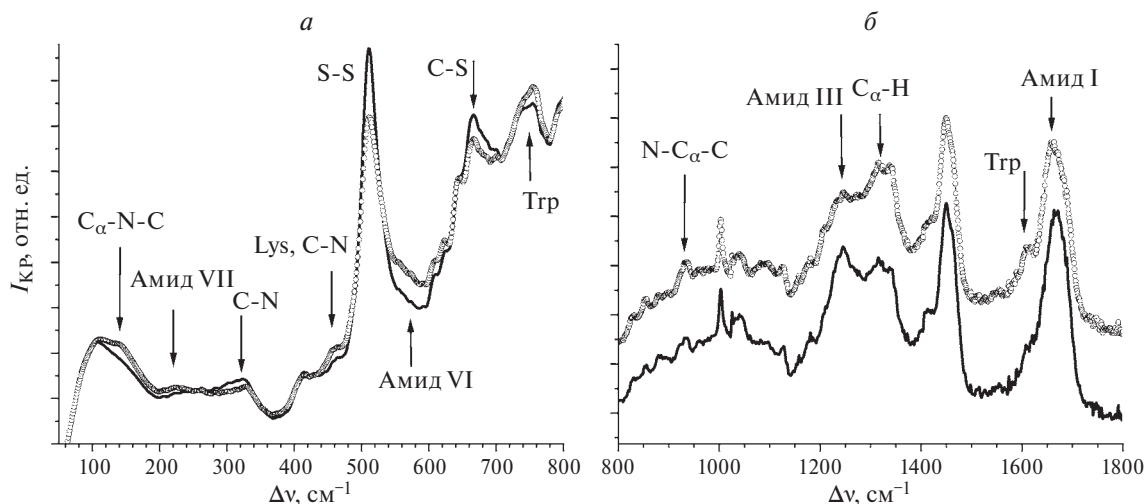


Рис. 2. КР спектры кутикулы (сплошная кривая) и кортекса (кривая с кружками) человеческого волоса, измеренные в вертикальной экспериментальной конфигурации.

в интервале $270\text{--}340\text{ см}^{-1}$ (рис. 2а). Изменения вблизи частот 150 и 221 см^{-1} согласуются с показанными на рис. 1а и, следовательно, характеризуют увеличение содержания α -спиралей. КР линию в интервале $270\text{--}340\text{ см}^{-1}$ можно отнести к колебаниям β -структур. Действительно, характерные линии на частотах 300 и 330 см^{-1} наблюдались, например, в КР спектрах поли-L-аланина, поли-L-аланилглицина и полиглицина в β -конформации, которые были отнесены к деформационным колебаниям C-N-C $_{\alpha}$, N-C $_{\alpha}$ -C, плоскостным колебаниям C=O [27] или валентным колебаниям N-C [28].

Отличия между КР спектрами кутикулы и кортекса в НЧ интервале наблюдаются также на частоте 465 см^{-1} (рис. 2а), что может быть связано с более высокой концентрацией в кортексе лизина [3, 29]. Вблизи частоты 465 см^{-1} могут также наблюдаться колебания C-N групп, например, в случае лизоцима [30].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Непигментированный человеческий волос является удобной системой для изучения КР линий, характеризующих колебания вторичной структуры кератинов в НЧ интервале ($50\text{--}480\text{ см}^{-1}$).

Проведена идентификация НЧ КР линий, характеризующих колебания элементов вторичной структуры кератинов, основанная на их поляризационной чувствительности. Спектральные отличия проявляются при фокусировке деполяризованного излучения на боковую поверхность волоса и на его торец. Широкие линии на частотах 150 и 221 см^{-1} отнесены к колебаниям α -спиралей кератинов. В результате сравнения КР спектров кутикулы и кортекса (областей волоса с различным содержанием элементов вторичной структуры) получено, что в интервале $270\text{--}340\text{ см}^{-1}$ проявляются колебания β -структур.

Результаты работы могут быть положены в основу исследований конформационных переходов, происходящих в кератинах, например, при воздействии различных внешних факторов, таких как нагрев, УФ облучение или химические воздействия.

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств программы развития Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, и при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuzuhara A. // Biopolymers. 2005. V. 79. No. 4. P. 173.
2. Yang F.C., Zhang Y., Rheinstädter M.C. // PeerJ. 2014. V. 2. Art. No. e619.
3. Robbins C.R. Chemical and Physical Behavior of Human Hair. Berlin, Heidelberg: Springer, 2012. P. 105.
4. Rogers G.E. // Cosmetics. 2019. V. 6. No. 2. P. 32.
5. Kuzuhara A. // J. Mol. Struct. 2013. V. 1047. P. 186.
6. Chou K.C. // Biophys. Chem. 1986. V. 25. No. 2. P. 105.
7. Berzins K., Fraser-Miller S.J., Gordon K.C. // Int. J. Pharm. 2020. V. 592. Art. No. 120034.
8. Balakhnina I.A., Brandt N.N., Mankova A.A., Chikishev A.Y. // Vibrat. Spectrosc. 2021. V. 114. Art. No. 103250.
9. Mankova A.A., Nagaeva A.I., Brandt N.N., Chikishev A.Yu. // Vibrat. Spectrosc. 2023. V. 128. Art. No. 103564.
10. Balakhnina I.A., Brandt N.N., Chikishev A.Y. et al. // J. Biomed. Opt. 2017. V. 22. No. 9. Art. No. 091509.
11. Krimm S., Bandekar J. // Adv. Protein Chem. 1986. V. 38. P. 181.
12. Lee S.H., Krimm S. // Biopolymers. 1998. V. 46. No. 5. P. 283.
13. Shigeto S., Chang C.F., Hiramatsu H. // J. Phys. Chem. B. 2017. V. 121. No. 3. P. 490.
14. Spiro T.G., Gaber B.P. // Annu. Rev. Biochem. 1977. V. 46. No. 1. P. 553.
15. Kalanoor B.S., Ronen M., Oren Z. et al. // ACS Omega. 2017. V. 2. No. 3. P. 1232.
16. Брандт Н.Н., Травкина Е.И. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2022. № 4. С. 2241103.
17. Brandt N.N., Chikishev A.Yu., Chulichkov A.I. et al. // Laser Phys. 2004. V. 14. No. 11. P. 1386.
18. Savitzky A., Golay M.J.E. // Analyt. Chem. 1964. V. 36. No. 8. P. 1627.
19. Nielsen O.F. // Annu. Rep. Prog. Chem. C. Phys. Chem. 1993. V. 90. P. 3.
20. Брандт Н.Н., Травкина Е.И., Михальчик Е.В., Чукишев А.Ю. // Квант. электрон. 2022. Т. 52. № 1. С. 36; Brandt N.N., Travkina E.I., Mikhail'chik E.V., Chikishev A.Yu. // Quantum Electron. 2022. V. 52. No. 1. P. 36.
21. Di Foggia C., Boga, Micheletti G. et al. // Data Brief. 2021. V. 38. P. 107439.
22. Paquin R., Colomban P. // J. Raman Spectrosc. 2007. V. 38. No. 5. P. 504.
23. Brandt N.N., Chikishev A.Y., Mankova A.A., Sakodynskaya I.K. // J. Biomed. Opt. 2014. V. 20. No. 5. Art. No. 051015.
24. Zhibankov R.G., Firsov S.P., Kolosova T.E. et al. // J. Mol. Struct. 2003. V. 656. No. 1-3. P. 275.
25. Kuhar N., Sil S., Umapathy S. // Spectrochim Acta A. Mol. Biomol. Spectrosc. 2021. V. 258. Art. No. 119712.
26. Eaves J.D., Fecko C.J., Stevens A.L. et al. // Chem. Phys. Lett. 2003. V. 376. No. 1-2. P. 20.
27. Moore W.H., Krimm S. // Biopolymers. 1976. V. 15. No. 12. P. 2465.
28. Fanconi B. // Biopolymers. 1973. V. 12. No. 12. P. 2759.
29. Aliaga A.E., Aguayo T., Garrido C. et al. // Biopolymers. 2010. V. 95. No. 2. P. 135.
30. Lord R.C., Yu N.T. // J. Mol. Biology. 1970. V. 51. No. 2. P. 203.

Low-frequency Raman spectroscopy of human hair keratins

E. I. Travkina*, A. Yu. Chikishev, N. N. Brandt

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

**e-mail: travkina.ei19@physics.msu.ru*

Low-frequency Raman lines characterizing vibrations of elements of the secondary structure of fibrillar proteins (keratins) are identified. Experiments with unpigmented human hair are performed in two configurations: with excitation radiation focused coaxially with the hair and perpendicularly to it. Based on polarization sensitivity, the bands at frequencies of 150 and 221 cm^{-1} are assigned to vibrations of the α -helical structures of keratins. Spectral interval of 270–340 cm^{-1} is assigned to vibrations of β -structures.

Keywords: low-frequency Raman microspectroscopy, keratins, protein secondary structure, polarization sensitivity, human hair

АЛГОРИТМ ПРОСТРАНСТВЕННО-СПЕКТРАЛЬНОЙ КОРРЕКЦИИ ДАННЫХ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНОЙ КАМЕРОЙ

© 2025 г. А. А. Золотухина^{1,2,*}, А. С. Мачихин^{1,2}, А. В. Гурылева¹,
Г. В. Нестеров¹, В. В. Тедеева³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Научно-технологический центр
уникального приборостроения Российской академии наук», Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

³Северо-Кавказский научно-исследовательский институт горного и предгорного сельского хозяйства —
филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федерального центра
«Владикавказский научный центр Российской академии наук», Михайловское, Россия

*E-mail: zolotukhina.aa@ntcup.ru

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 03.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Видеоспектрометры обеспечивают бесконтактную и высокопроизводительную оценку распределения физико-химических свойств объектов, эффективность которой зависит от точности получаемых прибором данных. Предложена методика коррекции пространственно-спектральных искажений изображений, зарегистрированных видеоспектрометром на основе разделения оптической апертуры.

Ключевые слова: видеоспектрометрия, мультиспектральная камера, калибровка, коррекция искажений, цифровая обработка изображений.

DOI: 10.31857/S0367676525040195, **EDN:** GUIXLW

ВВЕДЕНИЕ

Мультиспектральные камеры или видеоспектрометры с мультиспектральным разрешением востребованы при решении задач сельского хозяйства, экологического мониторинга, биомедицинской и технической диагностики [1]. Наиболее надежное и производительное измерение спектральных и пространственных характеристик объектов с подвижных носителей [2] или анализ быстротекущих процессов [3] гарантируют приборы с единовременной регистрацией нескольких спектральных изображений объектов. Для проведения измерений на основе таких данных необходимо определить параметры коррекции их искажений, вносимых аппаратной частью и условиями съемки, и провести дальнейшую калибровку прибора для унификации выдаваемых им характеристик [4, 5].

В связи с разнообразием физических принципов получения пространственно-спектральных данных [6] не существует единого унифицированного метода калибровки видеоспектрометров и коррекции регистрируемых с их помощью данных. Методики калибровки и коррекции, раз-

работанные для устройства на основе определенной схемы регистрации [7, 8], неприменимы и малоэффективны для коррекции данных прибора, построенного на другом принципе. Ранее авторами был предложен новый принцип осуществления мультиспектральной съемки на основе разделения оптической апертуры [9], выгодно отличающийся от аналогов совокупностью ключевых признаков (количество спектральных каналов, производительность, надежность, адаптируемость к конкретной задаче и т. д.). Целью данной работы является разработка алгоритма калибровки мультиспектральной камеры на основе разделения оптической апертуры и коррекции регистрируемых ей данных.

ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНОЙ КАМЕРОЙ

Мультиспектральная камера на основе разделения оптической апертуры, разработанная в НТЦ УП РАН, включает в себя мультиспектральный модуль и матричный приемник из-

лучения. Основными элементами мультиспектрального модуля являются оптические системы формирования спектральных изображений (спектральные каналы), каждая из которых состоит из объектива и спектрального фильтра. Такие оптические системы установлены в едином корпусе мультиспектрального модуля перед матричным приемником излучения и одновременно формируют на нем несколько пространственно разделенных спектральных изображений. На рис. 1 представлена блок-схема формирования спектральных изображений в мультиспектральной камере, построенной по указанной схеме.

Спектральная съемка, как правило, направлена на определение пространственно-спектрального распределения способности исследуемого объекта отражать падающее излучение, т.е. на определение коэффициента отражения $\rho(x, y, \lambda)$. Данные, полученные с помощью мультиспектральной камеры, представляют собой распределение интенсивности отраженного от наблюдаемого объекта и прошедшего через оптическую систему излучения по двум пространственным (x, y) и одной спек-

тральной (λ) координатам. Регистрируемое пространственно-спектральное распределение интенсивности искажается каждым функциональным блоком прибора, а также зависит от условий съемки, в первую очередь от характера освещенности объекта. Основные источники искажения данных приведены на рис. 1.

Интенсивность отраженного от объекта излучения определяется как $\rho(x, y, \lambda)$, так и распределением освещенности на его поверхности, создаваемым источником излучением. Освещенность $E(x, y, \lambda)$ может иметь как пространственную, так и спектральную неоднородность, и тем самым вносит искажения в вычисляемое распределение $\rho(x, y, \lambda)$. Отраженное от объекта излучение проходит оптическую систему, основные искажения которой в 16-канальной реализации мультиспектральной камеры [10] связаны с наличием дисторсии $D(x', y', \lambda)$ и виньетирования $V(x', y', \lambda)$ у объективов. Такие свойства систем присутствуют из-за широкого поля зрения объективов и снижают достоверность характеристик в большей степени на краях поля зрения. Кроме того, спектральные фильтры также могут иметь

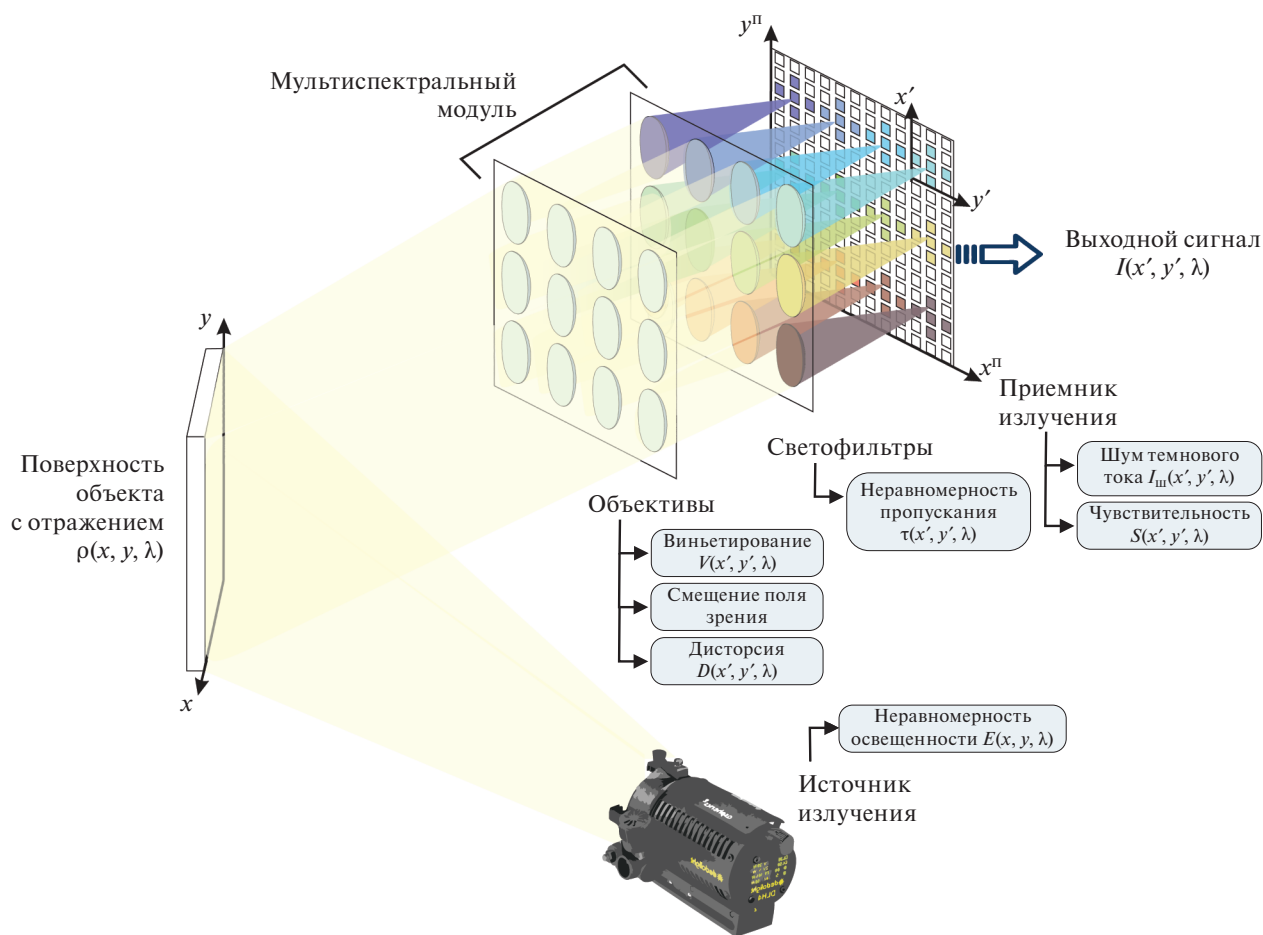


Рис. 1. Иллюстрация регистрации спектральных изображений объекта мультиспектральной камерой на основе разделения оптической апертуры.

спектральную $\tau(\lambda)$ и пространственную $\tau(x', y')$ неоднородность функции пропускания, при этом уникальную для каждого канала.

Использование независимых спектральных каналов со смещением поля зрения может привести к появлению параллакса, что особенно заметно в системах с несколькими приемниками, но имеет меньший эффект в рассматриваемой системе с разделением оптической апертуры. Приемник излучения в составе камеры преобразует падающее на него оптическое излучение в дискретные значения интенсивности на выходе АЦП, которые подвержены влиянию цифровых шумов различной природы $I_{ш}(x', y', \lambda)$. Кроме того, сигнал искажается из-за пространственной и спектральной неравномерности чувствительности детектора $S(x', y', \lambda)$, что приводит к искажениям спектральных характеристик объектов.

АЛГОРИТМ КОРРЕКЦИИ И КАЛИБРОВКИ МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Целью проведения коррекции регистрируемых прибором данных, является вычисление фактического распределения коэффициента отражения поверхности объекта $\rho(x, y, \lambda)$ по зарегистрированному камерой сигналу $I(x', y', \lambda)$ в каждом канале. В ходе коррекции проводится калибровка прибора с применением стандартных объектов с известными характеристиками [11] для определения параметров компенсации искажений. Такими параметрами, как правило, служат поправочные коэффициенты, изменяющие интенсивность пикселей зарегистрированных кадров, а также величины и направления векторов для их локальных и глобальных сдвигов. Далее полученные параметры применяются к реальным данным для устранения возникших при их регистрации пространственно-спектральных артефактов программными средствами.

Зарегистрированный мультиспектральной камерой сигнал включает себя как полезный сигнал $\rho(x, y, \lambda)$, так и искажающие его компоненты различной природы. Для устранения каждого из та-

ких компонентов требуется провести отдельную процедуру калибровки и последующую компенсацию искажений. На рис. 2 представлены основные этапы предлагаемого алгоритма коррекции данных мультиспектральной камеры на основе деления оптической апертуры.

Коррекция шума компонентов приемника излучения может быть произведена вычитанием из корректируемых кадров изображений, полученных при отсутствии излучения, падающего на матричный приемник. При этом необходимо установить такие же значения времени экспонирования и усиления, как были установлены при захвате корректируемых спектральных изображений.

Коррекцию виньетирования предлагается осуществлять с помощью метода поправочных коэффициентов, описанного в работе [11]. Для этого мы произвели регистрацию спектральных изображений выходного окна интегрирующей сферы LabSphere FT-2200-W, обеспечивающей пространственно и спектрально равномерное излучение при изменении его интенсивности с некоторым шагом. Усреднение интенсивностей пикселей полученных изображений и нормировка полученного изображения на максимальное значение позволяет получить матрицу поправочных коэффициентов для каждого спектрального канала.

Коэффициенты для коррекции дисторсии в каждом канале мультиспектрального модуля были получены с помощью спектральных изображений шахматной миры по алгоритму, описанному в работе [12]. Затем для устранения влияния параллакса и совмещения спектральных изображений в отдельных каналах были определены вектора сдвига для каждого канала относительно опорного по зарегистрированным изображениям перекрестья.

Для вычисления пространственного распределения спектрального коэффициента отражения могут быть использованы различные методы радиометрической калибровки [13]. В данной работе был выбран эмпирический метод, позволя-

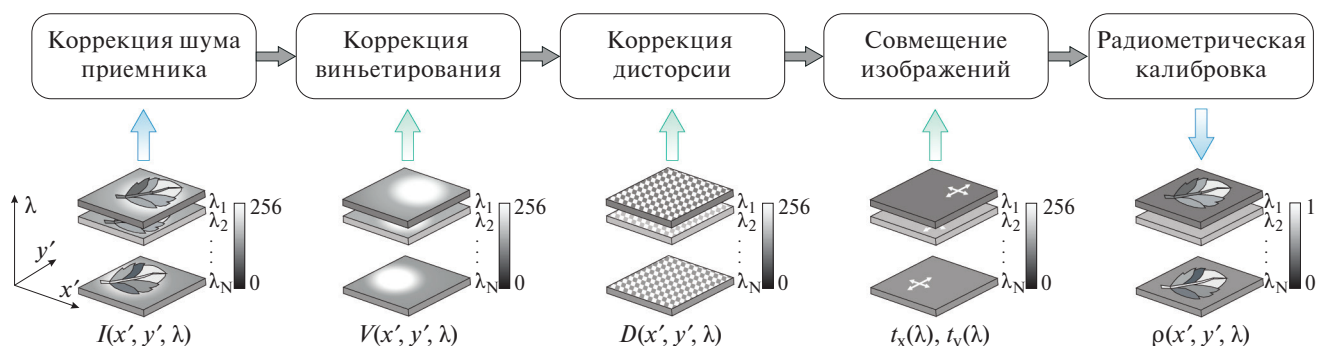


Рис. 2. Алгоритм коррекции данных мультиспектральной камеры.

ющий проводить радиометрическую калибровку как в лабораторных, так и в полевых условиях.

АПРОБАЦИЯ АЛГОРИТМА В ЛАБОРАТОРНЫХ И ПОЛЕВЫХ УСЛОВИЯХ

С целью оценки эффективности предложенного алгоритма коррекции была определена ошибка вычисления спектральных характеристик цветовой мишени. Предварительно мы измерили спектральные коэффициенты отражения каждой области цветовой мишени с помощью спектрофотометра СФ-2000. На рис. 3 приведены спектральный коэффициент отражения, измеренный спектрофотометром (сплошная линия) и вычисленный на основе данных мультиспектральной камеры после коррекции (пунктирная линия). Средняя по спектру относительная ошибка определения $\rho(x, y, \lambda)$ по данным, прошедшим коррекцию, составила 5%, а без применения алгоритма коррекции искажений камеры ошибка определения коэффициента отражения после радиометрической калибровки составляет 38%.

Поскольку одним из основных применений мультиспектральных камер является мониторинг физиологического состояния растительности, предложенный алгоритм коррекции пространственно-спектральных данных был применен к спектральным изображениям посевов. Для этого на территории опытного поля Северо-Кавказского научно-исследовательского института горного и предгорного сельского хозяйства ВНЦ РАН была проведена съемка

семи сортов сои. По данным мультиспектральной съемки согласно методу, описанному в работе [14], мы получили пространственное распределение содержания общего хлорофилла в листьях (рис. 4), являющегося одним из наиболее востребованных для оценки эффективности фотосинтеза в задачах оптимизации агротехнических операций и фитосанитарном мониторинге [15]. Далее было проведено сравнение значений концентраций общего хлорофилла, полученных в ходе химического лабораторного анализа и по данным мультиспектральной съемки до и после коррекции. Сравнение показало, что коррекция данных позволила снизить ошибку определения концентраций общего хлорофилла по данным мультиспектральной съемки с 47 до 10%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами предложена методика коррекции данных видеоспектрометра на основе разделения оптической апертуры. Разработанный подход позволяет получить распределение спектрального коэффициента отражения объекта без искажений, вызванных пространственно-спектральными неоднородностями характеристик прибора и освещения. Алгоритм обеспечивает снижение средней относительной ошибки определения спектральных характеристик объекта с 38 до 5%. Полученные результаты способствуют внедрению нового метода мультиспектральной съемки для решения актуальных задач сельского хозяйства, экологического мониторинга и медицинской диагностики.

В части разработки схемы полевого эксперимента и подготовки образцов публикация подготовлена в рамках реализации государственного задания ВНЦ РАН № 075-01005-23-00. В части разработки методик калибровки прибора и коррекции, регистрируемых им данных. Работа проводилась в рамках выполнения государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010).

Результаты работы получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН (НТЦ УП РАН) (<https://ckp.ntcup.ru>).

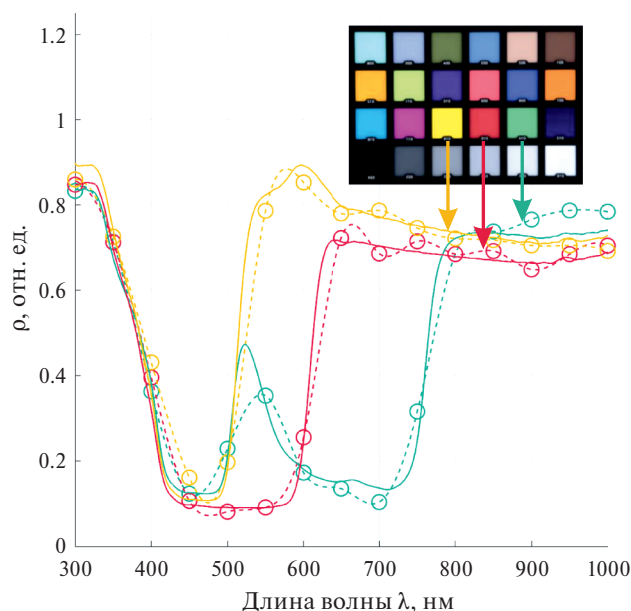


Рис. 3. Спектральный коэффициент отражения отдельных областей цветовой мишени, измеренный спектрофотометром (сплошная линия) и вычисленный на основе данных мультиспектральной камеры после коррекции (пунктирная линия).

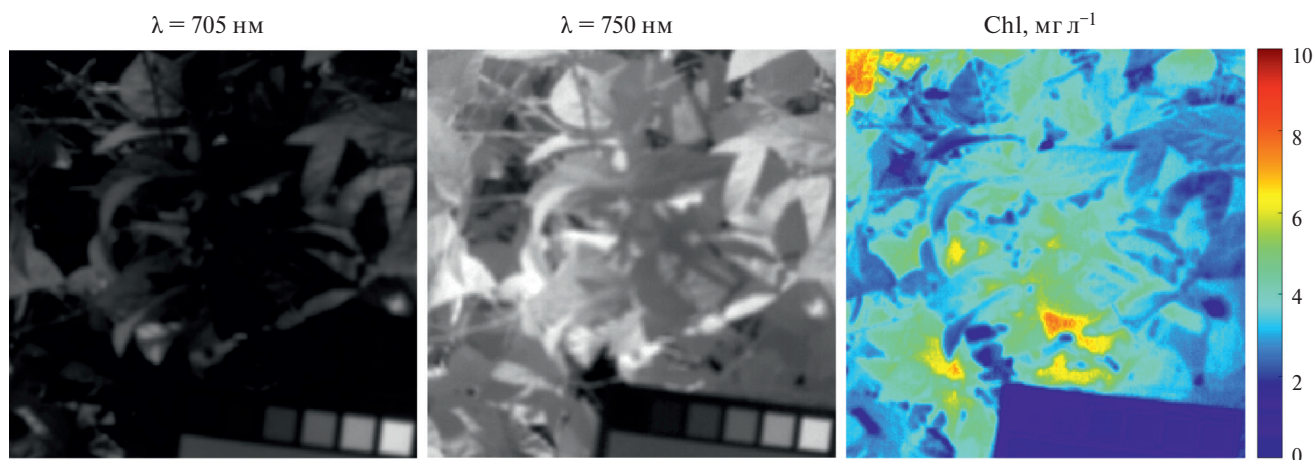


Рис. 4. Иллюстрация спектральных изображений мультиспектральной камеры и рассчитанного по ним пространственного распределения концентрации хлорофилла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Garini Y., Young I.T., McNamara G. // Cytometry Part A. 2006. V. 69A. No. 10. P. 735.
2. Deng L., Mao Z., Li X. et al. // ISPRS. 2018. V. 69A. P. 124.
3. Baier M.J., McDonald A.J., Clements K.A. et al. // Proc. Com. Inst. 2021. V. 38. No. 3. P. 4433.
4. Yu X., Sun Y., Fang A. et al. // Proc. 2nd ICSAI (Shanghai, 2014). P. 871.
5. Мачихин А.С., Хохлов Д.Д., Батшеев В.И., Пожар В.Э. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1540; Machikhin A.S., Khokhlov D.D., Batshev V.I., Pozhar V.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 11. P. 1403.
6. Clancy N.T., Jones G., Maier-Hein L. et al. // Med. Image Anal. 2020. V. 63. Art. No. 101699.
7. Henriksen M.B., Garrett J.L., Prentice E.F. et al. // Proc. 10th WHISPERS (Amsterdam, 2019). Art. No. 8921350.
8. Minark R., Langhammer J., Hanus J. // Remote Sens. 2019. V. 11. No. 20. Art. No. 2428.
9. Мачихин А.С., Батшеев В.И., Крюков А.В. Способ одновременной регистрации мультиспектральных изображений. Патент РФ № 2800054, кл. G01J 5/08, G01J 3/02. 2023.
10. Батшеев В.И., Крюков А.В., Мачихин А.С., Золотухина А.А. // Опт. журн. 2023. Т. 90. № 11. С. 113; Batshev V.I., Machikhin A.S., Krioukov A.V., Zolotukhina A.A. // J. Opt. Tech. 2024. V. 90. No. 11. P. 706.
11. Cao H., Gu X., Wei X. et al. // Remote Sens. 2021. V. 12. No. 24. Art. No. 4012.
12. Wu Y., Jiang S., Xu Z. et al. // Front. Optoelectron. 2015. V. 8. No. 3. P. 319.
13. Pu R. Hyperspectral remote sensing: Fundamentals and practices. CRC Press, 2017. 466 p.
14. Zolotukhina A., Machikhin A., Guryleva A. et al. // Remote Sens. 2024. V. 16. Art. No. 1073.
15. Croft H., Chen J.M., Luo X. et al. // Glob. Chang. Biol. 2017. V. 23. No. 9. P. 3524.

Algorithm for spatial-spectral data correction captured by a multispectral camera

A. A. Zolotukhina^{a,b,*}, A. S. Machikhin^{a,b}, A. V. Guryleva^a, G. V. Nesterov^a, V. V. Tedeeva^c

^a*Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation
of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117342 Russia*

^b*National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, 111250 Russia*

^c*The North Caucasian Research Institute of Mountain and Piedmont Agriculture – the Affiliate of Vladikavkaz
Scientific Centre of the Russian Academy of Sciences, Mikhailovskoye, 363110 Russia*

**e-mail: zolotukhina.aa@ntcup.ru*

Imaging spectrometers provide non-contact and high-performance assessment of the physical and chemical object properties distribution, the effectiveness of which depends on the data accuracy obtained by the device. The paper introduces a method to correct spatial-spectral distortions in images captured by the imaging spectrometer based on the optical aperture division.

Keywords: spectral imaging, multispectral camera, calibration, distortion correction, digital image processing.

УДК 519.6:533.9

КРИТЕРИИ АДЕКВАТНОСТИ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ПРЕДЕЛА В ЧИСЛЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

© 2025 г. Л. В. Бородачев*

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: borodach2000@mail.ru

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 03.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Рассмотрены характерные черты дарвиновского (безызлучательного) описания электромагнитных полей. Получены критерии физической адекватности формализма в рамках самосогласованного подхода к модельному представлению нелинейных процессов разреженной плазмы. Показана реализация предложенных оценок адекватности безызлучательного приближения на базе численных исследований неустойчивости Вайбеля.

Ключевые слова: разреженная плазма, самосогласованный подход, безызлучательный предел, лагранжиан взаимодействия, неустойчивость Вайбеля

DOI: 10.31857/S0367676525040201, EDN: GUJERO

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, самосогласованный подход [1], учитывающий взаимозависимое влияние фазового распределения частиц и внутренних электромагнитных полей, весьма эффективен при изучении неравновесных состояний горячей плазмы, что обусловило его активное использование во многих фундаментальных и прикладных задачах нелинейной плазмифики. Математически он представлялся системой уравнений Власова, детально описывающих эволюцию каждой из компонент бесстолкновительной плазмы, и уравнений Максвелла, наиболее полно отражающих динамику внутренних электромагнитных полей.

Вместе с тем для низкочастотных слабoreлятивистских систем свободные электромагнитные поля излучательной природы играют второстепенную роль, поскольку малы в сравнении с самосогласованными и характеризуются существенно меньшими пространственно-временными масштабами. Очевидно, что численный анализ таких систем в рамках формализма Максвелла оказывается излишне подробным и, как следствие, весьма дорогостоящим.

В этой связи целесообразно обратиться к редуцированным полевым описаниям, из которых аппроксимация Дарвина (безызлучательный предел) [2] представляется наиболее интересной, поскольку исключает из рассмотрения свобод-

ные электромагнитные волны. Нетривиальность приближения состоит в том, что, пренебрегая запаздыванием, оно сохраняет ряд индукционных эффектов, в частности, связанных с законом Фарадея.

Указанные свойства модели Власова–Дарвина позволяют обозначить ее предметную область: слабoreлятивистские и относительно низкочастотные явления разреженной магнитоактивной плазмы, обусловленные коллективными взаимодействиями частиц.

Вместе с тем хотелось бы иметь более четкие ориентиры корректного физического приложения рассматриваемого формализма, по возможности, в виде определенных критериев. В этих целях рассмотрим аналитическое представление и характерные черты дарвиновского приближения электромагнитных полей.

ПРИБЛИЖЕНИЕ ДАРВИНА

В системе СГСЕ уравнения дарвиновского представления электромагнитного поля имеют следующий вид

$$\nabla \vec{E} = 4\pi \rho, \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \vec{B} = 0, \quad (4)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_p + \vec{E}_v : \quad \nabla \times \vec{E}_p = 0, \quad \nabla \vec{E}_v = 0. \quad (5)$$

Здесь $\vec{E}_p, \vec{E}_v$ — соответственно, потенциальная (продольная) и вихревая (поперечная) составляющие электрического поля.

При этом уравнение непрерывности заряда, которое должно тождественно удовлетворяться, можно записать в модифицированном виде:

$$\nabla \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{4\pi} (\nabla \vec{E}_p) \right) = 0. \quad (6)$$

Отметим характерные моменты рассматриваемого формализма.

Прежде всего, как известно, разложение Гельмгольца, активно используемое дарвиновским представлением, неоднозначно и требует дополнительных условий для своей определенности. Этот вопрос детально рассмотрен в публикации [3] и в рамках настоящей работы не представляет особого интереса.

Основная цель, поставленная Дарвиным, состояла в получении как можно более точной функции Лагранжа для системы частиц и полей с мгновенным дальним действием. Как оказалось, при сравнительной малости отношения тепловой скорости (v) к скорости света (c) такую систему удастся описать через незапаздывающие потенциалы лагранжианом взаимодействия, точным до величин порядка $(v/c)^2$. Поэтому, структурно отвечая понятию слабого релятивизма, он не включает тормозное излучение зарядов, которое представляется членами не ниже третьего порядка малости в разложении по параметру $(v/c) \ll 1$ полной лагранжевой функции [4].

Таким образом, следуя физическому содержанию дарвиновской аппроксимации, система уравнения (1)–(5) не должна описывать свободную электромагнитную волну, т.е. электрические и магнитные поля должны носить исключительно самосогласованный характер.

Покажем это, применив операцию rot к уравнению (3). Тогда, используя известное преобразование двойного роторного произведения, получим

$$\Delta \vec{B} = -\frac{4\pi}{c} (\nabla \times \vec{J}). \quad (7)$$

Как легко видеть из уравнений (1), (2) и (7) (с учетом разложения (5)), внутреннее электромагнитное поле действительно определено лишь текущими значениями плотностей заряда и тока. Последнее, заметим попутно, обуславливает численную экономичность полевого расчета.

Наконец, убедимся, что коллективные взаимодействия разреженной слабoreлятивистской ($T \ll mc^2$) плазмы, отвечающие физическому наложению самосогласованного подхода, дарвиновский формализм описывает весьма точно.

Для этого рассмотрим эффект мгновенного дальнего действия на характерных плазменных масштабах (r_{De}, ω_{pe}), где время запаздывания можно оценить как

$$\tau_3 \approx \frac{r_{De}}{c} \ll \frac{r_{De}}{v_T} \approx \omega_{pe}^{-1}. \quad (8)$$

Следовательно, распределение частиц, движущихся со скоростями $\approx v_T$, не успевает сколь угодно заметно измениться на временах τ_3 . То есть по отношению к мгновенным значениям самосогласованных полей коррективы, обусловленные запаздыванием, являются исчезающе малыми поправками.

В заключение краткого обзора основных черт безызлучательного предела отметим, что внешне он отличается от полного электромагнитного описания лишь опущенной поперечной составляющей тока смещения. Этот момент весьма важен в контексте настоящей работы, поскольку представляется естественным искать условие корректности дарвиновского формализма в задачах кинетики разреженной плазмы, оценивая возможное влияние отброшенной части тока смещения на развитие того или иного плазменного процесса.

КРИТЕРИИ АДЕКВАТНОСТИ

Требуемую оценку можно получить, рассматривая вклады опущенной и оставшейся частей тока смещения в генерацию внутреннего электромагнитного поля. Для этого воспользуемся размерностным (точнее масштабным) анализом, в рамках которого будем полагать, что значимые изменения базовых величин дарвиновской системы уравнений происходят в характерных масштабах (L, T) некоторого гипотетического процесса. При этом усредненные значения $|\nabla \times \vec{u}|$ или $|\nabla \vec{u}|$ можно оценить как (u/L) , а усредненное значение $|\partial \vec{u} / \partial t|$ — как (uT) .

Тогда из уравнения (2) следует:

$$|\nabla \times \vec{E}| = |\nabla \times \vec{E}_v| \approx E_v/L; \quad |\partial \vec{B} / \partial t| \approx B/T. \quad (9)$$

И верна оценка

$$E_v \approx (BL)/(cT). \quad (10)$$

Аналогично с учетом уравнения (6) можно записать:

$$\begin{aligned} |\nabla \vec{J}| &\approx J/L; \\ \left| \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{4\pi} (\nabla \vec{E}_p) \right) \right| &= \left| \nabla \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} \right| \approx \\ &\approx \left| \partial \vec{E}_p / \partial t \right| / (4\pi L). \end{aligned} \quad (11)$$

Откуда следует, что

$$\left| \partial \vec{E}_p / \partial t \right| \approx 4\pi J. \quad (12)$$

Далее из уравнения (3) получим с учетом оценки (12) отношения:

$$\begin{aligned} \left| \nabla \times \vec{B} \right| &\approx B/L; \\ \left| \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} \right| &\leq \left| \frac{4\pi}{c} \vec{J} \right| + \left| \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}_p}{\partial t} \right| \approx \\ &\approx \left(\frac{4\pi}{c} J + \frac{4\pi}{c} J \right). \end{aligned} \quad (13)$$

И с их помощью найдем границу значений $|\vec{B}|$:

$$B \leq \frac{4\pi}{c} JL. \quad (14)$$

Наконец, используя оценку (10) и верхнюю границу $|\vec{B}|$, получим:

$$\left| \partial \vec{E}_v / \partial t \right| \approx E_v / T \approx (BL) / (cT^2) \leq 4\pi J \left(\frac{L}{cT} \right)^2. \quad (15)$$

Таким образом, с учетом выражений (12) и (15) отношение величин поперечной и продольной составляющих тока смещения имеет оценку

$$\frac{\left| \partial \vec{E}_v / \partial t \right|}{\left| \partial \vec{E}_p / \partial t \right|} \approx \left(\frac{L}{cT} \right)^2. \quad (16)$$

Данная оценка, по сути, определяет критерий физической адекватности дарвиновского приближения полей в задачах кинетики разреженной плазмы:

$$\left(\frac{L}{cT} \right)^2 \ll 1. \quad (17)$$

Действительно, в этом случае вклад поперечной составляющей тока смещения в развитие исследуемого процесса на фоне вклада его продольной составляющей исчезающе мал и результаты, полученные в рамках модели Власова–Дарвина, физически достоверны.

Подчеркнем, что анализ отношения (16) корректен лишь при безусловном удовлетворении неравенства

$$\frac{v_T}{c} \ll 1, \quad (18)$$

которое в настоящем контексте можно назвать условием (критерием) слабого релятивизма. Этот критерий адекватности вытекает из исходных физических предпосылок построения дарвиновского лагранжиана взаимодействия, но имеет отношение ко всему самосогласованному формализму.

Отметим, что возможна следующая, так сказать, волновая интерпретация найденного критерия (17).

Пусть линейный размер модельной области (l_{sys}) имеет порядок пространственного масштаба (L) процесса, а его характерное время (T) определяет некоторую, назовем ее характерной, частоту ω_{ch} .

Тогда выражение $(L/(cT))$ можно трактовать как отношение длины области моделирования к длине волны (λ) с частотой (ω_{ch}) в вакууме:

$$\left(\frac{L}{cT} \right) \approx \left(\frac{l_{\text{sys}}}{\omega_{\text{ch}}} \right). \quad (19)$$

Следовательно, использование безызлучательного предела в рамках самосогласованного подхода корректно, если линейный размер модельной системы существенно меньше длины волны с характерной частотой ($\approx 2\pi/T$) в вакууме. Подобная интерпретация полученного критерия особенно наглядна в случае численного анализа различного рода неустойчивостей. В этой связи рассмотрим, для примера, обоснование корректности модели Власова–Дарвина в реальном численном исследовании вайбелевской неустойчивости [5].

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВАЙБЕЛЯ

Как известно, анизотропное распределение электронов по скоростям в однородной разреженной плазме может вызывать спонтанное возникновение и быстрое усиление поперечного к акцентированной составляющей скорости частиц магнитного поля — электромагнитную неустойчивость Вайбеля (ВН) [6]. Имея определенную специфику проявлений в ряде областей плазмифизики [7], она характеризуется обязательным наличием существенно нелинейного режима, который и определяет пространственно-временные масштабы явления (L, T).

При этом хорошо развитая линейная теория электромагнитных неустойчивостей [8] позволяет делать количественные оценки характерных параметров ВН. В частности, найти зависимости инкремента γ от волнового числа k (при различных значениях показателя исходной анизотропии среды A) из полученного в цитируемой работе дисперсионного уравнения

$$k_x^2 c^2 - \omega^2 = \omega_{\text{pe}}^2 \left(A + (A+1) \frac{\omega}{k_x u_x} Z \left(\frac{\omega}{k_x u_x} \right) \right). \quad (20)$$

Здесь $A = (u_z^2/u_x^2 - 1)$ (анизотропное распределение электронов характеризуется отношением $u_z > u_x = u_y$ компонент тепловой скорости), $\omega_{\text{pe}} = \sqrt{4\pi n_0 q^2 / m}$ — ленгмюровская частота, а Z — так называемая дисперсионная функция [5].

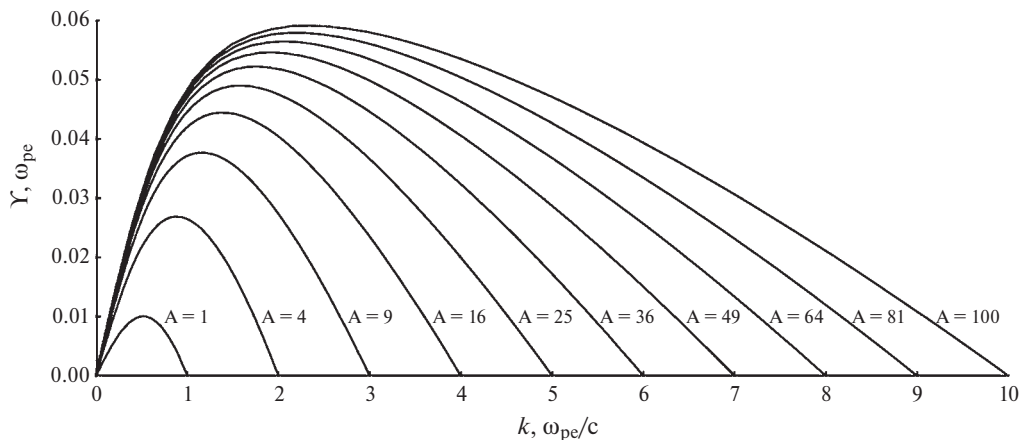


Рис. 1. Инкременты вайбелевской неустойчивости для различных A .

Неустойчивые корни уравнения (20) определяют стоячие волны с мнимой положительной величиной ω , обуславливающие развитие ВН. Они находятся в диапазоне от $k_{\chi}c/\omega_{pe} = 0$ до $k_{\chi}c/\omega_{pe} = \sqrt{A}$ для любого $A > 0$. При этом инкремент неустойчивости $\gamma = -i\omega$ имеет в этой области один максимум, что позволяет выделить наиболее активную моду (см. рис. 1).

В работе [5] задавалось равномерное пространственное распределение электронов и однозарядных ионов, имевших в силу инертности вид положительного фона. При этом компоненты тепловой скорости электронов полагались $u_z = 0.1 [c]$, $u_x = u_y = 0.0316 [c]$, что определяло исходный показатель анизотропии $A = 9$.

Численное решение уравнения (20) (см., например, [9]) для принятых значений базовых параметров давало величины $\gamma_{\max} \approx 0.037 [\omega_{pe}]$ и $k_{\max} \approx 1.2 [\omega_{pe}/c]$, что соответствовало длине волны $\lambda_{\max} \approx 5.2 [c/\omega_{pe}]$.

Полученные значения длины волны $\lambda_{\max}$ и инкремента $\gamma_{\max}$ наиболее активной моды, по сути, определяющей развитие вайбелевской неустойчивости, позволяют оценить характерные пространственно-временные масштабы процесса:

$$T \approx 1/\gamma_{\max}, \quad L \approx \lambda_{\max} \quad (21)$$

и с учетом значения акцентированной составляющей тепловой скорости найти значения параметров слабого релятивизма плазменной системы

$$(v_T/c) < (u_z/c) = 0.1 \quad (22)$$

и корректности дарвиновского приближения электромагнитных полей

$$(L/(cT))^2 \approx (\lambda_{\max} \cdot \gamma_{\max})^2 \approx 0.04. \quad (23)$$

Заметим, что отношение линейного размера модельной системы l_{sys} и длины волны с частотой

ω_{ch} в вакууме при этом имеет (в единицах c/ω_{pe}) вид

$$l_{\text{sys}} \approx \lambda_{\max} \approx 5.2 \ll \lambda_{ch} \approx cT \approx 27. \quad (24)$$

Таким образом, на основании полученных оценок можно утверждать, что результаты численного анализа неустойчивости Вайбеля в рамках самосогласованного подхода с безызлучательной (дарвиновской) аппроксимацией внутренних электромагнитных полей будут физически достоверны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный подход позволяет еще на стадии аналитического прогноза основных параметров исследуемого явления разреженной магнитоактивной плазмы получить априорную информацию о возможности использования дарвиновского представления электромагнитных полей в рамках самосогласованного формализма. Учитывая существенную численную экономичность безызлучательного предела в сравнении с полным (максвелловским) описанием, по-видимому, целесообразно включение рассмотренной методики в общую постановку компьютерных экспериментов, особенно при изучении крупномасштабных плазменных процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов А.А. Теория многих частиц. М.-Л.: ГИТТЛ, 1950. 348 с.
2. Darwin C.G. // Phil. Magazine. 1920. V. 39. P. 537.
3. Бородачев Л.В., Мингалев И.В., Мингалев О.В. // Мат. моделир. 2006. Т. 18. № 11. С. 217.
4. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с.
5. Borodachev L.V., Kolomiets D.O. // J. Plasma Phys. 2011. V. 77. P. 277.
6. Weibel E.S. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 2. P. 83.
7. Davidson R.C., Hammer D.A., Haber I., Wagner C.E. // Phys. Fluids. 1972. V. 15. P. 317.
8. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. М.: Атомиздат, 1975.
9. Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.

Adequacy criteria for non-radiative limit in numerical studies of rarified plasma

L. V. Borodachev*

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia

**e-mail: borodach2000@mail.ru*

The characteristic features of Darwin's (non-radiative) description of electromagnetic fields are considered. Criteria for the physical adequacy of the formalism are obtained within the framework of a self-consistent approach to the model representation of nonlinear processes of rarefied plasma. The implementation of the proposed estimates of the adequacy of the non-radiative approximation based on numerical researches of the Weibel instability.

Keywords: rarefied plasma, self-consistent approach, non-radiative limit, Lagrangian interaction, Weibel instability

СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ И ОЦЕНКА КАЧЕСТВА МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ДИОДА ПРИ ВЫХОДЕ НА РАБОЧИЙ РЕЖИМ

© 2025 г. В. В. Близнюк^{1,*}, В. А. Паршин¹, А. Г. Ржанов², О. И. Семенова¹,
А. Е. Тарасов¹, Н. А. Хлынцев¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский
государственный университет имени М. В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: 40595141@mail.ru

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 03.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Предложен метод оценки качества гетероструктуры мощного лазерного диода 200 мВт на основе измерений спектров интенсивности излучения в надпороговом режиме генерации. В основе метода лежит фиксация и анализ групп мод генерации, относящихся к пространственным каналам излучения. Измерения спектров проводятся при разных токах накачки, которые ниже штатного, в течение малого (не более 30 мин) интервала времени.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, мощный лазерный диод, частотный спектр, деградация, когерентность.

DOI: 10.31857/S0367676525040216, EDN: GUKNNH

ВВЕДЕНИЕ

Мощные лазерные диоды (ЛД) с выводом излучения через оптическое волокно широко используются в волоконно-оптических линиях связи, для накачки лазеров, генерирующих в разных диапазонах оптического спектра, а также в медицинских лазерных аппаратах. К таким лазерам принято относить все ЛД, с полосы электрического контакта которых шириной 1 мкм снимается излучение мощностью от 10 мВт [1].

Важнейшим технико-экономическим параметром ЛД является срок службы.

Чаще всего используется классическая методика контроля состояния гетероструктуры ЛД и прогнозирования его срока службы. Она основана на анализе временных зависимостей мощности излучения при поддержании постоянного значения тока накачки. Срок службы в этом случае определяется как время, через которое мощность падает до определенного, заранее установленного уровня (как правило, в два раза по сравнению с начальным значением) [2].

Наряду с классической методикой достаточно часто используется методика определения срока службы ЛД, базирующаяся на поддержании мощности его излучения на постоянном уровне путем увеличения тока накачки. За срок службы ЛД принимается время наработки лазера, через

которое поддержание мощности на постоянном уровне становится невозможным [2].

Значительно реже для прогнозирования срока службы ЛД используются методики, основанные на анализе временных зависимостей диаграммы направленности и степени линейной поляризации излучения (контраста) [3–5]. Однако реализация перечисленных выше методик связана со значительным расходом ресурса ЛД и не позволяет решить проблему быстрого определения качества отдельно взятого лазера – фундаментальную проблему, без решения которой невозможно обеспечить высококачественное серийное производство приборов электронной техники [6].

Именно поэтому на протяжении нескольких десятилетий в ведущих научных центрах РАН: ФИАН в Москве и Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе в Санкт-Петербурге уделяется самое пристальное внимание разработкам и совершенствованию новых методик контроля состояния гетероструктуры ЛД и прогнозирования их срока службы.

Одной из ранних работ, посвященных разработке новой методики оптимизации параметров одномодовых ЛД на основе квантово-размерных гетероструктур раздельного ограничения, является работа [7]. В этой работе по-

дробно рассмотрены диаграммы направленности излучения лазера в плоскости p - n -перехода и в плоскости, перпендикулярной ей, при различных уровнях выходной оптической мощности. Также представлены спектры излучения ЛД при двух значениях длины резонатора и токе накачки, равном удвоенному пороговому току I_{th} . Сформулированы критерии определения одномодового режима генерации лазера по его диаграмме направленности и спектру излучения. Из сравнения этих критериев следует, что нарушение одномодового режима генерации ЛД, вызванное ухудшением состояния его гетероструктуры, наиболее четко проявляется в спектре лазера.

Высокая чувствительность спектральных характеристик различных типов лазерных диодов к деградиационным процессам, протекающим в их гетероструктуре, позволяет использовать временные зависимости спектров излучения ЛД при прогнозировании их срока службы.

Именно поэтому в течение последних пяти лет мы занимались разработкой новых методик контроля состояния гетероструктуры ЛД, базирующихся на измерениях и анализе их спектра излучения [8–14].

МЕТОДИКИ КОНТРОЛЯ ДЕГРАДАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

В [8] рассмотрена методика измерения темпа деградации мощного непрерывного ЛД с широким контактом путем контроля состояния его гетероструктуры через каждые пятьдесят часов наработки при фиксированном значении тока накачки. В качестве контролируемого параметра предложено использовать определяемое по спектру излучения количество каналов генерации лазера. Экспериментально установлено, что при увеличении времени эксплуатации лазера число каналов генерации возрастает. Увеличение числа каналов генерации мы связываем с уменьшением длины когерентности излучения ЛД, вызванного ростом внутренних потерь, — характерным признаком деградации лазера.

Также экспериментально установлено, что темп деградации возрастает при увеличении рабочего тока накачки. Это подтверждается появлением дополнительного канала генерации ЛД при фиксированном времени его наработки.

Разработан алгоритм определения оптимального значения тока накачки ЛД, при котором обеспечивается большой срок его службы [8, 9]. При его разработке учитывается, что спектр излучения мощного ЛД характеризуется сложным видом его огибающей и представляет собой суперпозицию спектров излучения отдельных каналов генерации. Анализ спектра излучения в каждом канале генерации позволяет определить значение интегрального параметра A_i , являющегося количественной мерой отличия контура линии,

оглающей спектр излучения в канале, от гауссовой функции [5].

В [9] показано, что спектр излучения в каждом канале генерации близок к спектру генерации одномодового лазера, и поэтому ЛД формально может быть представлен как набор одномодовых лазеров с изменяющимся в процессе наработки числом излучающих элементов.

Для каждого i -го излучающего элемента нами применяется методика быстрого прогнозирования срока службы одномодового ЛД по значению интегрального параметра $A_{нач,i}$ в начальный период эксплуатации лазера [5]. Используется тот факт, что срок службы одномодового лазера тем меньше, чем меньше значение параметра $A_{нач}$. Так как уменьшение параметра $A_{нач}$, даже одного из излучающих элементов приводит к отклонению спектра излучения ЛД от оптимального, срок службы лазера определяется по наименьшему значению параметра $A_{нач,i}$.

Если значения параметра A_i во всех каналах генерации близки единице, то это свидетельствует о высоком качестве гетероструктуры ЛД и о том, что ЛД работает при оптимальном токе накачки.

Итак, установлено, что в качестве параметра, по которому можно определить состояние гетероструктуры конкретного серийного мощного ЛД, наряду с временной зависимостью количества каналов генерации излучения можно использовать токовую зависимость спектра излучения на начальном этапе эксплуатации ЛД. Это существенно упрощает диагностику ЛД на предмет их долговечности.

Методика текущего контроля состояния гетероструктуры в процессе ее медленной деградации изложена в [11, 12]. Учитывается, что заметные признаки деградации ЛД проявляются через две–три тысячи часов наработки. Поэтому временная зависимость состояния гетероструктуры определяется с использованием ускоренного старения приборов при повышенной температуре окружающей среды. Однако в ходе ускоренных испытаний на старение ЛД стремительно расходуется их ресурс, что не позволяет решить проблему определения качества конкретного ЛД без расходования значительной части ресурса лазеров. Увеличение разрешающей способности спектрального прибора МДР-23 позволило выделить в спектре излучения мощного ЛД тонкую и грубую структуру спектра [12, 13]. Благодаря этому установлена и экспериментально проверена связь между параметрами спектра и внутренними параметрами структуры лазера, изменяющимися в процессе деградации прибора. Экспериментально показано, что при деградации ЛД происходит существенный рост внутренних потерь, что выражается в ухудшении когерентности излучения, обогащении спектра излучения, появлении новых пространственных структур в виде новых несвязанных по фазе каналов генера-

ции, уширении спектральных линий продольных мод.

Установлено два новых фактора, которые можно использовать для быстрой диагностики выработки ресурса лазерного диода по спектру его излучения: это ширина спектра отдельной продольной моды и количество пиков грубой структуры спектра. Одновременное использование двух (с мощностью — трех) критериев старения позволяет значительно увеличить точность и степень достоверности определения момента начала неприемлемой для данного прибора деградации и связанной с ней необходимостью замены ЛД.

При выполнении настоящей работы основное внимание уделялось разработке методики определения качества мощного лазерного диода по токовой зависимости его спектра излучения в процессе выхода лазера на рабочий режим при токах накачки до четырехкратного превышения порога.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Результаты экспериментальных исследований спектров излучения двух ЛД из новой партии приборов приведены на рис. 1а,б и 2а,б.

Сравнение спектров излучения ЛД 1002 и 1005 при одинаковых токах накачки позволяют сделать заключение о качестве этих лазеров. Так, при токе накачки 180 мА ЛД 1002 имеет один канал генерации (рис. 1а), а ЛД 1005 — шесть каналов (рис. 2а). При токе накачки 250 мА число каналов в этих лазерах увеличивается до двух и восьми соответственно. Согласно разработанной ранее методике определения качества гетерострук-

туры [11, 12] ЛД 1002 имеет более высокое качество, чем ЛД 1005. Количественно такое отличие проявится в существенной разнице сроков службы рассматриваемых лазеров.

Трансформация спектров ЛД при изменении тока накачки позволяет сделать некоторые заключения о качестве приборов.

После преодоления порога генерации с ростом тока накачки происходит постепенное увеличение как пространственной, так и спектральной области генерации. При этом, во-первых, происходит появление и переключение новых групп продольных мод, объединенных в пространственные каналы генерации, сопровождающееся общим смещением в длинноволновую область; во-вторых, наблюдается увеличение пространственной области генерации за счет возникновения новых каналов без их сужения. Увеличивается также спектральный интервал усиления активной среды, что проявляется в появлении новых групп продольных мод.

Важным экспериментальным результатом в данном исследовании является тот факт, что ширина отдельных каналов генерации должна оставаться и остается постоянной при надпороговом изменении тока накачки. Это вызвано вполне конкретной величиной потерь в резонаторе, которые слабо зависят от накачки. В то же время эти потери различны в двух исследуемых устройствах, что мы и наблюдаем в эксперименте.

Для получения более точных оценок качества гетероструктуры мощных ЛД приведенные исследования необходимо дополнить измерениями пространственных параметров излучения ЛД, особенно в ближнем поле.

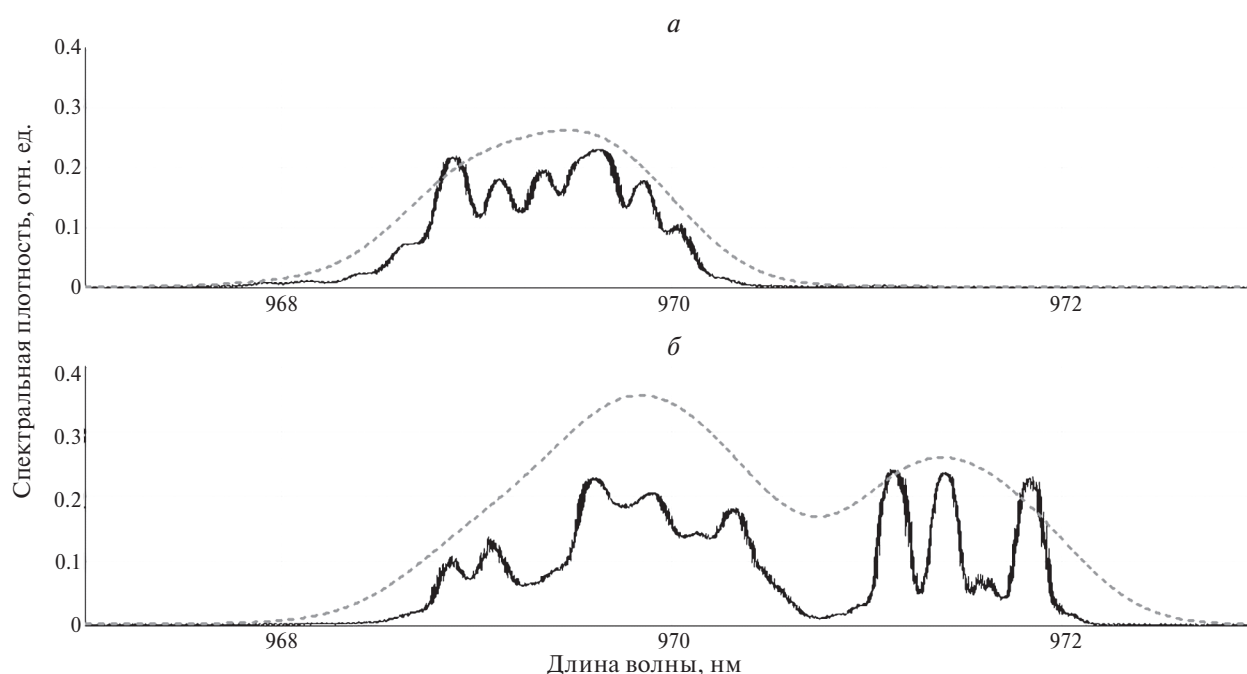


Рис. 1. Спектры ЛД 1002 при токе накачки: 180 (а) и 250 мА (б).

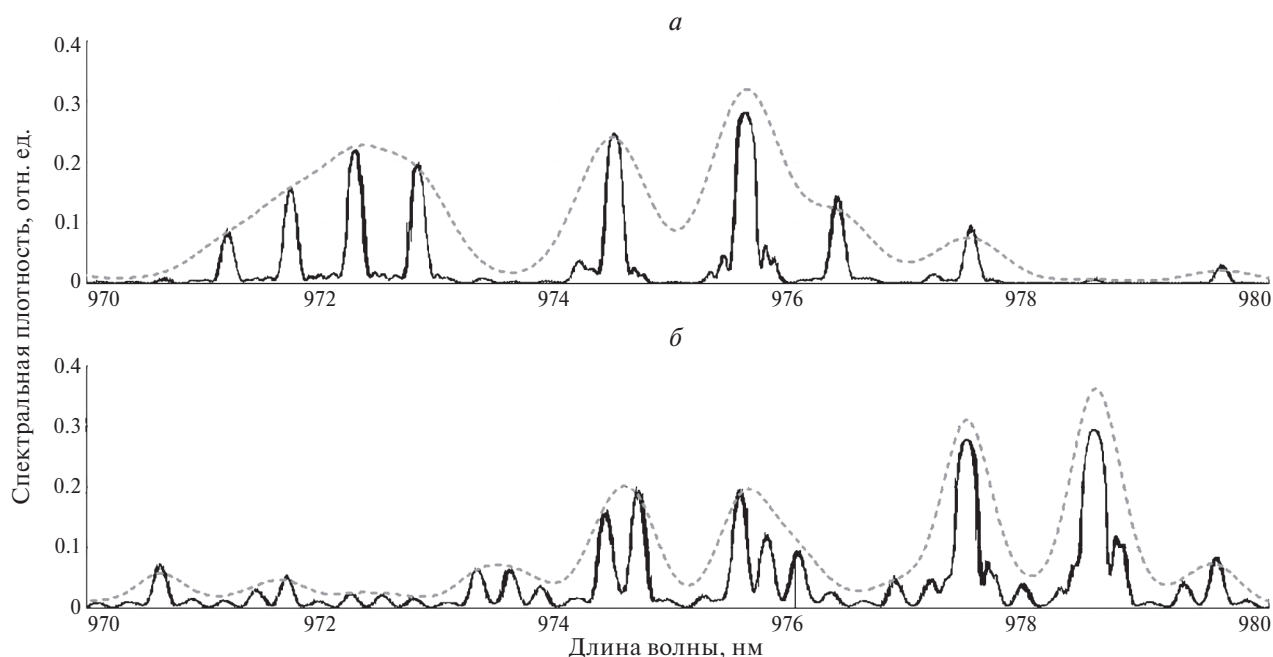


Рис. 2. Спектры ЛД 1005 при токе накачки: 180 (а) и 250 мА (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами был предложен метод оценки качества гетероструктуры мощного лазерного диода на основе анализа спектров интенсивности излучения, полученных при токах накачки, не превышающих четырех пороговых значений. Показано, что, используя данный метод, можно судить как о качестве гетероструктуры лазерного диода с нулевой наработкой, так и о его максимальном времени функционирования в штатном режиме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуков А.Е. Физика и технология полупроводниковых наноструктур. СПб.: Элмор, 2007. 304 с.
2. Кейси Л., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. 299 с.
3. Мифтахутдинов Д.Р., Богатов А.П., Дракин А.Е. // Квант. электрон. 2010. № 7. С. 583; Miftakhutdinov D.R., Bogatov A.P., Drakin A.E. // Quantum Electron. 2010. V. 40. No. 7. P. 583.
4. Воробьев Л.Е., Софронов А., Фирсов Д. и др. // Фотоника. 2012. Т. 31. № 1. С. 20.
5. Близнюк В.В., Коваль О.И., Паршин В.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1504; Bliznyuk V.V., Koval O.I., Parshin V.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 11. P. 1367.
6. Сидоров В.Г., Шмидт Н.П. // Науч.-техн. ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2013. № 2(170). С. 71.
7. Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А. и др. // ФТП. 2002. Т. 36. № 12. С. 1393. Leshko A.Yu., Lyutetskiy A.V., Pikhtin N.A. et al. // Semiconductors. 2002. V. 36. No. 12. P. 1393.
8. Близнюк В.В., Коваль О.И., Паршин В.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 225; Bliznyuk V.V., Koval O.I., Parshin V.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 173.
9. Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 255; Bliznyuk V.V., Parshin V.A., Rzhhanov A.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 184.
10. Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1598; Bliznyuk V.V., Parshin V.A., Rzhhanov A.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 11. P. 1324.
11. Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 7. С. 1008; Bliznyuk V.V., Parshin V.A., Rzhhanov A.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 7. P. 837.
12. Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1598; Bliznyuk V.V., Parshin V.A., Rzhhanov A.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 11. P. 1324.
13. Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 1. С. 29; Bliznyuk V.V., Parshin V.A., Rzhhanov A.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 1. P. 21.
14. Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г. и др. // Сб. тезисов ФЭКС/IWQO-2023. (Светлогорск, 2023). С. 174.

Radiation spectra and the quality evaluation of a high-power laser diode when entering the operating mode

**V. V. Bliznyuk^{a,*}, V. A. Parshin^a, A. G. Rzhanov^b, O. I. Semenova^a, A. E. Tarasov^a,
N. A. Khlyntsev^a**

^a*National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow, 111250, Russia*

^b*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

**e-mail: 40595141@mail.ru*

A method for evaluating the quality of the heterostructure of a high-power 200 MW laser diode based on measurements of radiation intensity spectra in the over-threshold generation mode is proposed. The method is based on the fixation and analysis of groups of generation modes related to spatial radiation channels. The spectra are measured at different pumping currents, which are lower than the standard, for a short (no more than 30 min) time interval.

Keywords: semiconductor laser, high-power laser diode, frequency spectrum, degradation, coherence.

О ВОЗМОЖНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЕДИНЕННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПРОИЗВОЛЬНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ В ПЛОСКОСТИ ДВУМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

© 2025 г. С. Ю. Глазов^{1,*}, Н. Е. Мещерякова¹, И. Н. Федулов²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Волгоградский государственный социально-педагогический университет», Волгоград, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Югорский государственный университет», Ханты-Мансийск, Россия

*E-mail: ser-glazov@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 03.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Исследована возможность распространения плоской уединенной электромагнитной волны в плоскости квадратной двумерной сверхрешетки на основе графена под различными углами к ее осям. Получено нелинейное уравнение, описывающее векторный потенциал уединенной электромагнитной волны для случая слабой неаддитивности энергетического спектра носителей заряда в бесстолкновительном приближении. Показано, что распространение плоских уединенных волн возможно либо вдоль осей сверхрешетки, либо под углом 45° к ним.

Ключевые слова: уединенные электромагнитные волны, солитоны, графен, двумерные сверхрешетки, уравнение синус–Гордона, двойное уравнение синус–Гордона.

DOI: 10.31857/S0367676525040228, EDN: GUNSUZ

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы получили развитие многочисленные исследования физических свойств структур на основе графена, в частности в оптике графеновых сверхрешеток (ГСР). Несмотря на то, что на сегодняшний день существуют определенные технологические сложности и ограничения в изготовлении графеновых сверхструктур, активно ведутся теоретические и экспериментальные исследования как одномерных [1–8], так и двумерных (2D) [9–16] ГСР и получено большое количество интересных результатов. Несомненно, в недалеком будущем графеновые сверхструктуры будут иметь важное практическое значение для генерации и усиления электромагнитных волн, в частности сверхкоротких уединенных электромагнитных волн (УЭВ) [17, 18]. В последнее время возник интерес к 2D ГСР, образуемой периодически чередующимися в шахматном порядке прямоугольными областями диоксида SiO_2 и карбида кремния SiC . В отличие от карбида кремния, диоксид кремния не влияет на энергетический спектр графена, в то время как карбид кремния вызывает появление в его спектре запрещенной зоны («щели») шириной приблизи-

тельно 0.26 эВ и вследствие чередования участков щелевой и бесщелевой модификаций графена возникает минизонный спектр. Модельный энергетический спектр такой 2D ГСР исследован в [5], а в работах [14–16] рассмотрены особенности распространения УЭВ. В статье [16] изучено взаимодействие плоских УЭВ, распространяющихся вдоль осей квадратной ГСР во взаимно перпендикулярных направлениях. В настоящей работе исследована возможность распространения плоской УЭВ вдоль произвольно выбранных направлений для квадратной 2D ГСР.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Спектр 2D ГСР, состоящей из чередующихся в шахматном порядке прямоугольных областей щелевого и бесщелевого графена, в одноминизонном приближении имеет вид [5]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \pm \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2 (1 - \cos(p_x d_1)) + \Delta_2^2 (1 - \cos(p_y d_2))}, \quad (1)$$

где p_x , p_y — проекции квазиимпульса электрона на оси СР, d_1 , d_2 — периоды 2D ГСР (здесь и да-

лее $\hbar = 1$). Непараболичность спектра двумерной графеновой сверхрешетки влечет за собой появление нелинейных свойств, в частности возможность распространения в ней УЭВ.

Эволюция УЭВ описывается уравнением д'Аламбера для векторного потенциала

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial y^2} - \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}(A_x, A_y) = 0, \quad (2)$$

где $V = c\chi^{-1/2}$ — скорость электромагнитной волны в отсутствии электронов, χ — эффективная диэлектрическая проницаемость среды. Векторный потенциал связан с напряженностью электрического поля $\vec{E} = -(1/c) \partial \vec{A} / \partial t$. При решении задачи мы выбираем кулоновскую калибровку векторного потенциала, а также пренебрегаем столкновениями.

Плотность электрического тока определяется в виде

$$\vec{j} = -e \sum n(\vec{p}) \vec{v} \left(\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{r}, t) \right), \quad (3)$$

где $n(\vec{p})$ — функция распределения электронов, $v(\vec{p}) = (\partial \epsilon / \partial p_x, \partial \epsilon / \partial p_y)$ — скорость электронов.

Разлагая скорость электронов в двумерный ряд Фурье и предполагая электронный газ невырожденным, имеем выражение для плотности тока

$$\vec{j} = -\frac{en_0}{a} \times \left(\frac{\Delta_1^2 d_1}{\Delta_0} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_{nm} \sin(n\phi_x) \cos(m\phi_y), \right. \\ \left. \times \left(\frac{\Delta_2^2 d_2}{\Delta_0} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_{nm} \sin(n\phi_y) \cos(m\phi_x) \right) \right), \quad (4)$$

где n_0 — концентрация 2D электронов, a — толщина графена, $\vec{\phi} = \frac{e}{c} (A_x d_1, A_y d_2)$ — безразмерный векторный потенциал, $B_{nm} = a_{nm} I_{nm} / I_{00}$,

$$I_{nm} = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(nx) \cos(my) \exp \left[-\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_1^2 (1 - \cos(x)) + \Delta_2^2 (1 - \cos(y))} / kT \right] dx dy,$$

$$a_{nm} = \frac{1}{2\pi^2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sin(x) \sin(nx) \cos(my) dx dy}{\sqrt{1 + \frac{\Delta_1^2}{\Delta_0^2} (1 - \cos(x)) + \frac{\Delta_2^2}{\Delta_0^2} (1 - \cos(y))}}.$$

C_{nm} вычисляется аналогично B_{nm} посредством разложения в ряд Фурье проекции скорости электронов на ось y .

В дальнейшем ограничимся частным случаем квадратной решетки $d_1 = d_2 = d$, $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$. В этом случае $B_{nm} = C_{nm}$.

В общем случае решение уравнения (2) с учетом плотности тока в виде (4) возможно только численно. Компоненты плотности тока вдоль осей x и y в общем случае отличны от нуля и результирующий вектор плотности тока сложным образом зависит от координат и времени. Однако можно показать, что в рассматриваемом нами случае квадратной симметричной сверхрешетки существуют такие значения угла θ между осью x и направлением распространения волны, при которых направление вектора плотности тока не будет меняться относительно направления векторного потенциала и, более того, совпадет с ним. В этом случае возможно введение новой системы координат, в которой одна из координатных осей совпадает с направлением вектора плотности тока, что автоматически означает равенство нулю перпендикулярной компоненты плотности тока в этой, новой системе координат. Тем самым возможно сведение (2+1)-размерной задачи к одномерной (1+1).

Выберем направление распространения плоской УЭВ под углом θ к оси x и обозначим его x' . Вследствие симметрии системы будем рассматривать углы θ , находящиеся в первой четверти квадранта. Геометрия задачи приведена на рис. 1. Перейдем к одномерному случаю, спроецировав (2) на ось y' и с учетом $\phi = \phi_{y'} = edA/c$, $\phi_{x'} = 0$, $\omega_0^2 = 2\pi e^2 n_0 \Delta^2 d^2 / c^2 \Delta_0$, получим

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - V^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x'^2} + \omega_0^2 \left(-\sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_{nm} \times \right. \\ \times \sin(n\phi_x) \cos(m\phi_y) + \cos \theta \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_{nm} \times \\ \left. \times \sin(n\phi_y) \cos(m\phi_x) \right) = 0. \quad (5)$$

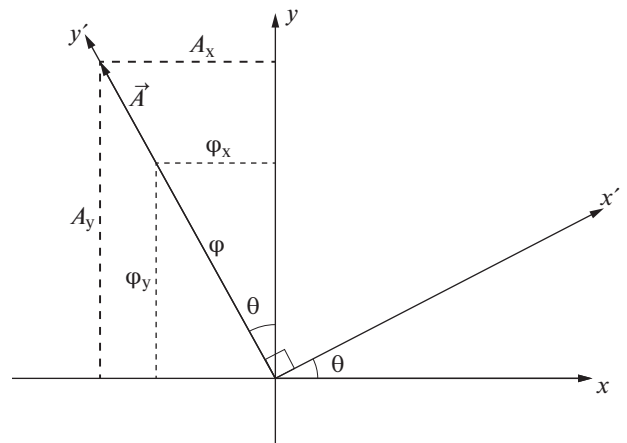


Рис. 1. Геометрия задачи.

Здесь проекция плотности тока на ось y' получена при помощи проекций плотности тока на оси x и y

$$j_{y'} = -j_x \sin \theta + j_y \cos \theta. \quad (6)$$

Связь между компонентами векторного потенциала в нештрихованной и штрихованной системах координат задается следующим образом: $\phi_x \cos \theta = -\phi_y \sin \theta$, $\phi_x = -\phi \sin \theta$, $\phi_y = \phi \cos \theta$.

Проекция уравнения (2) на направление распространения плоской УЭВ, на ось x' , приводит к условию $j_{x'} = 0$. В нашем случае векторный потенциал и плотность тока сонаправлены и перпендикулярны направлению распространения плоской волны. Проекцию плотности тока на ось x' также удобно выразить через проекции плотности тока на оси x и y

$$j_{x'} = j_x \cos \theta + j_y \sin \theta. \quad (7)$$

Из условия $j_{x'} = 0$, имеем

$$\begin{aligned} & -\cos \theta \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_{nm} \times \\ & \times \sin(n\phi \sin(\theta)) \cos(m\phi \cos(\theta)) + \sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_{nm} \times \\ & \times \sin(n\phi \cos(\theta)) \cos(m\phi \sin(\theta)) = 0. \quad (8) \end{aligned}$$

Равенство (8) выполняется при произвольных ϕ при определенных значениях угла θ , соответствующих направлению распространения волны под углами 0° и 45° к осям ГСР. Таким образом, уравнение (5) описывает векторный потенциал плоской УЭВ, распространяющейся в квадратной ГСР под углами 0° и 45° к ее осям.

Рассмотрим случай слабой неаддитивности энергетического спектра, при котором можно ограничиться первыми слагаемыми в (5)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - V^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x'^2} + \omega_0^2 \left(B_{10} \sin(\phi \sin \theta) \left(1 + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2B_{11}}{B_{10}} \cos(\phi \cos \theta) \right) \sin \theta + B_{10} \sin(\phi \cos \theta) \left(1 + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2B_{11}}{B_{10}} \cos(\phi \sin \theta) \right) \cos \theta \right) = 0. \quad (9) \end{aligned}$$

Выполним переход к безразмерным переменным $\eta = x'\omega_0/V$, $\tau = t\omega_0$ и введем обозначение $\beta = 2B_{11}/B_{10}$. Окончательно получим:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial \eta^2} + \sin \theta \sin(\phi \sin \theta) (1 + \beta \cos(\phi \cos \theta)) + \\ & + \cos \theta \sin(\phi \cos \theta) (1 + \beta \cos(\phi \sin \theta)) = 0. \quad (10) \end{aligned}$$

В случае, когда $\theta = 0$ или $\theta = \pi/2$, уравнение (10) соответствует уравнению синус–Гордона, а при выполнении условия

$\theta = \pi/4$ уравнение (10) принимает вид уравнения двойной синус–Гордона [14]. Таким образом, уравнение (10) описывает все возможные случаи распространения плоских уединенных волн в 2D симметричной квадратной ГСР (обобщенное уравнение синус–Гордона).

Будем искать решение уравнения (10) в виде бегущей волны, вводя переменную $\xi = (\eta - \frac{u}{V}\tau) / \sqrt{1 - \frac{u^2}{V^2}}$, где u – скорость кинка. После преобразований имеем

$$\begin{aligned} \phi''_{\xi\xi} = & \sin \theta \sin(\phi \sin \theta) (1 + \beta \cos(\phi \cos \theta)) + \\ & + \cos \theta \sin(\phi \cos \theta) (1 + \beta \cos(\phi \sin \theta)). \quad (11) \end{aligned}$$

Умножая обе части уравнения на производную ϕ'_ξ и далее однократно интегрируя, получим

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{d\xi} = & \left[2 \left(C - \cos(\phi \sin \theta) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \cos(\phi \cos \theta) (1 + \beta \cos(\phi \sin \theta)) \right) \right]^{1/2}. \quad (12) \end{aligned}$$

Константа C определяется из соображений равенства нулю производной потенциала при $\phi = 0$.

Фазовые портреты системы при различных значениях угла θ показаны на рис. 2 и 3. Жирные линии соответствуют сепаратрисам. Мы видим, что для значений углов $\theta = 0$ и $\theta = \pi/4$ фазовые траектории системы, соответствующие сепаратрисам, разделяющим области финитного (колебательного, если обратиться к аналогии маятника) и инфинитного (вращательного) движений, соответствуют существованию уединенных волн [19]. В случае углов θ , отличных от 0 , $\pi/4$ и $\pi/2$, соответствующие фазовые траектории не имеют периодического вида, как показано на рис. 3. Жирными линиями на рис. 3 показаны фазовые кривые, соответствующие уравнению (9), при начальном условии $\phi'_{\xi=0} = 0$. Анализ фазового портрета показывает, что данные фазовые кривые не разделяют области финитного и инфинитного движений и, следовательно, не являются сепаратрисами и поэтому, как и следовало ожидать, не могут задавать условия существования плоских уединенных волн вдоль соответствующих направлений относительно осей ГСР. Таким образом, плоские УЭВ в квадратной 2D ГСР могут распространяться лишь в направлениях главных осей или диагонали квадратной ГСР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована задача о возможности распространения плоских УЭВ в плоскости 2D ГСР под различными углами к ее осям. Получено обобщенное уравнение синус–Гордона, описывающее распространение уединенного электромагнитного импульса вдоль определенных направлений в плоскости квадратной 2D ГСР со слабой

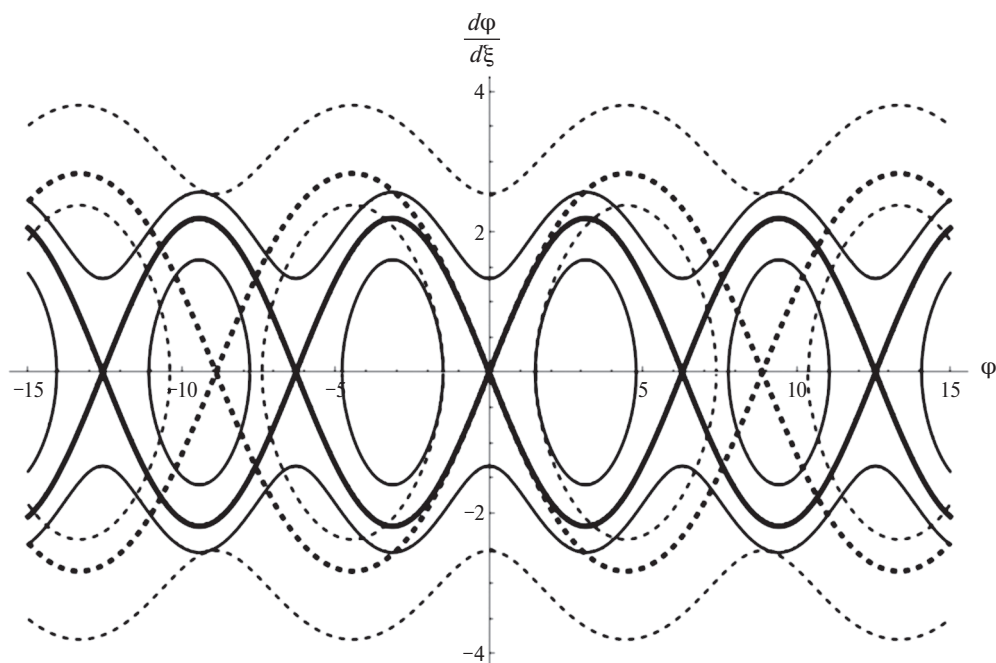


Рис. 2. Фазовый портрет системы при $\theta = 0$ (сплошные линии) и $\theta = \pi/4$ (пунктирные линии). Жирные линии соответствуют сепаратрисам.

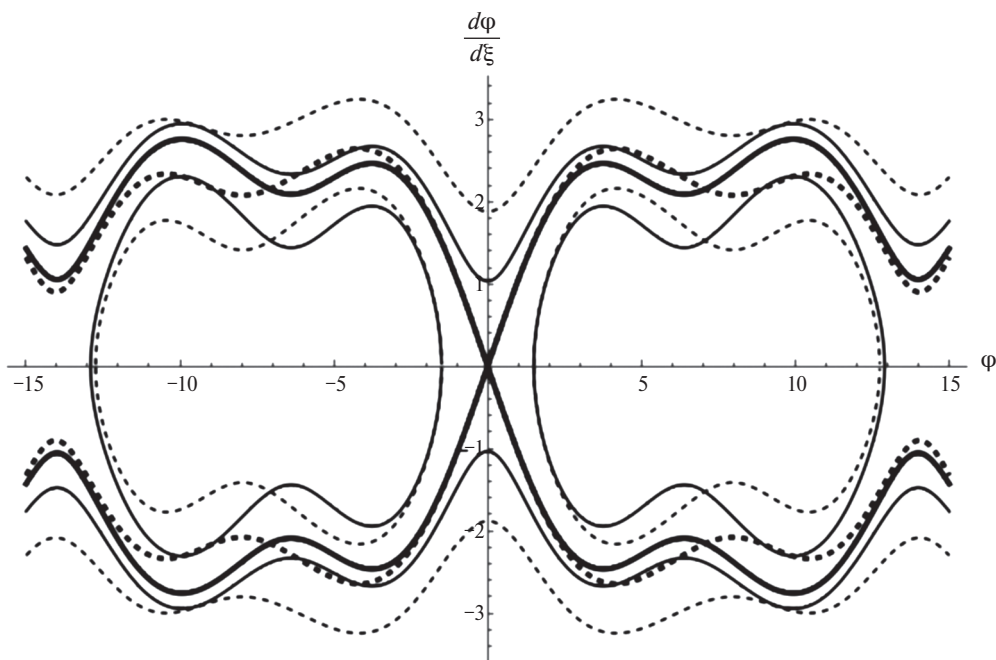


Рис. 3. Фазовый портрет системы при $\theta = \pi/8$ (сплошные линии) и $\theta = \pi/6$ (пунктирные линии).

неаддитивностью энергетического спектра в бесстолкновительном приближении. Исследованы фазовые портреты, соответствующие его решению и проанализированы условия существования УЭВ в рассматриваемой ГСР. На основании полученных результатов сделан вывод о том, что плоская УЭВ способна распространяться лишь под углами 0° и 45° осям квадратной ГСР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ратников П.В. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 6. С. 515; Ratnikov P.V. // JETP Lett. 2009. V. 90. № 6. P. 469.
2. Ratnikov P.V. // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. Art. No. 125301.
3. Smirnova D.A., Shadrivov I.V., Smirnov A.I. et al. // Laser Photon. Rev. 2014. V. 8. P. 291.

4. *Bludov Yu.V., Smirnova D.A., Kivshar Yu.S. et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. Art. No. 045424.*
5. *Kryuchkov S.V., Kukhar' E.I. // Physica B. 2013. V. 408. P. 188.*
6. *Martin-Vergara F., Rus F., Villatoro F.R. // Nonlin. Syst. 2018. V. 2. P. 85.*
7. *Кухарь Е.И., Крючков С.В., Ионкина Е.С. // ФТП. 2018. Т. 52. № 6. С. 620; Kukhar E.I., Kryuchkov S.V., Ionkina E.S. // Semiconduct. 2018. V. 52. No. 6. P. 766.*
8. *Завьялов Д.В., Конченков В.И., Крючков С.В. // ЖТФ. 2019. Т. 89. № 10. С. 1473; Zav'yalov D.V., Konchenkov V.I., Kryuchkov S.V. // Tech. Phys. 2019. V. 64. P. 1391.*
9. *Kryuchkov S.V., Popov C.A. // J. Nano- Electron. Phys. 2017. V. 9. No. 2. Art. No. 02013.*
10. *Forsythe C., Zhou X., Watanabe K. et al. // Nature Nanotechnol. 2018. V. 13. P. 566.*
11. *Zhang Y., Kim Y., Gilbert M.J. et al. // NPJ 2D Mater. Appl. 2018. V. 2. P. 31.*
12. *Бадикова П.В., Глазов С.Ю., Сыродоев Г.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 1. С. 38; Badikova P.V., Glazov S.Yu., Syrodov G.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 1. P. 30.*
13. *Бадикова П.В., Глазов С.Ю., Сыродоев Г.А. // ФТП. 2019. Т. 53. № 7. С. 927; Badikova P.V., Glazov S.Yu., Syrodov G.A. // Semiconductors. 2019. V. 53. No. 7. P. 911.*
14. *Глазов С.Ю., Сыродоев Г.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 1. С. 128; Glazov S.Yu., Syrodov G.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 1. P. 98.*
15. *Glazov S.Yu., Syrodov G.A. // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 1740. No. 1. Art. No. 012062.*
16. *Бабина О.Ю., Глазов С.Ю., Федулов И.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 1. С. 30; Babina O.Yu., Glazov S.Yu., Fedulov I.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 1. P. 22.*
17. *Крючков С.В., Капля Е.В. // ЖТФ. 2003. Т. 48. № 5. С. 53; Kryuchkov S.V., Kaplya E.V. // Tech. Phys. 2003. V. 48. No. 5. P. 576.*
18. *Sun Z., Hasan T., Ferrari A.C. // Physica E. 2012. V. 44. P. 1082.*
19. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.*

On the possibility of propagating a solitary electromagnetic wave in arbitrary directions in the plane of a two-dimensional graphene-based superlattice

S. Yu. Glazov^{a,*}, N. E. Mescheryakova^a, I. N. Fedulov^b

^a*Volgograd State Socio-Pedagogical University, Volgograd, 400005 Russia*

^b*Yugra State University, Khanty-Mansiysk, 628012 Russia*

*e-mail: ser-glazov@yandex.ru

The possibility of propagation of a plane solitary electromagnetic wave in the plane of a square two-dimensional graphene-based superlattice at various angles to its axes is investigated. A nonlinear equation describing the vector potential of a solitary electromagnetic wave is obtained for the case of weak nonadditivity of the energy spectrum of charge carriers in the collisionless approximation. It is shown that the propagation of plane solitary waves is possible either along the axes of the superlattice or at an angle of 45° to them.

Keywords: solitary electromagnetic waves, solitons, graphene, two-dimensional superlattices, sine-Gordon equation, double sine-Gordon equation.

УДК 534.2:517.9

ПРОЕКТИРОВАНИЕ НАСТРАИВАЕМЫХ АКУСТИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ

© 2025 г. К. В. Дмитриев*, Д. В. Смирных

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»,
физический факультет, кафедра акустики, Москва, Россия*

**E-mail: presentatio@mail.ru*

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 03.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Предложен двухшаговый метод проектирования акустических метаматериалов и расчета волновых полей в них. На первом шаге определяются коэффициенты рассеяния, а на втором шаге определяется конкретная конструкция элементов метаматериала. Представлены результаты моделирования неотражающей изолирующей оболочки и линзы с перестраиваемым фокусом.

Ключевые слова: активные метаматериалы, теория рассеяния, неотражающая оболочка, уравнение Липпмана—Швингера.

DOI: 10.31857/S0367676525040236, EDN: GUNZON

ВВЕДЕНИЕ

Акустические метаматериалы — это искусственно созданные среды, состоящие из периодически или хаотически расположенных элементов с характерным размером, значительно меньшим длины волны. Поскольку конструкция каждого такого элемента может быть выбрана специальным образом, это открывает возможности для проектирования сред со многими необычными свойствами, как правило, не встречающимися у «обычных» сплошных материалов. К таковым относятся, например, среды с отрицательным коэффициентом преломления [1, 2], ауксетики [3], скрывающие конструкции [4–7]. Метаматериалы нашли свое применение во многих задачах, связанных с управлением волновыми полями и созданием поглощающих покрытий [8, 9].

Представляет интерес введение в структуру метаматериала активных элементов [9]. В одном случае они могут представлять собой комбинацию датчиков и источников акустического поля [10], соединенных с помощью электронных схем. Это позволяет еще больше расширить допустимый диапазон волновых свойств среды, поскольку снимаются ограничения на поглощение волн. Кроме того, электронные схемы могут осуществлять обработку сигналов, в том числе, нелинейную. В другом случае активные элементы используются не для создания акустического поля, а для динамического изменения струк-

туры метаматериала, а значит, и его волновых свойств [11].

Основные вопросы, которые возникают при изучении метаматериалов, касаются, с одной стороны, моделирования волновых процессов и поиска новых интересных эффектов в этих средах, а с другой стороны — принципов их создания на практике. Для решения обеих задач можно моделировать волновые процессы в среде в целом, разбивая ее на участки достаточно малого размера (например, методом конечных элементов, МКЭ). Однако, как правило, размер элемента метаматериала должен быть существенно меньше эффективной длины волны в метаматериале. С другой стороны, такой элемент часто представляет собой конструкцию, детали которой имеют еще меньший размер. Это приводит к тому, что шаг выбранной сетки дискретизации оказывается в среднем на порядок меньше, чем в задачах, связанных с моделированием сплошных сред, и объем вычислений при таких расчетах резко возрастает.

Другим решением является введение эффективных параметров метаматериала (плотности, сжимаемости, скорости звука), что позволяет рассматривать его как сплошную среду. Многие эффекты, обнаруженные в метаматериалах, изначально рассматривались именно с помощью такого подхода [1, 12]. Для определения пространственного распределения эффективных па-

раметров может использоваться метод трансформационной акустики [13], активно применяющийся при проектировании различных скрывающих конфигураций. Трудность такого подхода состоит в поиске практической конструкции среды с заданными эффективными параметрами. Прежде всего, сложно дать корректное определение таких параметров для дискретной среды, особенно если на длине волны укладывается лишь небольшое число ее элементов или они расположены неравномерно. Часто с этой целью вводится бесконечная периодическая решетка элементов, совпадающая в некоторой области пространства с исследуемой. Моделирование единственного элемента такой решетки с наложенными периодическими граничными условиями позволяет построить дисперсионные характеристики и определить эффективную скорость звука в этой области. Однако эффективный импеданс среды остается неизвестным, что в итоге не исключает необходимость применения методов типа МКЭ. Также следует отметить, что реализация получаемых параметров оказывается затруднительной в связи с их высокой анизотропией [14, 15].

Еще одно решение связано с применением к метаматериалам методов теории рассеяния [16–22]. Еще до активного обсуждения метаматериалов в литературе данные подходы активно применялись для анализа распространения волн в регулярных и случайно-неоднородных средах [23, 24]. В данном подходе каждая точка среды рассматривается как рассеиватель, излучающий вторичные волны в ответ на поле исходной падающей волны и поля, рассеянные другими элементами. Математически результат расчета оказывается эквивалентен решению исходных уравнений акустики. В случае, когда метаматериал представляется в виде отдельных элементов, помещенных в фоновую среду, каждый из них можно рассматривать как одиночный рассеиватель, характеризующийся коэффициентами рассеяния [25, 26]. Поскольку число таких рассеивателей намного меньше числа элементов при дискретизации среды, метод оказывается эффективным с точки зрения объема вычислений.

В настоящей работе предлагается использовать этот подход и проводить расчеты в два шага, раздельно рассматривая процессы многократного рассеяния поля внутри одного элемента метаматериала и внутри решетки дискретных рассеивателей. В зависимости от порядка шагов это дает возможность либо рассчитать поле внутри метаматериала с заданной структурой его элементов, либо решить обратную задачу поиска такой структуры.

ДИСКРЕТНОЕ УРАВНЕНИЕ ТИПА ЛИППМАНА–ШВИНГЕРА

Пусть метаматериал представляет собой систему из конечного числа дискретных элементов ма-

лого размера, помещенных в жидкую однородную фоновую среду. Акустическое поле с временной зависимостью $\sim \exp(-i\omega t)$ создается первичными источниками, расположенными в области X вне метаматериала. Для каждого q -го элемента строится содержащий его круг (в двумерном случае, размерность пространства $d = 2$) или шар (в трехмерном случае, $d = 3$) Γ_q минимально возможного радиуса с центром в точке $\vec{r}_q$. Рассматривается достаточно широкий класс метаматериалов, для которых эти круги (или шары) не имеют общих точек. При этом отсутствуют требования к тому, чтобы элементы метаматериала располагались периодически или были одинаковы. Дальнейшие рассуждения проводятся только для двумерного случая; для трехмерного случая получаются аналогичные результаты.

Рассматривается произвольный фиксированный элемент метаматериала с индексом q . Область пространства

$$\bar{\Gamma} \equiv (R^d \setminus X) \setminus \bigcup_q \Gamma_q$$

занята однородной фоновой средой с волновым числом k_0 и не содержит источников. Поле акустического давления $p(\vec{r})$ в этой области можно представить в виде

$$p(\vec{r}) = p_0(\vec{r}) + \sum_{t \neq q} p_{sc}^{(t)}(\vec{r}) + p_{sc}^{(q)}(\vec{r}); \quad \vec{r} \in \bar{\Gamma}. \quad (1)$$

Здесь $p_0(\vec{r})$ — поле первичных источников; $\sum_{t \neq q} p_{sc}^{(t)}(\vec{r})$ — сумма полей, рассеянных на всех элементах метаматериала, за исключением q -го, и $p_{sc}^{(q)}(\vec{r})$ — поле, рассеянное на q -м элементе метаматериала. Величина

$$p_{inc}^{(q)}(\vec{r}) \equiv p_0(\vec{r}) + \sum_{t \neq q} p_{sc}^{(t)}(\vec{r})$$

представляет собой поле, падающее на q -й элемент метаматериала. С учетом того, что его источники расположены вне Γ_q , а источники $p_{sc}^{(q)}(\vec{r})$ — внутри Γ_q , вводя цилиндрическую систему координат с началом в точке $\vec{r}_q$ и некоторым фиксированным направлением полярной оси, можно записать разложения этих полей в ряды по цилиндрическим функциям:

$$\begin{aligned} p_{inc}^{(q)}(\vec{r}) &= -\frac{i}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp[in\theta_q(\vec{r})] \times \\ &\quad \times A_n^{(q)} \cdot J_n(k_0 |\vec{r} - \vec{r}_q|); \\ p_{sc}^{(q)}(\vec{r}) &= -\frac{1}{16} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp[in\theta_q(\vec{r})] \times \\ &\quad \times B_n^{(q)} \cdot H_n^{(1)}(k_0 |\vec{r} - \vec{r}_q|). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь n — порядок мультипольности; $\theta_q(\vec{r})$ — угол, который составляет вектор $\vec{r} - \vec{r}_q$ с полярной осью системы координат; $J_n(\cdot)$ и $H_n^{(1)}(\cdot)$ — функции Бесселя и функции Ханкеля первого рода n -го порядка, соответственно. Коэффициенты $A_n^{(q)}$ и $B_n^{(q)}$ образуют векторы $\vec{A}^{(q)}$ и $\vec{B}^{(q)}$, которые связаны между собой линейным образом. Для описания этой связи вводится матрица $\hat{T}^{(q)}$ [25–29]:

$$\vec{B}^{(q)} = 4i \cdot \hat{T}^{(q)} \cdot \vec{A}^{(q)}. \quad (3)$$

Она полностью характеризует свойства элемента метаматериала как рассеивателя акустического поля. Расчет матрицы $\hat{T}^{(q)}$ может представлять существенную сложность, поскольку, строго говоря, она (так же, как и векторы $\vec{A}^{(q)}$ и $\vec{B}^{(q)}$) содержит бесконечное число элементов. Однако для рассеивателей малого волнового размера в большинстве случаев достаточно учитывать только монополюсный и дипольный порядок рассеяния [25]. Если, кроме того, рассеянное поле не изменяется при повороте элемента метаматериала, то матрица $\hat{T}^{(q)}$ приобретает диагональный вид:

$$\hat{T}^{(q)} = -\frac{i}{4} \text{diag} (\beta_1^{(q)} \quad \beta_0^{(q)} \quad \beta_1^{(q)}), \quad (4)$$

где $\beta_0^{(q)}$ и $\beta_1^{(q)}$ — монополюсный и дипольный коэффициенты рассеяния, соответственно. С учетом тождества $J_{-n}(\cdot) = (-1)^n J_n(\cdot)$ и того, что Γ_q и Γ_t не имеют общих точек при $q \neq t$, с помощью теоремы сложения Графа для произвольной цилиндрической функции $\vartheta_n(\cdot)$ можно получить выражение

$$\begin{aligned} & \vartheta_n(k_0 |\vec{r} - \vec{r}_q|) \exp[in\theta_q(\vec{r})] = \\ & = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(k_0 |\vec{r} - \vec{r}_t|) \exp[im\theta_t(\vec{r})] (-1)^{n-m} \vartheta_{n-m} \times \\ & \times (k_0 |\vec{r}_q - \vec{r}_t|) \exp[i(n-m)\theta_t(\vec{r})], \quad \vec{r} \in \bar{\Gamma}, \quad (5) \end{aligned}$$

Для поля $p_0(\vec{r})$ тогда справедливо разложение, аналогичное (2):

$$\begin{aligned} p_0^{(q)}(\vec{r}) = & -\frac{i}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp[in\theta_q(\vec{r})] \times \\ & \times A_{n,0}^{(q)} \cdot J_n(k_0 |\vec{r} - \vec{r}_q|). \quad (6) \end{aligned}$$

Тогда, с учетом (5), выражения (1)–(3) и (6) сводятся к уравнению

$$\vec{A}^{(q)} = \vec{A}_0^{(q)} + 4i \sum_t \hat{G}(\vec{r}_q, \vec{r}_t) \hat{T}^{(t)} \vec{A}^{(t)}. \quad (7)$$

Здесь введена матрица $\hat{G}(\vec{r}_q, \vec{r}_t)$, элементы которой равны 0 при $q = t$ и равны

$$\begin{aligned} G_{mn}(\vec{r}_q, \vec{r}_t) = & -\frac{i}{4} (-1)^{n-m} H_{n-m}^{(1)}(k_0 |\vec{r}_q - \vec{r}_t|) \times \\ & \times \exp[i(n-m)\theta_t(\vec{r}_q)] \quad \text{при } q \neq t. \end{aligned}$$

Уравнение (7) представляет собой дискретное уравнение типа Липпмана–Швингера, описывающее процессы многократного рассеяния поля элементами метаматериала. Вектор $\vec{A}^{(q)}$ содержит набор коэффициентов мультипольного разложения поля в системе координат с началом в точке $\vec{r}_q$. Его умножение на матрицу $\hat{T}^{(q)}$ дает вектор $\vec{B}^{(q)}$ коэффициентов разложения рассеянного поля. Матрица $\hat{G}(\vec{r}_q, \vec{r}_t)$ играет роль функции Грина. Она равна нулю, если ее аргументы совпадают. Это иллюстрирует тот факт, что поле, рассеянное на элементе метаматериала, не оказывает на него непосредственного влияния; совокупность процессов многократного рассеяния внутри элемента учитывается с помощью матрицы $\hat{T}^{(q)}$.

Если матрицы $\hat{T}^{(q)}$ известны для каждого элемента метаматериала, уравнение (7) решается относительно вектора $\vec{A}^{(q)}$. После этого поле $p(\vec{r})$ определяется с помощью выражений (2) и (3). Наоборот, уравнение (7) можно рассматривать относительно неизвестных матриц $\hat{T}^{(q)}$, предполагая известным поле $p(\vec{r})$. В каждом случае задача разбивается на два шага: рассмотрение рассеяния акустического поля единственным элементом метаматериала и рассмотрение многократного рассеяния между отдельными элементами. При этом на втором шаге достаточно задания только нескольких коэффициентов рассеяния и координат рассеивателей. Число переменных в таком случае может оказаться значительно меньше, чем при решении задачи с помощью МКЭ.

Уравнение (7) остается справедливым независимо от конкретного устройства элементов метаматериала, поскольку рассматриваются только поля в области $\bar{\Gamma}$. Процессы внутри Γ_q могут не описываться уравнением Гельмгольца, или их природа может вовсе быть неакустической. При этом следует еще раз отметить, что возможность покрытия элементов метаматериала совокупностью кругов (или шаров) Γ_q является существенным ограничением предлагаемого метода.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ИЗОЛИРУЮЩЕЙ НЕОТРАЖАЮЩЕЙ ОБОЛОЧКИ

В наиболее простом случае элемент метаматериала описывается единственным монополюсным коэффициентом рассеяния $\beta_0 \equiv |\beta_0| \exp(i\psi_0)$. Для пассивной среды без поглощения его абсолютная величина $|\beta_0|$ и фаза ψ_0 не являются произвольными, а связаны соотношением $|\beta_0| = -4 \sin \psi_0$ [25, 26, 30–32]; для активных метаматериалов таких ограничений нет. В случае, когда все остальные элементы матриц $\hat{T}^{(q)}$ равны нулю, уравне-

ние (7) является скалярным:

$$A_n^{(q)} = A_{n,0}^{(q)} + \sum_{t \neq q} G_{00}(\vec{r}_q, \vec{r}_t) \beta_0^{(q)} A_n^{(q)} \text{ при } n = 0; \\ A_n^{(q)} = A_{n,0}^{(q)} \text{ при } n \neq 0. \quad (8)$$

Матричный элемент

$$G_{00}(\vec{r}_q, \vec{r}_t) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 |\vec{r}_q - \vec{r}_t|)$$

здесь представляет собой запаздывающую функцию Грина уравнения Гельмгольца.

В качестве иллюстрации рассматривается задача проектирования кольцевой оболочки из метаматериала (рис. 1а). Ее свойства таковы, что, если источник находится внутри оболочки, его поле внутри оболочки не искажается ею и не проходит при этом наружу. Поле источника, расположенного снаружи, не проходит внутрь и минимально рассеивается оболочкой. Последнее обстоятельство роднит поставленную задачу с задачей о сокрытии [4–7]. Описанные требования можно записать с помощью функции Грина $G(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ неоднородной среды:

$$G(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = G_{00}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \text{ при } |\vec{r}_1| < R_1, |\vec{r}_2| < R_1 \\ \text{или } |\vec{r}_1| > R_2, |\vec{r}_2| > R_2; \\ G(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 0 \text{ при } |\vec{r}_1| < R_1, |\vec{r}_2| > R_1 \\ \text{или } |\vec{r}_1| > R_2, |\vec{r}_2| < R_2. \quad (9)$$

Уравнение (8) при условиях (9) может решаться разными способами [33, 34]. В данном случае применялся метод, аналогичный описанному в [35]. Он заключается в использовании бор-

новского приближения и итерационном уточнении параметров среды внутри оболочки. Предполагалось, что она состоит из 30 кольцевых слоев с одинаковыми элементами в каждом слое.

После определения коэффициентов рассеяния элементов оболочки было проведено ее тестирование. На рис. 1б сплошными линиями представлено акустическое давление от источника, расположенного в точке S_1 (внутри оболочки) или от источника в точке S_2 (снаружи). Для сравнения пунктиром показаны аналогичные зависимости в отсутствие оболочки. Можно видеть, что поле источника S_1 не искажается оболочкой и равно нулю снаружи нее, т. е. первое требование выполнено с большой точностью. Поле источника S_2 не проникает внутрь оболочки, но при этом рассеивается ею. Особенно это заметно со стороны, противоположной источнику: здесь образуется зона «тени». Таким образом, условие сокрытия выполняется не полностью. Это связано с тем, что при построении оболочки, в отличие от работ [4, 5], элементы рассчитанной конструкции являются изотропными, а в отличие от работ [6, 7], внешнее поле не проникает внутрь оболочки.

На рис. 1в на комплексной плоскости представлены значения найденных коэффициентов β_0 для разных элементов оболочки. Окружность Ω с центром в точке $-2i$ и радиусом 2 обозначает множество рассеивателей, для которых выполняется закон сохранения энергии [31, 32]. Точки, лежащие внутри Ω , соответствуют рассеивателям с поглощением, а снаружи – содержащим дополнительный источник энергии. Хотя при итерационном решении уравнения (8), в принципе, возможно ограничиться случаем сохранения энергии при рассеянии, это приводит

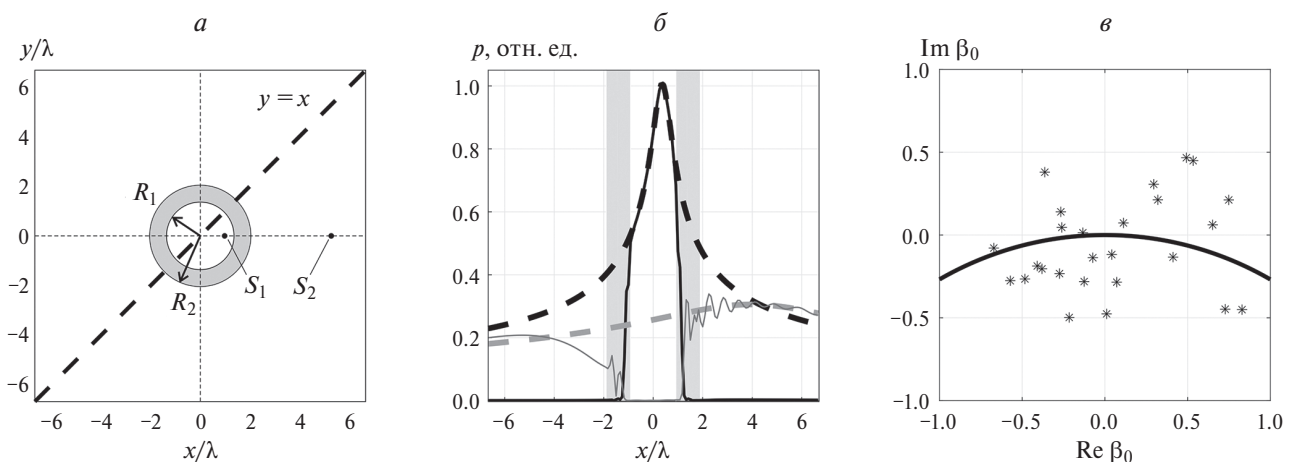


Рис. 1. Схема цилиндрической оболочки из метаматериала. В точках S_1 и S_2 располагаются источники (а). Вид профиля акустического давления вдоль прямой $y = x$, когда цилиндрическая оболочка присутствует (сплошные линии) или отсутствует (пунктирные линии). Черные линии соответствуют расположению источника в точке S_1 ; серые – в точке S_2 . Серыми полосами отмечены точки внутри оболочки (б). Рассчитанные значения коэффициента рассеяния β_0 на комплексной плоскости для различных элементов метаматериала внутри оболочки. Черной линией представлена окружность Ω (в).

к существенному ухудшению полученного решения. Таким образом, рассчитанную конструкцию целесообразно реализовывать именно в классе активных метаматериалов.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ЛИНЗЫ

Уравнения (7), (8) можно использовать для расчета метаматериалов, меняющих свои волновые свойства при внешнем воздействии. В качестве иллюстрации рассматривается задача проектирования плоской линзы с перестраиваемым фокусом. Такая линза (рис. 2а) представляет собой решетку из $N(2M + 1)$ элементов метаматериала, центры которых расположены в точках с координатами $\vec{r}_{nm} \equiv \{x_n; y_m\}$; $0 \leq n < N$; $-M \leq m \leq M$. Перестройка осуществляется за счет небольшого сжатия или растяжения решетки вдоль одной из осей координат.

Чтобы упростить практическую реализацию, все элементы выбираются одинаковыми. Их монопольные и дипольные коэффициенты рассеяния равны β_0 и β_1 , соответственно. Вдоль оси Ox они располагаются равномерно с шагом $s_x a$, т.е. $x_n = s_x n a$. Шаг вдоль оси Oy , равный $s_y b_m = y_{m+1} - y_m$, является неравномерным. Здесь величины a и b_m представляют собой базовые расстояния между центрами соседних элементов, а коэффициенты s_x и s_y , близкие по величине к единице, определяют растяжение или сжатие линзы вдоль соответствующей оси.

Таким образом, при фиксированных N и M конструкция полностью описывается параметрами β_0 , β_1 , a и b_m . При определении их зна-

чений учитываются следующие соображения. Во-первых, фокусное расстояние проектируемой линзы должно существенно меняться при изменении коэффициентов s_x или s_y в пределах нескольких процентов, поскольку такое малое изменение может быть сравнительно легко реализовано на практике. Во-вторых, акустическое поле, отраженное от линзы, должно быть, по возможности, минимальным. В-третьих, свойства линзы должны оставаться стабильными в некоторой полосе частот. Чтобы учесть последнее обстоятельство, необходимо наряду с коэффициентами рассеяния также задать их частотные производные, что усложняет анализ. С другой стороны, из общих соображений можно исключить из рассмотрения коэффициенты рассеяния со значениями, близкими к $-4i$, поскольку эта точка соответствует резонансу [25, 31, 32]. В конечном итоге, такую проверку целесообразно выполнить после того, как на основании значений коэффициентов рассеяния определена внутренняя структура элемента метаматериала.

В результате решения описанной задачи при $M = N = 10$ были получены значения коэффициентов рассеяния $\beta_0 = 0.587 - 0.088i$ и $\beta_1 = -0.497 + 0.063i$; шаг a равен $0.257\lambda_0$, где $\lambda_0 \equiv 2\pi/k_0$ — длина волны в окружающей линзу однородной фоновой среде. Зависимость шагов b_m от индекса m близка к квадратичной: $b_m = 0.192\lambda_0 + 0.00019\lambda_0(m-1)^2$. Такая линза имеет толщину $2.57\lambda_0$ и поперечный размер $4\lambda_0$. При моделировании падающее акустическое поле излучалось плоским источником шириной $8\lambda_0$, расположенным на расстоянии $2\lambda_0$ от линзы. Данный источник создает в однородной фоно-

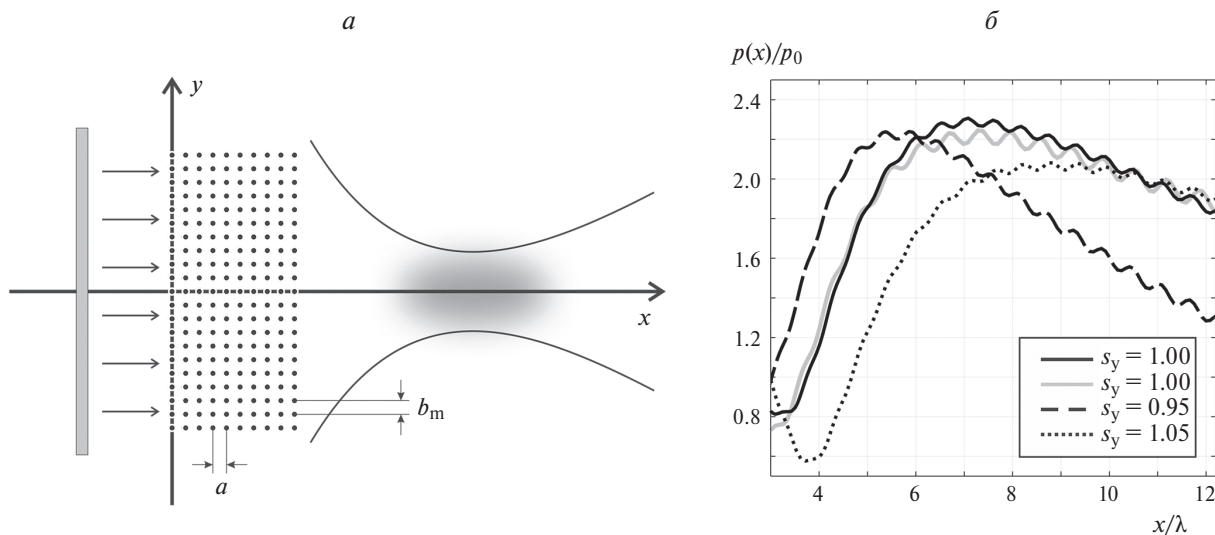


Рис. 2. Схематическое изображение линзы из метаматериала. Точками изображены центры его элементов. Акустическая волна создается плоским источником, расположенным слева от линзы (а). Пространственное распределение амплитуды акустического давления на оси линзы справа от нее при различных значениях коэффициента растяжения s_y . Черные линии соответствуют исходной частоте излучения; серая линия — частоте излучения, уменьшенной на 10% (б).

вой среде волновой пучок, амплитуда которого в начале координат равна p_0 .

На рис. 2б черными линиями представлены результаты расчета амплитуды поля акустического давления $p(x)$ на оси Ox справа от линзы, нормированные на p_0 . Можно видеть, что при поперечной деформации линзы, когда значение s_y изменяется в пределах $\pm 5\%$, область фокуса значительно перемещается и, таким образом, описанная конфигурация действительно решает поставленную задачу. При этом амплитуда поля в зоне фокальной перетяжки изменяется в пределах 10%, т.е. относительно слабо. Моделирование также показало, что изменение значения s_x слабо влияет на амплитуду и положение фокуса.

Для практической реализации линзы с описанными параметрами необходимо предложить конструкцию элемента метаматериала, обладающую найденными коэффициентами рассеяния. В общем случае это представляет отдельную непростую задачу. Одним из возможных методов ее решения является рассмотрение в качестве такого элемента многослойного упругого цилиндра. Толщины и материалы его слоев подбираются так, чтобы минимизировать отличие коэффициентов рассеяния от требуемых. Для полученных значений коэффициентов рассеяния, если в качестве фоновой среды используется вода, хорошее соответствие удастся получить, используя однородные стальные цилиндры с радиусом $0.077\lambda_0$. Это значение меньше, чем половина минимального расстояния между центрами элементов метаматериала, что позволяет реализовать ее на практике.

Для проверки работоспособности линзы в широкополосном режиме частота используемого излучения уменьшалась на 10% при фиксированных геометрических размерах всех элементов. Рассчитанная зависимость давления $p(x)$ на оси в этом случае при $s_y = 1$ представлена на рис. 2б серой линией. Можно видеть, что ее отличие от черной линии, проведенной при исходной частоте излучения, небольшое. Следовательно, рассчитанная линза может применяться и при работе с монохроматическими сигналами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методы теории рассеяния могут быть с успехом использованы для рассмотрения метаматериалов, состоящих из помещенных в фоновую среду отдельных элементов. Они позволяют, вычислять акустическое поле внутри метаматериала с заданной структурой или, наоборот, определять эту структуру, если известно, как требуется преобразовывать поле. Предложенный двухшаговый метод позволяет разбить каждую из этих задач на две части, что может значительно ускорить нахождение решения. Такое разбиение возможно, поскольку элементы метаматериала имеют малый волновой размер, и для описания рас-

сеяния на них оказывается достаточно задать всего нескольких коэффициентов рассеяния.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-12-00098.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Veselago B.G.* // УФН. 1967. Т. 92. № 3. С. 517; *Veselago V.G.* // Phys. Usp. 1968. V. 10. No. 4. P. 509.
2. *Li J., Chan C.T.* // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. No. 5. Art. No. 055602.
3. *Ren X., Das R., Tran P. et al.* // Smart Mater. Struct. 2018. V. 27. No. 2. Art. No. 023001.
4. *Cummer S.A., Popa B.-I., Schurig D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. Art. No. 24301.
5. *Cummer S.A., Schurig D.* // New J. Phys. 2007. V. 9. No. 3. P. 45.
6. *Luo Y., Zhang J.-J., Chen H.-S. et al.* // PIER. 2009. V. 95. P. 167.
7. *Дмитриев К.В., Кортуннов И.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 1. С. 128; *Dmitriev K.V., Kortunov I.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 1. P. 121.
8. *Cui T.J., Smith D.R., Liu R.* Metamaterials: Theory, Design, and Applications. Springer, 2010.
9. *Tong X.C.* Functional Metamaterials and Metadevices. Springer, 2018.
10. *Popa B.-I., Shinde D., Konneker A. et al.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. Art. No. 220303.
11. *Langfeldt F., Riecken J., Gleine W. et al.* // J. Sound Vibrat. 2016. V. 373. P. 1.
12. *Notomi M.* // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. Art. No. 10696.
13. *Pendry J.B., Schurig D., Smith D.R.* // Science. 2006. V. 312. No. 5781. P. 1780.
14. *Chen H., Chan C.T.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. No. 11. Art. No. 113001.
15. *Chen P., Haberman M.R., Ghattas O.* // J. Comput. Phys. 2021. V. 431. Art. No. 110114.
16. *Lanoy M., Pierrat R., Lemoult F. et al.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. Art. No. 224202.
17. *Torrent D., Sanchez-Dehesa J.* // New J. Phys. 2011. V. 13. Art. No. 093018.
18. *Torrent D., Sanchez-Dehesa J.* // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. Art. No. 224305.
19. *Torrent D., Sanchez-Dehesa J.* // New J. Phys. 2008. V. 10. Art. No. 023004.
20. *Torrent D., Hkansson A., Cervera F.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Art. No. 204302.
21. *Foldy L.L.* // Phys. Rev. 1945. V. 67. P. 107.
22. *Henry F.S.* // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. P. 2149.
23. *Шендеров Е.Л.* Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989. 304 с.
24. *Ishimaru A.* Wave Propagation and Scattering in Random Media. V. 2. Academic Press, 1978.
25. *Дмитриев К.В.* // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 1.
26. *Дмитриев К.В.* // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 6. С. 656; *Dmitriev K.V.* // Acoust. Phys. 2015. V. 61. No. 6. P. 623.
27. *Waterman P.C.* // J. Acoust. Soc. Amer. 1969. V. 45. P. 1417.
28. *Чабан И.А.* // Акуст. журн. 1965. Т. 1. № 1. С. 1.
29. *Waterman P.C.* // Phys. Rev. D. 1971. V. 3. P. 825.
30. *Буров В.А., Морозов С.А.* // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 736; *Burov V.A., Morozov S.A.* // Acoust. Phys. 2001. V. 47. No. 6. P. 659.

31. *Dmitriev K.V., Rummyantseva O.D.* // J. Inverse ILL-Pose P. 2021. V. 29. P. 775.
32. *Дмитриев К.В., Фадеев Е.В., Румянцева О.Д.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 266; *Dmitriev K.V., Fadeev E.V., Rummyantseva O.D.* // Bull. Russ. Acad. Sci. 2020. V. 84. No. 2. P. 210.
33. *Горюнов А.А., Сасковец А.В.* Обратные задачи рассеяния в акустике. М.: Изд-во МГУ, 1989.
34. *Буров В.А., Румянцева О.Д.* Обратные волновые задачи акустической томографии. Ч. II: Обратные задачи акустического рассеяния. М.: Лепант, 2020.
35. *Дмитриев К.В.* // Акуст. журн. 2024. Т. 70. № 2. С. 143; *Dmitriev K.V.* // Acoust. Phys. 2024. V. 70. No. 2. P. 209.

The design of tunable acoustic metamaterials using scattering theory methods

K. V. Dmitriev*, D. V. Smirnykh

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

**e-mail: presentatio@mail.ru*

A two-step method for designing acoustic metamaterials and calculating wave fields inside them is proposed. In the first step, the scattering coefficients are calculated, and in the second step, the specific design of the metamaterial elements is determined. The results of modeling a cloaking insulating shell and a lens with a tunable focus are presented.

Keywords: tunable metamaterials, scattering theory, cloaking shell, Lippmann-Schwinger equation.

УДК 537.632

ГИБРИДИЗАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ТАММОВСКИХ СОСТОЯНИЙ С ДЕФЕКТНЫМИ МОДАМИ ОДНОМЕРНОГО ФОНОННОГО КРИСТАЛЛА

© 2025 г. А. С. Зуев, С. Я. Ветров, Д. П. Федченко, И. В. Тимофеев*

*Институт физики имени Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук —
обособленное подразделение Федерального исследовательского центра
«Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук», Красноярск, Россия
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Сибирский федеральный университет», Красноярск, Россия*

**E-mail: Ivan-V-Timofeev@ya.ru*

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 03.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучены спектральные свойства одномерного фононного кристалла, ограниченного отражателем в виде слоя воздуха. Наличие дефекта в фононном кристалле с отражателем на краю, приводит к связи дефектной моды и акустического таммовского состояния. Данная связь мод разной природы проявляется в виде гибридизации мод, а расталкивание провалов в спектре отражения объясняется квазипересечением мод.

Ключевые слова: фононный кристалл, акустическое таммовское состояние, дефектная мода.

DOI: 10.31857/S0367676525040249, **EDN:** GUPKIP

ВВЕДЕНИЕ

Распространение волн в слоистых средах начали рассматривать более пятидесяти лет назад [1], применяя различные математические методы для описания упругих и электромагнитных волн. В настоящее время сформировалась новая область науки по изучению свойств фотонных кристаллов (ФК) и устройств, базирующихся на их основе [2, 3]. С общей точки зрения ФК является сверхрешеткой, в которой искусственно создан дополнительный период с характерным масштабом периодичности диэлектрической проницаемости порядка длины световой волны. Через несколько лет концепцию ФК перенесли на случай рассмотрения упругих волн [4, 5] для различных исследований и появилась концепция фононного кристалла (ФнК). Целью этих исследований было изучение акустических свойств двумерной и трехмерной периодической среды, для поиска так называемых полных запрещенных зон. Подобно любой периодической структуре, распространение акустических волн в фононном кристалле описывается теоремой Блоха, пользуясь которой можно рассчитать зонную структуру. Периодичность структур, определяющая зону Бриллюэна, может быть в одном (1D), двух (2D) или трех измерениях (3D). Дисперсионные кривые показывают запрещенные зоны (ЗЗ), на ча-

стотах которых в периодической структуре распространение волн запрещено. Такие промежуточные волновые векторы, но они также могут охватывать всю 2D [6] или 3D [7] зону Бриллюэна, где распространение упругих волн становится запрещенным для любой поляризации и любого угла падения. Такая структура ведет себя как идеальное зеркало при любом угле падения, тем самым запрещая передачу звуковых волн.

Применение ФнК, так же, как и ФК [8], не ограничивается использованием его в качестве идеального зеркала. По аналогии с локализацией электронного состояния вблизи поверхности твердого тела, возможна локализация световой волны на границе ФК и металла или другого ФК [9–11]. Такую локализацию называют оптическим таммовским состоянием (ОТС). По аналогии с ОТС возможна и локализация упругой волны в ФнК с дефектом или в ФнК с нарушением периодичности структуры [12–14].

Следует также отметить недавние работы по акустооптическим эффектам в композитных материалах, простейшим примером которых являются слоистые среды. Данные результаты находят применение в радиочастотном диапазоне [15].

В данной работе изучается распространение продольных акустических волн в фононном

кристалле, состоящем из чередующихся слоев эпоксидно-диановой смолы ЭД-10 и воды. Обсуждается эффект, обусловленный особенностями структуры: ФНК с воздушным отражателем и дефектом структуры в виде слоя воды с толщиной, отличной от толщины слоя воды в объеме ФНК.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И МЕТОД РАСЧЕТА

В качестве ФНК выступала периодическая структура, состоящая из слоев смолы и слоев воды между ними, количество периодов равно 5 (рис. 1а). Толщина слоя воды между соседними слоями смолы d_{water} равна 1 см, толщина смолы d_{epoxy} равна 0.3 см.

Акустический импеданс (акустическое сопротивление, волновое сопротивление) материала, нормированный на скорость звука и плотность воды, вычисляется по следующей формуле:

$$Z = \frac{\rho c}{c_0 \rho_0}, \quad (1)$$

где c_0 — скорость звука в воде 1500 м/с, c — скорость звука материала, ρ_0 — плотность воды 1000 кг/м³, ρ — плотность материала.

Показатель преломления звука вычислялся по аналогии с показателем преломления в оптике, нормировка производилась на скорость звука в воде:

$$n = \frac{c}{c_0}. \quad (2)$$

Для нарушения периодичности структуры с правой стороны добавляется отражатель в виде

слоя воздуха. Этот слой отражает излучение в широком интервале длин волн, поэтому проявление резонансов в спектре пропускания малозаметно. Для проявления резонансов в спектре отражения между ФНК и отражателем добавляется слой звукопоглотителя (водного раствора глицерина) с показателем преломления $n_{\text{abs}} = 1.27 + 0.057i$, и толщиной $d_{\text{abs}} = 0.4$ см (рис. 1б). N_1 — количество периодов между границей и дефектом, то есть расстояние между ними.

Для расчета прохождения акустической волны использовался метод матрицы переноса [16, 17]. Акустическое поле в однородном плоскопараллельном слое определяется двумя комплексными амплитудами векторов смещения и давления в виде плоских волн:

$$U(z) = U_r \cdot e^{ikz} + U_l \cdot e^{-ikz}; \quad (3)$$

$$p(z) = \frac{C}{ik} \frac{dU}{dz}; \quad (4)$$

Подставляя (3) в (4), получаем:

$$p(z) = C \cdot U_r \cdot e^{ikz} - C \cdot U_l \cdot e^{-ikz}, \quad (5)$$

где $U(z)$ — смещение, $p(z)$ — акустическое давление, C имеет размерность Па/м.

Изменение акустического поля при прохождении через каждый слой структуры определяется трансфер-матрицей второго порядка (размерностью 2×2). Трансфер-матрица всей структуры связывает комплексные амплитуды на правой и левой границах структуры. Она определяется произведением матриц смежных слоев:

$$\hat{M} = \hat{D}_{\text{outN}} \cdot \hat{P}_N \cdot \hat{D}_{N(N-1)} \cdot \hat{P}_{(N-1)} \dots \hat{P}_1 \cdot \hat{D}_{\text{in}}. \quad (6)$$

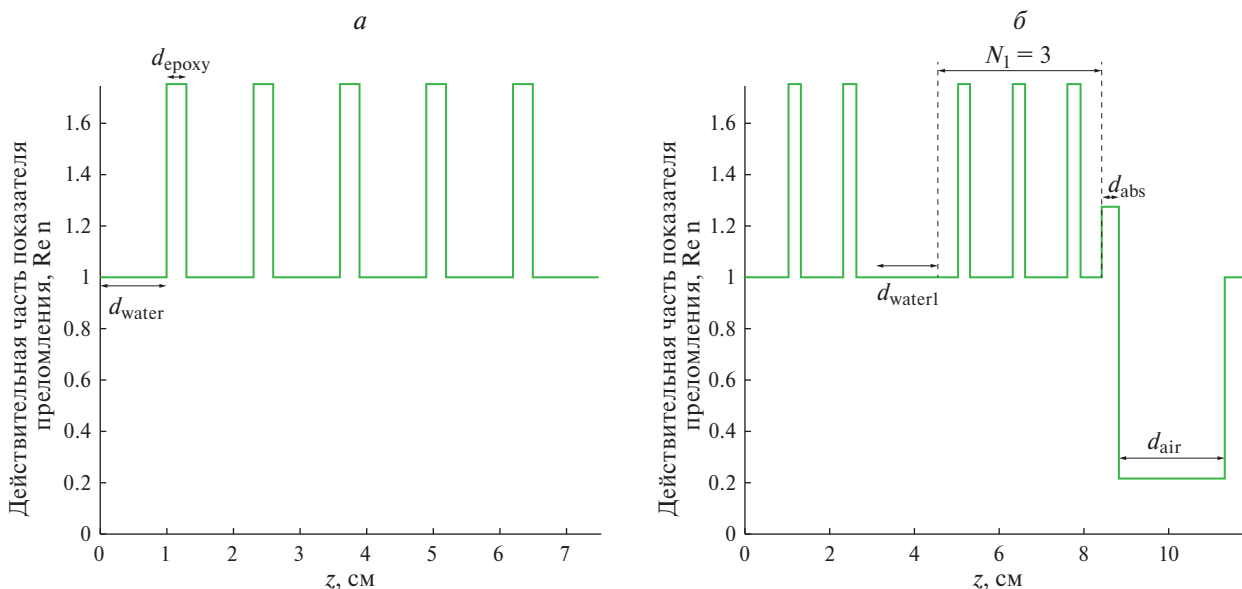


Рис. 1. Структура ФНК (а) и ФНК с дефектом и отражателем (б). Зеленая линия — зависимость действительной части показателя преломления материала от глубины ФНК. Параметры системы: $d_{\text{water}} = 1$ см, $n_{\text{water}} = 1$; $d_{\text{epoxy}} = 0.3$ см, $n_{\text{epoxy}} = 1.75$; $d_{\text{water1}} = 1$ см, $n_{\text{water1}} = 1$; $d_{\text{air}} = 2.5$ см, $n_{\text{air}} = 0.2$; $d_{\text{abs}} = 0.4$ см, $n_{\text{abs}} = 1.27 + 0.057i$.

Здесь $\hat{D}_{ji}$ — матрица, которая показывает изменение амплитуд при пересечении волной границы i -го и j -го слоев, $j = i + 1$:

$$\hat{D}_{ij} = \frac{1}{t_{ij}} \begin{bmatrix} 1 & r_{ij} \\ r_{ij} & 1 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

где r_{ji} и t_{ji} — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания на границе между j -ым и i -ым слоями:

$$r_{ji} = \frac{Z_i - Z_j}{Z_i + Z_j}; \quad t_{ji} = \frac{2Z_i}{Z_i + Z_j} \quad (8)$$

где Z_i и Z_j — акустический импеданс i -го и j -го слоя, соответственно.

Матрица $\hat{P}_i$ называется матрицей распространения, она показывает изменение амплитуд при распространении волны в слое i :

$$\hat{P}_i = \begin{bmatrix} e^{ik_{iz}d_i} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{iz}d_i} \end{bmatrix} \quad (9)$$

где d_i и k_{iz} — толщина и волновой вектор i -го слоя.

Энергетические коэффициенты отражения, пропускания и поглощения всей структуры определяются соответственно выражениями:

$$R = \left| \frac{\hat{M}_{21}}{\hat{M}_{11}} \right|^2, \quad T = \left| \frac{1}{\hat{M}_{11}} \right|^2, \quad A = 1 - R - T, \quad (10)$$

где $\hat{M}_{21}$, $\hat{M}_{11}$ — элементы матрицы $\hat{M}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Локализация на дефекте ФнК ранее рассматривалась в работе [17]. В данном пункте исследуется гибридизация дефектной моды и АТС.

Параметры системы подобраны таким образом, чтобы обе моды (состояния, соответствующие собственным решениям волнового уравнения) проявлялись на частотах в первой запрещенной зоне. Построим спектр отражения данной системы для определения частот локализованных состояний (рис. 2). Как видно из спектра отражения, в ЗЗ существует две резонансные частоты, которые проявляются в виде провалов отражения.

Из рис. 3 видно, что резонансные частоты соответствуют двум локализованным модам. При этом локализация может происходить как на границе между ФнК и отражателем, так и на дефекте. Локализация поля в большей степени на границе ФнК-отражателя соответствует рис. 3б, тогда как локализация поля в дефекте больше соответствует рис. 3а. Гибридизация мод — это связывание и пространственная суперпозиция двух мод различной природы. Гибридизация проявляется в пространственном распределении поля в двух видах локализации, что обнаруживается

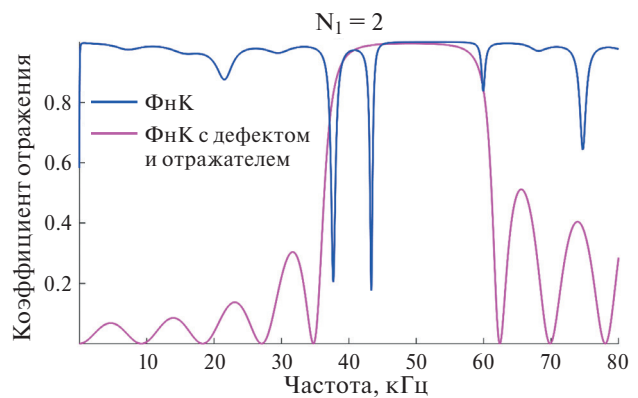


Рис. 2. Спектр отражения ФнК с дефектом в середине структуры и отражателем на границе (синяя линия) и затравочного ФнК (малиновая линия). Запрещенная зона затравочного ФнК соответствует области частот, где коэффициент отражения близок к единице. Провалы отражения — частоты на спектре ФнК с дефектом и отражателем, где коэффициенты отражения минимальны в ЗЗ. Провалам отражения соответствуют резонансные частоты на частотах 36.78 и 43.32 кГц.

на рис. 3а и 3б. Поскольку парциальные моды, то есть нормальные моды подсистем [19], имеют различную природу, их суперпозиция имеет гибридную природу, а связь называется гибридизацией.

Исследуем гибридизацию мод в зависимости от расстояния между дефектом и отражателем (рис. 4). Построим спектр отражения, изменяя N_1 в интервале частот от 35 кГц до 60 кГц, то есть рассматривая первую ЗЗ.

Из рис. 4 видно, что при увеличении N_1 , то есть увеличении расстояния между дефектом и отражателем, происходит сближение двух резонансных частот. При этом мода с меньшей частотой, соответствующая в большей степени локализации на дефекте ФнК, начиная с расстояния $N_1 = 4$, перестает проявляться в спектре отражения. В то же время мода с большей частотой, соответствующая в большей степени АТС, сохраняется.

Зафиксируем положение дефекта на середине ФнК ($N_1 = 2$) и будем изменять толщину прилегающего к отражателю слоя звукопоглотителя. Построим спектр отражения для данного случая (рис. 5).

Анализируя получившийся спектр, можно заметить, что при изменении толщины дефектного слоя изменяются частоты двух мод. Областям провалов отражения, синий цвет, можно сопоставить две кривые, имеющие гиперболический вид в области их сближения. Данная картина подобна квазипересечению (avoided crossing) дефектной и таммовской мод в фотонном кристалле [18]. Явление квазипересечения объясняется на языке нормальных и парциальных мод, введенном в обсуждении рис. 3. На рис. 5 два провала отражения соответствуют нормальным мо-

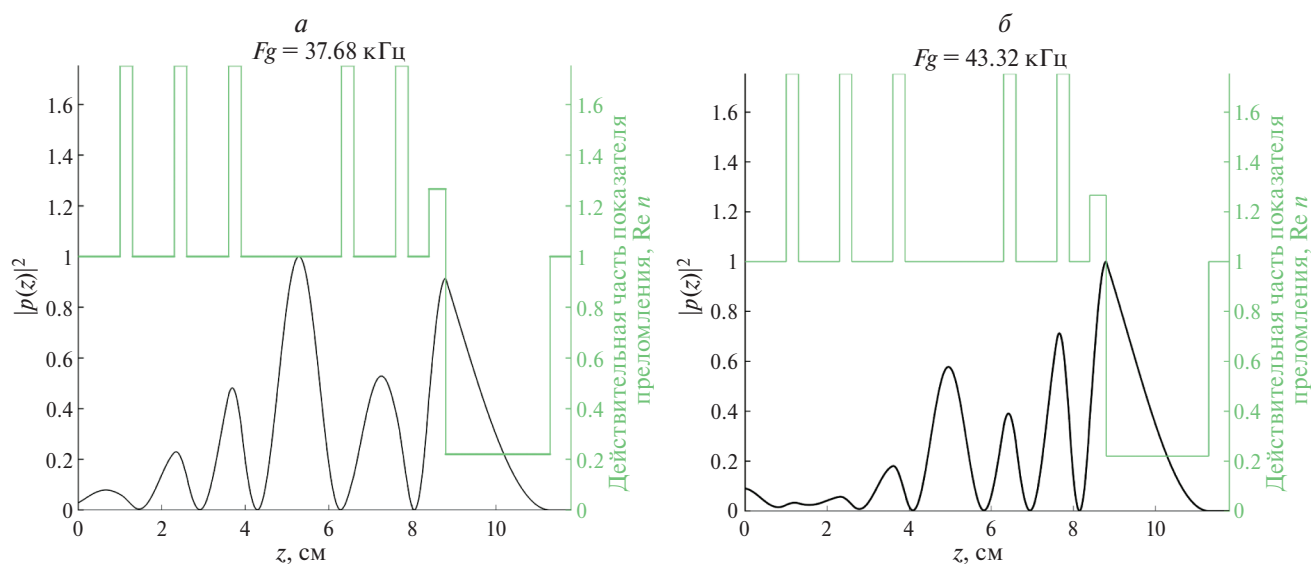


Рис. 3. Гибридизация дефектной и таммовской мод в пространственном распределении поля для меньшей (а) и большей (б) из двух резонансных частот. Черная линия — зависимость квадрата модуля акустического давления p от глубины ФНК. Зеленая линия — зависимость действительной части показателя преломления от глубины ФНК. F_g — частота падающей акустической волны. Максимум дефектной моды проявляется вблизи максимум АТС — вблизи .

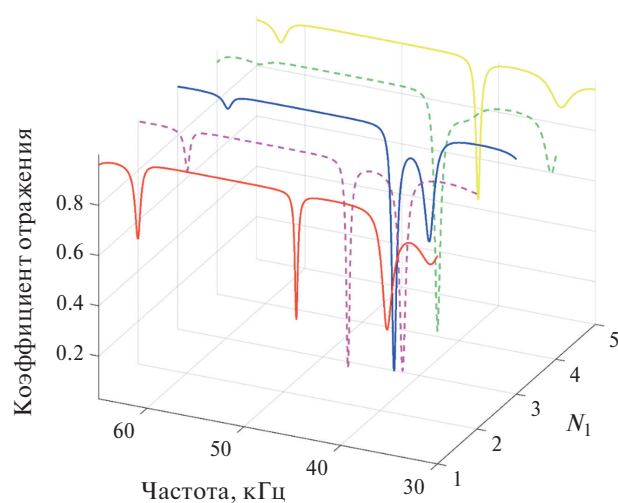


Рис. 4. Снятие вырождения мод в спектре отражения ФНК с дефектом и отражателем при вариации расстояния между ними. Ось x — частота падающей волны. Ось y — расстояние между дефектом и отражателем, выраженное в количестве периодов N_1 . Ось z — коэффициент отражения.

дам, изображенным на рис. 3. Каждая из этих мод является суперпозицией двух парциальных мод: АТС справа и дефектной моды слева. Поскольку парциальные моды, то есть нормальные моды подсистем [19], имеют различную природу, их суперпозиция имеет гибридную природу, а связь называется гибридизацией. Зависимости частот нормальных мод от толщины слоя звукопоглотителя d_{abs} пересекаются, однако этого не видно в спектре отражения всей структуры. Вместо

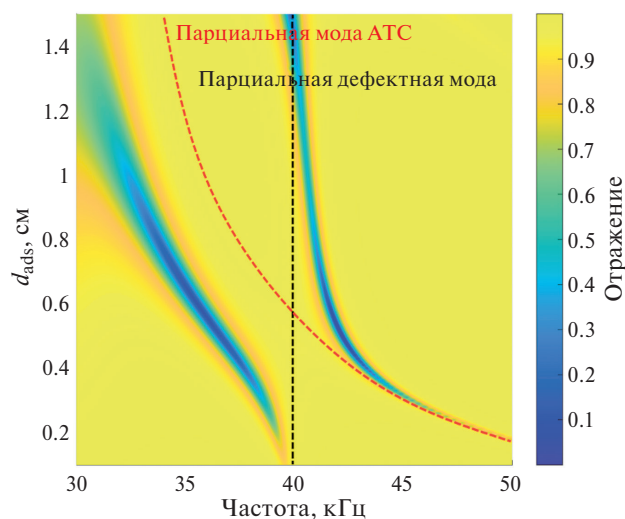


Рис. 5. Квазипересечение провалов в спектре отражения ФНК с дефектом и отражателем при вариации толщины слоя звукопоглотителя d_{abs} . Ось x — частота падающей волны. Ось y — толщина слоя звукопоглотителя d_{abs} . Ось z — коэффициент отражения.

этого видно две характерные кривые нормальных мод, общими асимптотами которых являются пунктирные линии парциальных мод. Чем сильнее связаны парциальные моды, тем больше расталкивание, то есть частотное расстояние между кривыми нормальных мод. Так же можно заметить, что в области частот 30–35 кГц добротность моды падает. Это связано с тем, что частота моды ушла за границы 33, нарушена связь ФНК-АТС.

Таким образом, управление спектральным положением мод возможно при помощи варьирования толщины прилегающего к отражателю слоя воды и при помощи изменения расстояния между этими двумя рассматриваемыми слоями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены исследования спектральных свойств одномерного, ограниченного, с одной стороны, отражателем, ФнК с дефектом. Результаты получены с помощью метода матрицы переноса. Явление связи мод общее для различных колебательных систем, начиная со связанных маятников. В то же время представляют интерес особенности проявления этой связи в дефекте и на границе фононного кристалла. Насколько нам известно из литературы, такое проявление связи мод в фононных кристаллах до сих пор никем не рассматривалось. Нами обнаружено характерное и для маятников расталкивание нормальных частот, которое объясняется их квазипересечением. Описано изменение в пространственном профиле гибридных мод (рис. 3). Кроме того, выявлены зависимости расталкивания от расстояния между дефектом и отражателем (рис. 4), а также от толщины слоя звукопоглотителя (рис. 5). Данный эффект под-сказывает принцип работы нового акустического фильтра с перестраиваемой частотой.

Работа выполняется при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-12-00236, <https://rscf.ru/project/24-12-00236>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.

2. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. Photonic Crystals: Molding the Flow of light. Princeton Univ., 1995. P. 137.
3. Yablonovitch E. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2058.
4. Kushwaha M.S., Halevi P., Dobrzynski L. et al. // Phys. Rev. 1993. V. 71. P. 2022.
5. Vasseur J.O., Djafari-Rouhani B., Halevi P. et al. // Phys. Cond. Matter. 1994. V. 6. P. 8759.
6. Sigalas M.M., Economou E.N. // Solid State Commun. 1993. V. 86. P. 141.
7. Sigalas M.M., Economou J. // Sound Vibrat. 1992. V. 158. P. 377.
8. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд. СО РАН, 2005. С. 209.
9. Ветров С.Я., Бикбаев Р.Г., Тимофеев И.В. // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. № 6. С. 1129; Vetrov S.Ya., Bikbaev R.G., Timofeev I.V. // JETP. 2013. V. 117. No. 6. P. 988.
10. Тимофеев И.В., Ветров С.Я. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. № 6. P. 393; Timofeev I.V., Vetrov S.Y. // JETP Lett. 2016. V. 104. No. 6. C. 380.
11. Pankin, P.S., Vetrov S.Y., Timofeev I.V. // PIERS. IEEE. 2016. P. 4571.
12. Camley R.E., Djafari-Rouhani B., Dobrzynski L. et al. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. No. 12. P. 7318.
13. Mei X., Ke M., He Z. et al. // Science & Education. 2012. V. 27. No. 2. P. 374.
14. Korozlu N., Kaya O.A., Cicek A. et al. // JASA. 2018. V. 143. No. 2. P. 756.
15. Smith M., de Sterke C.M., Wolff C. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. No. 6. Art. No. 064114.
16. Pochi Y., Amnon Y., Chi-Shain H. // California Institute of Technology. 1976. P. 91125.
17. Torres M., Montero de Espinosa F.R., Garcia-Pablos D. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. No. 15. P. 3054.
18. Timofeev I.V., Lin Y-T., Ganyakov V.A. et al. // Phys. Rev. E. 2012. V. 85. No. 1. Art. No. 011705.
19. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. 560 с.

Hybridization of acoustic Tamm states and defective modes of one-dimensional phonon crystal

A. S. Zuev, S. Y. Vetrov, D. P. Fedchenko, I. V. Timofeev*

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center "Krasnoyarsk Scientific Center of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences", Krasnoyarsk, 660036, Russia
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660074, Russia

*e-mail: Ivan-V-Timofeev@ya.ru

The spectral properties of a one-dimensional phonon crystal bounded by a reflector in the form of an air layer are studied. The presence of a defect in a phonon crystal with a reflector at the edge leads to a connection between the defective mode and the acoustic Tamm state. This connection of modes of different nature manifests itself in the form of hybridization of modes, and the pushing apart of dips in the reflection spectrum is explained by avoided crossing of modes.

Keywords: phonon crystal, acoustic Tamm state, defect mode

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В УЗКИХ ТРУБКАХ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ПРИСОЕДИНЕННОЙ МАССЫ

© 2025 г. В. А. Гусев*, К. О. Комаровский

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Москва, Россия

*E-mail: vgusev@bk.ru

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 03.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Изучены явления, которые возникают при распространении акустических волн в узких трубках с переменным сечением. Для трубки определен специальный закон изменения поперечного сечения. Исследован режим туннелирования волны через плавное сужение. Учтено влияние присоединенной массы на границах области сужения трубки. Построены частотные зависимости коэффициента прохождения волны по энергии с учетом присоединенной массы. Отмечены особенности описания диссипативных эффектов в трубках.

Ключевые слова: присоединенная масса, туннелирование волны, уравнение Вебстера, коэффициент прохождения.

DOI: 10.31857/S0367676525040255, EDN: GUPMFL

ВВЕДЕНИЕ

Трубы с постоянным и переменным сечением являются неотъемлемой частью всех звукопроводов, используемых на практике. По этой причине изучение законов распространения звука в такой системе имеет большое значение для решения всех акустических вопросов, связанных с экспериментальными исследованиями и обработкой их результатов.

Исследованию вопросов распространения звуковых волн в бесконечном акустическом волноводе посвящено огромное количество работ. Особое место среди рассматриваемых проблем занимают задачи, в которых волновод имеет изменяющийся профиль сечения. Данный класс задач вызывает повышенный интерес, так как в зоне изменения сечения происходит перестроение фронта волны, что, в свою очередь, порождает ряд интересных эффектов.

Данная работа посвящена анализу особенностей распространения акустических волн в составных трубках переменного сечения, в которых разные участки могут обладать различными акустическими характеристиками. При этом на стыке таких участков существенную роль играет присоединенная масса, вводимая для описания переходного процесса трансформации волны. Для описания этих эффектов нужно решить полную задачу прохождения и отражения волны через об-

ласть сужения. Кроме того, в работе приведен краткий обзор базовых уравнений для описания акустических волн с учетом нелинейности и диссипации среды.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА ПО ТРУБКЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

Рассмотрим ситуацию, когда акустическая волна распространяется в узкой трубке, на одном из участков которой есть плавное сужение с переменным сечением (см. рис. 1). Параметры среды — плотность ρ_1 и скорость звука c_1 — в области *II* с сужением ($0 < x < d$) в общем случае отличаются от параметров среды — плотности ρ_0 и скорости звука c_0 — на участках *I* и *III* с постоянным сечением. Рассмотрение одинаковых сред на участках *I* и *III* упрощает конечные выражения, но не ограничивает общности полученных результатов.

В линейном приближении волны в рупорах, трубках, концентраторах и других волноводных системах с переменным поперечным сечением $S(x)$ описываются уравнением Вебстера [1–3]:

$$\frac{1}{S(x)} \frac{\partial}{\partial x} \left(S(x) \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0. \quad (1)$$

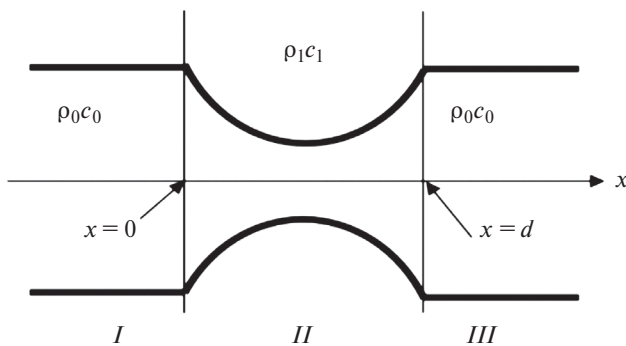


Рис. 1. Трубка содержит область сужения II ($0 < x < d$), заполненную средой с плотностью ρ_1 и скоростью c_1 звука.

Здесь x — координата, отсчитываемая вдоль оси системы, p — акустическое давление, c — скорость звука, в дальнейшем ρ — плотность среды.

Уравнение Вебстера (1) применимо для трубок, характерный радиус которых мал по сравнению с длиной волны: $r_0 \ll \lambda$. Основное приближение, закладываемое при выводе этого уравнения, состоит в том, чтобы волна сохраняла одномерный характер распространения, несмотря на изменение поперечного сечения трубки. Это условие хорошо выполняется для узких трубок, в которых из-за наличия дисперсии эффективно возбуждается и распространяется только поршневая мода. Для трубок с большим характерным радиусом поперечного сечения это уравнение также будет применимо, если радиус по мере распространения меняется относительно медленно. Если в каких-то областях трубки площадь сечения изменяется достаточно быстро, то плоский характер движения в переходной области может нарушаться. Эти искажения характера движения обычно феноменологически учитываются введением присоединенной массы, описывающей инерционное сопротивление [4, 5]. Условия применимости уравнения Вебстера к решаемой в данной работе задаче будут также обсуждены далее.

ПРОХОЖДЕНИЕ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ УЧАСТОК ТРУБКИ С СУЖЕНИЕМ С УЧЕТОМ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ И ПРИСОЕДИНЕННОЙ МАССЫ

Даже в случае наиболее простого, линейного уравнения Вебстера (1), исследование выявляет весьма любопытные эффекты. Один из них — туннелирование акустических волн при их распространении через плавно сужающийся волноводный канал [6–10]. Этот режим соответствует прохождению через сужение неоднородной волны и был рассмотрен в работах [6, 7].

Как упоминалось выше, в области сравнительно резкого изменения площади поперечного сечения могут возникать вихревые движения, для

учета которых вводится присоединенная масса. Поскольку профиль сечения, представленный на рис. 1, хотя и является непрерывным, но содержит разрыв производной, то здесь также возможно появление присоединенной массы. В работах [6, 7] этот фактор не рассматривался. Данная работа как раз посвящена исследованию влияния присоединенной массы на эффект туннелирования при плавном сужении сечения трубки.

Для получения точных решений уравнения (1) введем вместо давления p новую функцию F :

$$p(x, t) = \frac{F(x, t)}{\sqrt{S(x)}}. \quad (2)$$

Для этой функции уравнение (1) примет вид:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = \frac{1}{\sqrt{S(x)}} \frac{\partial^2 \sqrt{S(x)}}{\partial x^2} F. \quad (3)$$

Зададим в уравнении (3) площадь поперечного сечения в специальном виде

$$S(x) = S_m \cosh^2 \left[\theta \left(x - \frac{d}{2} \right) \right], \quad \theta = \frac{2}{d} \operatorname{arch} \frac{1}{\sqrt{S_m}}. \quad (4)$$

Здесь константы S_m , d — геометрические характеристики участка переменной толщины: S_m — минимальная безразмерная площадь сужения, достигаемая при значении координаты $x = \frac{d}{2}$, и d — длина этого участка.

Тогда уравнение (3) сведем к виду:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = \theta^2 F. \quad (5)$$

Тем самым исходное уравнение удалось свести к уравнению с постоянными коэффициентами, что позволяет получить точное решение. Уравнение (5) по сравнению с волновым уравнением содержит дополнительное слагаемое, которое отвечает за низкочастотную дисперсию. Это слагаемое позволяет выбирать различные режимы прохождения волны в зависимости от частоты.

Особенно интересен режим туннелирования волны. Говоря о туннелировании, часто имеют в виду квантовые эффекты проникновения частиц через потенциальные барьеры, высота которых больше энергии самих частиц. В данном случае речь идет о ситуации, когда в области сужения реализуется режим неоднородной волны. При этом в низкочастотном диапазоне затухание незначительно, а фазовый сдвиг отсутствует [6]. В результате на частотной зависимости коэффициента прохождения формируется плато, где его значение близко к единице. Волна проходит практически без потерь и искажений.

Подставляя гармоническую волну частоты ω , $F = F_0 e^{-i\omega t}$, уравнение (5) можно привести к виду:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + (k_1^2 - \theta^2) F = 0, \quad (6)$$

где $k_1 = \frac{\omega}{c_1}$ — волновое число в среде.

Очевидно, что эффект туннелирования возможен только в некотором узком диапазоне соответствующих параметров, который еще предстоит найти. Режим туннелирования волны отвечает значению $\theta^2 > k_1^2$. Этот режим может быть реализован для низких частот $k_1 < \theta$ или

$$\omega < \frac{2c}{d} \operatorname{arch} \frac{1}{\sqrt{S_m}}, k_1 d < 2 \operatorname{arch} \frac{1}{\sqrt{S_m}}. \quad (7)$$

Как видно, режим туннелирования действительно соответствует ситуации, когда длина сужения d меньше длины волны. Таким образом, изменение площади поперечного сечения происходит достаточно резко и возникает вопрос о правомерности использования модели уравнения Вебстера (1) в данном случае. Рассматриваемая ситуация с плавным, но достаточно быстрым изменением площади сечения является промежуточным вариантом между двумя модельными ситуациями: 1) плавным и медленным сужением, для которого уравнение Вебстера является адекватной моделью, и 2) резким скачкообразным сужением, которое моделируется тонкой перегородкой и для которого полное прохождение возможно только на нулевой частоте. Вторая из этих моделей полностью опускает эффект плавности изменения площади сечения. Адекватность применения модели уравнения Вебстера для данного случая можно обосновать наличием предельного перехода от одной модели к другой. Действительно, устремляя длину сужения к нулю, мы видим, что сужение будет происходить скачком, а полное прохождение звука будет только на нулевой частоте. Эффекты, возникающие при конечной длине сужения, будем моделировать, как обычно, добавлением присоединенной массы.

Для нахождения коэффициентов отражения и прохождения волны, запишем граничные условия в области: $0 < x < d$. Потребуем непрерывности полей давления p и скорости u :

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x}, \quad u = -\frac{i}{k\rho c} \frac{dp}{dx}.$$

В местах контакта трубок разного сечения, вообще говоря, изменяется характер движения среды, волна перестает быть плоской. Для феноменологического описания переходного процесса вводят присоединенную массу. Можно ожидать, что в случае плавного изменения сечения трубок эта масса меньше, чем для случая резкого скачка сечения. Тем не менее, важно посмотреть, насколько существенно влияние присоединенной массы.

После подстановки решения в виде неоднородной волны в граничные условия, получим си-

стему уравнений:

$$\begin{cases} P_i + P_r = P_+ + P_- + iP'(0), \\ P_i - P_r = i\frac{\alpha}{k_1} [P_+ (\mu - b) - P_- (\mu + b)], \\ P_+ e^{-\mu d} + P_- e^{\mu d} = P_t + iP'(d), \\ i\frac{\alpha}{k_1} [P_+ e^{-\mu d} (\mu + b) - P_- e^{\mu d} (\mu - b)] = P_t. \end{cases} \quad (8)$$

В формуле (8) P_i, P_r, P_t — амплитуды падающей, отраженной, прошедшей волн, P_+, P_- — амплитуды волн, распространяющихся внутри трубки — в области II, $P'(0) = \frac{M_1 \omega u_I}{S_1}$, $P'(d) = \frac{M_2 \omega u_{III}}{S_2}$, M_1, M_2 — присоединенная масса на входе в трубу и выходе соответственно, u_I, u_{III} — колебательная скорость на границе $x = 0$, $x = d$, соответственно, $b \equiv \frac{2}{d} \sqrt{1 - S_m} \operatorname{arch} \frac{1}{\sqrt{S_m}}$, $\mu = \sqrt{\theta^2 - k_1^2}$, $\alpha = \frac{\rho_0 c_0}{\rho_1 c_1}$ — отношение акустических импедансов двух сред, S_1, S_2 — безразмерные площади сечения трубки при $x = 0$ и $x = d$.

Решая систему (8), найдем выражения для P_- и P_+ :

$$P_+ = \frac{2P_i}{\Delta} e^{\bar{\mu}} \left[1 - \gamma \frac{M_1 \omega}{S_1} \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} - \bar{b}) - i \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} - \bar{b}) \right], \quad (9)$$

$$P_- = \frac{2P_i}{\Delta} e^{-\bar{\mu}} \left[1 + \gamma \frac{M_1 \omega}{S_2} \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} + \bar{b}) - i \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} + \bar{b}) \right], \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta = e^{\bar{\mu}} & \left[1 - \frac{M_1 \omega}{S_1} \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} - \bar{b}) + i \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} - \bar{b}) \right] \times \\ & \times \left[1 - \gamma \frac{M_1 \omega}{S_2} \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} - \bar{b}) + i \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} - \bar{b}) \right] - \\ & - e^{-\bar{\mu}} \left[1 + \frac{M_1 \omega}{S_1} \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} + \bar{b}) - i \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} + \bar{b}) \right] \times \\ & \times \left[1 + \gamma \frac{M_1 \omega}{S_2} \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} + \bar{b}) - i \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} + \bar{b}) \right], \end{aligned}$$

а также введены безразмерные параметры:

$$\bar{k}_1 = k_1 d; \quad \bar{\mu} = \mu d; \quad \bar{b} = bd; \quad \gamma = \frac{M_2}{M_1}.$$

Из уравнений (8)–(10) найдем коэффициент прохождения волны T :

$$\begin{aligned} T = \frac{P_t}{P_i} = 2i \frac{\alpha}{\bar{k}_1} \frac{1}{\Delta} & \left\{ \left[(\bar{\mu} + \bar{b}) \left(1 - \gamma \frac{M_1 \omega}{S} \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} - \bar{b}) - \right. \right. \right. \\ & \left. \left. - i \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} - \bar{b}) \right) \right] + \left[(\bar{\mu} - \bar{b}) \left(1 + \gamma \frac{M_1 \omega}{S} \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} + \bar{b}) - \right. \right. \\ & \left. \left. - i \frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} + \bar{b}) \right) \right] \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Здесь для упрощения записи положено $S_1 = S_2 = S$. Если положить $M_1 = 0$, что означает отсутствие присоединенной массы, то выражение (11) примет вид:

$$T = \frac{\frac{i4\alpha\bar{\mu}}{\bar{k}_1}}{e^{i\bar{\mu}} \left[1 + i\frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} - \bar{b}) \right]^2 - e^{-i\bar{\mu}} \left[1 - i\frac{\alpha}{\bar{k}_1} (\bar{\mu} + \bar{b}) \right]^2}. \quad (12)$$

Построим частотные зависимости квадрата коэффициента прохождения волны для отношения параметров $\alpha = 2$ и трех значений минимального сечения трубки $S_m = 0.09, 0.34, 0.71$ (кривые 1, 2, 3 на рис. 2, 3, соответственно).

Для того чтобы подчеркнуть влияние присоединенной массы, вначале построим частотную зависимость коэффициента прохождения волны в ее отсутствие при $M_1 = 0$. Соответствующий график приведен на рис. 2. Видно, что максимальный диапазон частот ($0 < \bar{k}_1 \lesssim 1.75$), где проявляется эффект туннелирования, достигается при $S_m = 0.34$. При больших значениях частоты $\bar{k}_1$ формула (12) переходит в решение, опи-

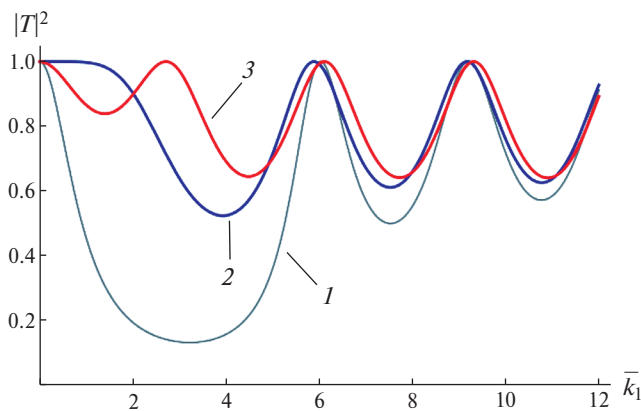


Рис. 2. Частотные зависимости квадрата коэффициента прохождения волны без учета присоединенной массы.

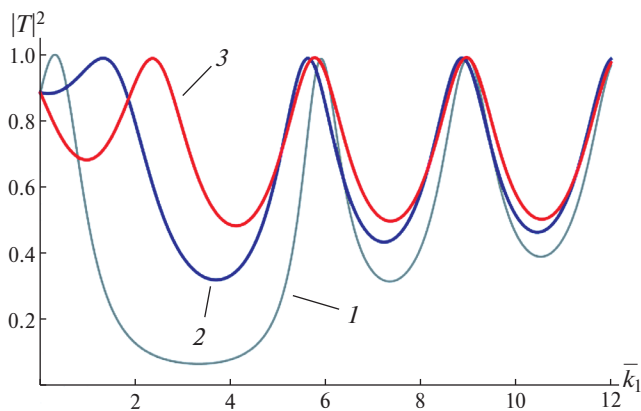


Рис. 3. Частотные зависимости квадрата коэффициента прохождения волны с учетом присоединенной массы.

сывающее осцилляции коэффициента пропускания, соответствующие обычному режиму бегущих волн.

Если учесть присоединенную массу и положить $\gamma = \frac{M_2}{M_1} = 0.24$, то зависимость коэффициента прохождения волны примет вид, изображенный на рис. 3. Как видно из рис. 3, эффект полного туннелирования в том диапазоне частот, в котором он наблюдался в отсутствие присоединенной массы, разрушается. Коэффициент прохождения достигает единицы только на отдельных частотах. Тем не менее, область, где коэффициент прохождения достаточно близок к единице, остается. Кроме того, при малых значениях безразмерной минимальной площади сечения коэффициент прохождения увеличивается по сравнению со случаем отсутствия присоединенной массы.

Построим график зависимости квадрата коэффициента прохождения от безразмерного волнового числа в зависимости от присоединенной массы $M_1 = 0.14; 0.43; 0.88$ (кривые 1, 2, 3 на рис. 4, соответственно) при одинаковой безразмерной минимальной площади сечения $S_m = 0.34$, для того, чтобы проанализировать, как меняется поле при увеличении присоединенной массы.

Таким образом, из рис. 4 можно сделать вывод, что при увеличении параметра M_1 уменьшается коэффициент прохождения, т.е. увеличение присоединенной массы ведет к тому, что поле искажается сильнее.

Полученные результаты показывают, что, действительно, при учете присоединенной массы условия полного прохождения ухудшаются, частотно-зависимые эффекты проявляются и в низкочастотной области, где расположено плато туннелирования. Тем не менее, можно надеяться, что при распространении низкочастотных сигналов удастся добиться меньшего искажения сигнала. Эта задача требует дальнейшего исследования.

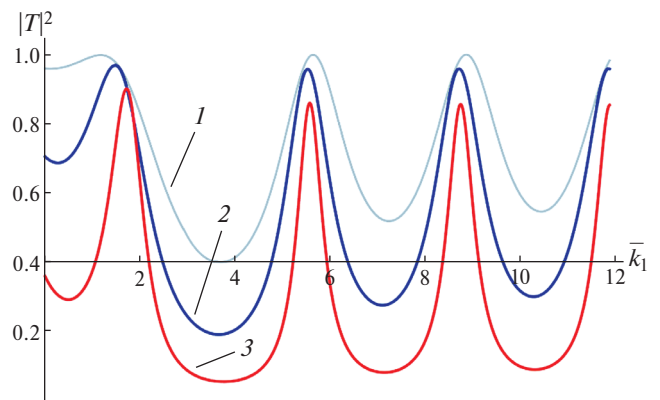


Рис. 4. Частотные зависимости квадрата коэффициента прохождения волны с учетом присоединенной массы при разных M_1 .

УЧЕТ ДИССИПАЦИИ И НЕЛИНЕЙНОСТИ

Говоря о частотно-зависимых эффектах, нельзя не упомянуть и такой существенный фактор, как вязкость среды. Безусловно, она будет вносить искажения, в том числе, и при распространении низкочастотных сигналов. Имея в виду и задачу прохождения волн большой интенсивности, в рамках данной работы отметим следующие особенности.

В задачах, связанных с распространением акустических волн большой интенсивности, возникает обобщенное уравнение типа Вебстера. Оно отличается от уравнения (1) наличием двух дополнительных членов, которые описывают нелинейные и диссипативные эффекты. Обычно это уравнение записывается в виде:

$$\frac{1}{S(x)} \frac{\partial}{\partial x} \left(S(x) \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\varepsilon}{c^4 \rho} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} + \frac{b}{\rho c^2} \frac{\partial^3 p}{\partial t \partial x^2} = 0. \quad (13)$$

Здесь ε , b — нелинейный параметр и коэффициент диссипации. Упростить уравнение Вебстера типа (13), особенно при решении нелинейных задач, можно с помощью метода медленно изменяющегося профиля [11, 12]. Этот метод применим, когда изменения площади поперечного сечения происходят медленно. В результате порядок нелинейного уравнения (13) снижается. Следуя стандартной процедуре, перейдем от переменных x, t в уравнении (13) к новым независимым переменным: «медленной» координате $x_1 = \delta x$ (где δ — малый параметр задачи) и «быстрому» времени $\tau = t - \frac{x}{c}$ в бегущей со скоростью звука системе координат. Ограничиваясь стандартной моделью (13) и пренебрегая малыми членами порядка δ^n , $n \geq 2$, приходим к эволюционному уравнению

$$\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c^3 \rho} p \frac{\partial p}{\partial \tau} - \frac{b}{2c^3 \rho} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} + \frac{p}{2} \frac{\partial}{\partial x} (\ln S(x)) = 0. \quad (14)$$

Обычно отмечается, что уравнения вида (13)–(14) имеют более широкую область применимости и описывают также, например, поля интенсивных ограниченных акустических пучков в неоднородных средах в приближении нелинейной геометрической акустики (НГА), а функция $S(x)$ в этом случае имеет смысл площади поперечного сечения лучевой трубки [12].

Однако, если для пучков в приближении НГА запись диссипативного слагаемого в уравнениях (13)–(14) является точной, то для волн в трубке это, вообще говоря, не так. Строгий вывод обобщенного линеаризованного уравнения Вебстера для трубки переменного сечения с учетом вязкости приводит к точному замкнутому уравнению

для колебательной скорости:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} (S u) \right) + \frac{b}{\rho_0} \frac{\partial^3 u}{\partial t \partial x^2}, \quad (15)$$

в котором вязкий член имеет обычную структуру, как в уравнении (13), но член с переменной площадью сечения имеет другую структуру по сравнению с уравнением (1) для давления. Переход к замкнутому уравнению для давления возможен только приближенно, с учетом тех или иных слагаемых разного порядка малости. В наиболее простом варианте получаем следующее приближенное замкнутое уравнение для давления:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{1}{S} \left(c_0^2 + \frac{b}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left(S \frac{\partial p}{\partial x} \right). \quad (16)$$

Здесь член с переменной площадью сечения совпадает с аналогичным членом в уравнении (1), но вязкий член имеет другую структуру, нежели в уравнении (13). Таким образом, обобщенное уравнение Вебстера с учетом вязкости для звука в трубках, вообще говоря, отличается от вида (13), а диссипативные эффекты в трубках и в ограниченных пучках также различаются. Кроме того, различие уравнений (13)–(16) может сказаться на форме волновых профилей, формирующихся в трубке переменного сечения, и возможности нахождения точных аналитических решений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами изучено прохождение волны в режиме туннелирования в узких трубках с переменным сечением специального вида. Учтено влияние присоединенной массы на границах области плавного сужения трубки. Выяснилось, что учет присоединенной массы ухудшает условия туннелирования волны: это проявляется в снижении коэффициента прохождения волны в диапазоне частот, где наблюдался режим туннелирования без учета присоединенной массы, а также в сокращении самого диапазона частот. Однако при учете присоединенной массы увеличивается интервал минимальных значений площади поперечного сечения, при которых возможно почти полное прохождение волны (коэффициент прохождения близок к единице). Показано, что увеличение присоединенной массы приводит к уменьшению коэффициента прохождения волны, тем самым поле искажается еще сильнее.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Webster A.G. // Proc. Nat. Acad. Sci. 1919. V. 5. P. 282.

2. *Eisner E.* // In: Physical Acoustics. V. 1. Part B. Ch. 6. N.Y.: Academic Press, 1964.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Курс теоретической физики. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
4. *Ржевкин С.Н.* Курс лекций по теории звука. М.: Изд. МГУ, 1960.
5. *Руденко О.В., Гурбатов С.Н., Хедберг К.М.* Нелинейная акустика в задачах и примерах. М.: Физматлит, 2007.
6. *Руденко О.В., Шварцбург А.Б.* // Акуст. журн. 2019. Т. 61. № 1. С. 30.
7. *Руденко О.В., Шварцбург А.Б.* // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 4. С. 452; *Rudenko O.V., Shvartsburg A.B.* // Acoust. Phys. 2010. V. 56. No. 4. P. 429.
8. *Розанов В.В., Руденко В.О., Сысоев П.Н.* // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 4–5. С. 602; *Rozanov V.V., Rudenko V.O., Sysoev P.N.* // Acoust. Phys. 2009. V. 55. No. 4–5. P. 602.
9. *Ибрагимов Н.Х., Руденко О.В.* // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 4. С. 481; *Ibragimov N.Y., Rudenko V.O.* // Acoust. Phys. 2004. V. 50. No. 4. P. 406.
10. *Комаровский К.О., Гусев В.А.* // Тр. III Всеросс. акуст. конф. (Санкт-Петербург, 2020). С. 128.
11. *Руденко О.В., Солуян С.И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. 288 с.
12. *Ковалев В.Ф., Руденко О.В.* // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 3. С. 296; *Kovalev V.F., Rudenko V.O.* // Acoust. Phys. 2012. V. 58. No. 3. P. 269.

Features of acoustic wave propagation in narrow pipes of variable cross-section, allowing for the added mass

V. A. Gusev*, K. O. Komarovskii

Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

**e-mail: vgusev@bk.ru*

The phenomena arising during the propagation of acoustic waves in narrow tubes with variable cross-section are studied. A special law of cross-sectional variation has been defined for the tube. The mode of wave tunneling through narrowing is investigated. The influence of the added mass on the boundaries of the narrowing area of the tube is taken into account. The frequency dependences of the coefficient of wave transmission over energy are constructed taking into account the added mass.

Keywords: attached mass, wave tunneling, Webster equation, transmission coefficient

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В НАНОРАЗМЕРНЫХ СВЯЗАННЫХ ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

© 2025 г. В. В. Балаева*, Д. В. Романенко, М. А. Морозова

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»,
Саратов, Россия*

**E-mail: vkonda2000@mail.ru*

Поступила в редакцию 14.11.2024 г.

После доработки 03.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Методами микромагнитного моделирования изучено распространение спиновых волн в двух наноразмерных латерально связанных ферритовых пленках. Исследованы особенности перекачки мощности поверхностных и обратных объемных магнитостатических волн. Установлено влияние расстояния между пленками и ширины пленок на длину перекачки и частоту отсечки данных типов волн.

Ключевые слова: спинтроника, спиновая волна, магнитостатические волны, перекачка, ЖИГ, феррит, наноматериал, микромагнитное моделирование, связанная структура, латеральная структура.

DOI: 10.31857/S0367676525040264, EDN: GUQOLV

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы микро- и наноструктуры на основе магнитных материалов вызывают широкий интерес исследователей в связи с возможностями их потенциального использования в системах связи нового поколения, где информация будет передаваться с помощью магнонов или спиновых волн [1, 2].

Спиновые волны и их кванты-магноны являются перспективными носителями информации в будущих системах обработки сигналов, поскольку затухание Гильберта, связанное с распространением спиновых волн, может быть значительно снижено по сравнению с джоулевыми тепловыми потерями в электронных устройствах. Было предложен ряд концепций магнитной логики и обработки сигналов на спиновых волнах [3, 4]. Но одной из нерешенных проблем магнитной технологии является эффективное и управляемое соединение отдельных устройств обработки магнитных сигналов в магнитную схему. Для этой цели перспективными кандидатами являются связанные структуры. Связанные структуры существенно расширяют функциональные возможности радиофизических систем, так как появляется дополнительный управляющий параметр – связь. Такие структуры широко используются как в микроволновой технике [5, 6], так и в оптических системах [7, 8]. В случае двух связанных волноведущих ферро-

магнитных структур связь приводит к появлению симметричной и антисимметричной нормальных волн, распространяющихся с различными групповыми и фазовыми скоростями, характеристиками которых можно управлять путем изменения расстояния между связанными волноводами [9]. Благодаря связи между магнитными каналами существенно изменяются динамические свойства волновых процессов и реализуются новые типы спиновых возбуждений [10, 11].

Можно выделить два типа связанных магнитных систем, а именно волноводы, расположенные в плоской геометрии, параллельно [12, 13] и под углом друг к другу [14, 15] (волноводы с поперечной связью), и волноводы, имеющие форму многослойных структур [16, 17]. Для реализации управляемого соединения между магнонными каналами планарная геометрия является более актуальной, т.к. экспериментальные исследования сэндвич структуры довольно сложны из-за отсутствия доступа к отдельным слоям, который необходим для возбуждения и приема распространяющихся СВ.

Ранее были проведены исследования особенностей распространения волн в планарно-поперечно связанных структурах с использованием бриллюэновского рассеяния света для пленок микронной толщины [12, 13] и микроволновых методов для микро- и наноразмерных ферромагнитных пленок [12, 18]. Было продемонстрировано, что в таких системах реализуется

периодическая передача мощности из одного волновода в другой, а пространственным периодом можно управлять с помощью величины постоянного магнитного поля, ориентации статической намагниченности каналов, геометрии связанной структуры [18, 19]. Большинство работ посвящено рассмотрению структур микронных размеров. Однако, современные технологии выращивания магнитных пленок позволяют создавать пленки наноразмерной толщины, что более актуально с точки зрения миниатюризации и энергоэффективности устройств на таких структурах.

В работе [20] рассмотрено распространение СВ в латерально связанных наноразмерных магнитных волноводах для случая обратных объемных магнитостатических волн (ОММСВ). Исследована перекачка ОММСВ между магнитными волноводами и предложена конфигурация волноводов, для которой может быть реализована функция ответвления сигнала на базе такой системы. Однако для получения полной картины и заключения об эффективности использования связанных структур для реализации магнотонных соединений необходимо рассмотреть также случай поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

В настоящей работе на основе микромагнитного моделирования с помощью среды

MuMax3 рассматриваются два типа волн, ПМСВ и ОММСВ, в латерально связанных наноразмерных магнитных волноводах. Исследованы особенности перекачки мощности между волноводами для обоих типов спиновых волн. Исследовано влияние геометрии волноводов, в том числе ширины волноводов и расстояния между волноводами на характер перекачки спиновых волн.

МОДЕЛЬ ЗАДАЧИ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

На рис. 1а представлена схема исследуемой структуры, представляющей собой две ферромагнитные пленки (ФП) толщиной S и шириной w , расположенные в планарной геометрии в одной плоскости. ФП разделены воздушным зазором ширины d . Структура помещена во внешнее магнитное поле напряженностью H_0 . В случае, если поле направлено вдоль оси y , в структуре распространяются ПМСВ, если вдоль оси x — в структуре распространяются ОММСВ. Сигнал подается на вход ФП-1.

Параметры структуры следующие: толщина пленок $S = 100$ нм, длина пленок $L = 100$ мкм, ширина пленок d не менее 2 мкм, ширина возбуждающего полоска $w = 2$ мкм. Параметры ма-

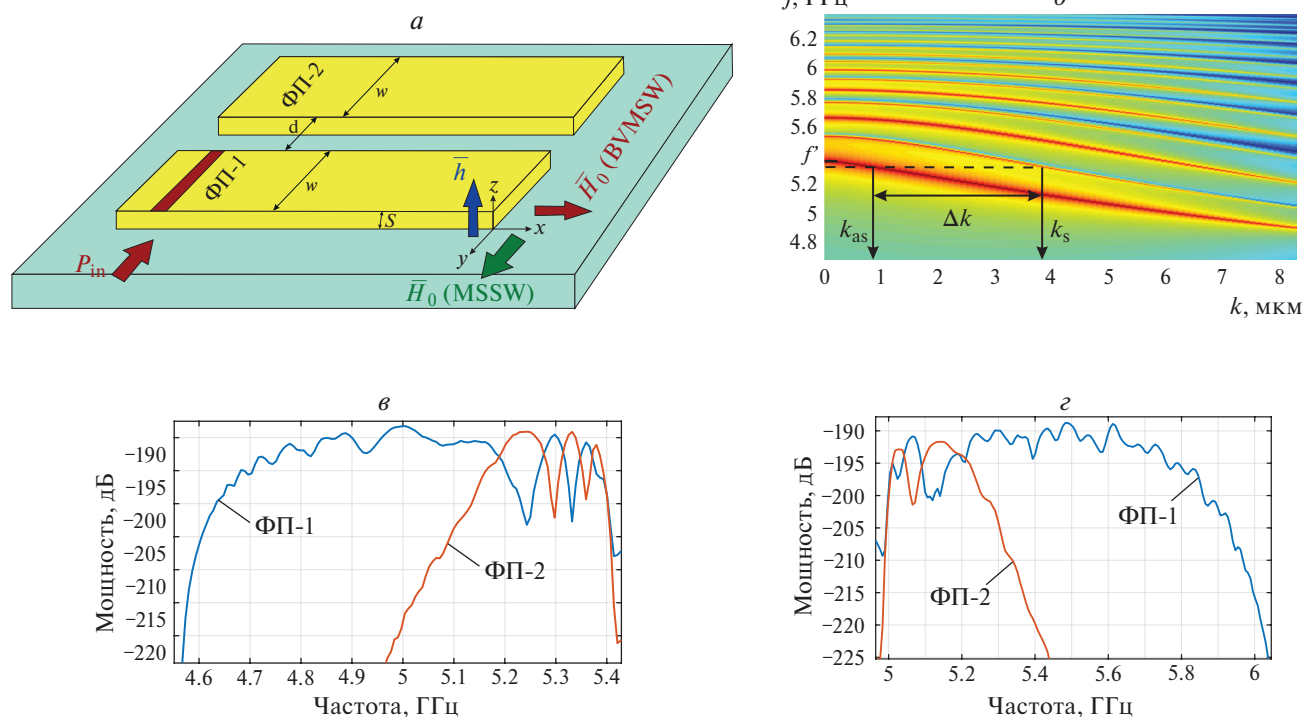


Рис. 1. Схема структуры на основе латерально связанных ферритовых пленок с указанием двух типов распространяющихся МСВ: поле по оси x — ОММСВ, по оси y — ПМСВ (а). Дисперсионная характеристика ОММСВ в связанной структуре (б). Амплитудно-частотные характеристики для ОММСВ (б) и ПМСВ (г) на выходе ФП-1 (синяя кривая) и ФП-2 (красная кривая). Расчетные параметры: $w = 2$ мкм, $d = 1$ мкм.

териала ЖИГ: константа обмена $A_{\text{ex}} = 3.614 \times 10^{-12}$ Дж/м, намагниченность насыщения $M_{\text{sat}} = 1.39 \times 10^5$ А/м, константа затухания Гильберта $\alpha_G = 0.0001$.

В среде микромагнитного моделирования MuMax3 решаются временная и пространственная задачи эволюции намагниченности в микро- и нанометровых масштабах. Для решения задач MuMax3 применяет метод конечных разностей в пространстве, которое разбивается на трехмерную сетку. Для описания вынужденных колебаний вектора намагниченности используется уравнение Ландау–Лифшица. Обработка результатов моделирования была реализована в среде Matlab с использованием программ и встроенных модулей.

Рассмотрим основные алгоритмы решения задачи о распространении магнитостатических волн в среде MuMax3. Вначале задаются параметры для расчетов и необходимые величины.

- 1) По всем осям x, y, z устанавливаются число и соответствующий размер ячеек. Для того, чтобы не учитывалось обменное взаимодействие, должно выполняться условие $\lambda \gg a_p$, где λ — длина спиновой волны, a_p — постоянная решетки в направлении распространения спиновой волны.
- 2) При необходимости задаются граничные условия и слои затухания.
- 3) Задаются свойства среды и поля, такие как величина затухания, константа обмена, намагниченность насыщения, величина и направление внешнего магнитного поля.

Задача разделяется на два этапа: статический и динамический. На этапе статики задается начальное направление намагниченности в веществе структуры и запускается команда `relax`. Вследствие чего, к образцу прикладывается внешнее поле, под действием которого векторы намагниченности $\vec{M}$ начинают прецессировать и выстраиваться по внешнему полю $\vec{H}_0$. Результирующее состояние магнетика используется в качестве стационарного при последующем моделировании.

На этапе динамики добавляется возбуждение динамическим магнитным полем $\vec{h}$, направленным перпендикулярно внешнему полю. Амплитуда динамического поля в линейном случае подчиняется условию $\vec{h} \ll \vec{H}_0$. Вынуждающее возбуждение полем $\vec{h}$ задается в виде наложения «маски» на область волновода, выполняющую роль возбуждающего полоска. Нужно задать форму электромагнитного излучения и форму импульса.

Функция переменного поля:

$$B = \cos^2(x - x_1) \cdot \cos^2(x - x_2), \quad (1)$$

где x_1 и x_2 — начало и конец возбуждающего полоска, соответственно.

Функция импульса для маски возбуждения $F(f_c, t)$ зависит от метода решения задачи, где f_c — частота среза.

Расчет пространственного распределения намагниченности

Пространственное распределение динамической намагниченности позволяет рассмотреть динамику распространения спиновой волны, в частности, период перекачки сигнала в связанной структуре. Из теории связанных волн [6], выражение длины перекачки в случае идентичных по параметрам пленок принимает вид периодической функции. Для удобства определения длины перекачки определим возбуждающий импульс в следующем виде:

$$I = A \cdot \sin(2\pi f_c t), \quad (2)$$

где A — амплитуда импульса, f_c — частота среза. Частота среза f_c выбирается с помощью дисперсионных кривых, чтобы горизонтальная линия на данной частоте пересекала симметричную и антисимметричную ветви нужной моды.

По краям структуры вдоль направления волны (оси x) устанавливаются слои с большим затуханием, чем в среде распространения волны, нарастающим к краям.

В процессе вычислений будем сохранять величину координаты вектора динамической намагниченности $\Delta \vec{m}(x, y, z, t)$, соответствующей одной из осей, перпендикулярных направлению внешнего поля. Однако, мы не сохраняем модуль обеих перпендикулярных координат (z и y), потому что в ограниченном образце прецессия эллиптическая, а не круговая. Для наших расчетов выберем координату z , перпендикулярную внешнему полю в случае и ООМСВ, и ПМСВ. Будем сохранять величину, соответствующую отклонению динамической намагниченности от ее стационарного состояния, по координате z .

Чтобы качественно наблюдать распространение спиновой волны вдоль оси x , нужно распределение $\Delta \vec{m}(x, y, z, t)$ в плоскости xy при фиксированной высоте среза по оси z . Выражение величины имеет вид:

$$\Delta m_z(x, y, t) = m_z(x, y, t) - m_z(x, y, 0). \quad (3)$$

Данные снимаются с периодом времени $\Delta t = 10$ нс, в файл с данными сохраняются координаты ячеек x, y, z и соответствующая им величина $\Delta m_z(x, y, t)$. Таким образом, мы можем построить в среде Matlab распределение $\Delta m_z(x, y, t)$ в плоскости на момент времени $n\Delta t$, где n — целое число. Для более гладкого вида распределения $\Delta m_z(x, y, t)$ применим к массиву данных преобразование Гильберта.

Расчет дисперсионных характеристик

Для вычисления дисперсии нужно выбрать частоту среза f_c для возбуждающего импульса выше верхнего порога частот МСВ. Для эффективного возбуждения всех частот ниже f_c используется функция $\text{sinc}(x)$, представляющая собой обратное преобразование Фурье для прямоугольного импульса. Импульс возбуждения имеет вид:

$$I = A \cdot \text{sinc}(2\pi f_c(t - t_0)), \quad (4)$$

где A — амплитуда импульса, t_0 — начальное время.

Спиновая волна распространяется вдоль оси x , поэтому установим периодические граничные условия по этой оси.

В процессе вычислений будем сохранять одну из координат вектора динамической намагниченности $\Delta \vec{m}(x, y, z, t)$. Для наших расчетов выберем координату z , перпендикулярную внешнему полю в случае и ООМСВ, и ПМСВ. Таким образом, будем сохранять величину $\Delta m_z(x, y, z, t)$.

Поскольку ширина пленок ограничена, внутреннее поле включает в себя поля размагничивания, поэтому следует сохранять величину $\Delta m_z(x, y, z, t)$ для узкого трехмерного среза вдоль центральной линии пленки.

В файл с данными сохраняются координаты ячеек x, y, z и соответствующая им величина $\Delta m_z(x, y, z, t)$. Данные снимаются с периодом времени, обратному частоте дискретизации F_s .

По теореме Котельникова, период дискретизации сигнала следует выбирать из условия:

$$T = \frac{1}{2f_m}, \quad (5)$$

где f_m — верхняя граница спектра исходного сигнала, для наших расчетов это частота среза f_c . Частота дискретизации F_s кратна величине, обратной периоду дискретизации.

Полученный массив данных обрабатывается в среде Matlab. Для получения кривых дисперсии выполняется двумерное быстрое преобразование Фурье (БПФ) [21]:

$$m_z(k_x, f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\mathbb{F}_2 [\Delta m_z(x_i, y_i, z, t)]|^2, \quad (6)$$

где $\mathbb{F}_2$ — двумерное БПФ, y_i — i -я ячейка по ширине волновода, и N — общее количество ячеек по ширине волновода. Чтобы визуализировать дисперсионную кривую, мы строим трехмерную цветовую карту $P(k_x, f) \propto \Delta m_z(k_x, f)$ в логарифмическом масштабе.

Расчет амплитудно-частотных характеристик

Как в случае построения дисперсии, нам необходимо определить частоту среза выше верхней

частоты отсечки для МСВ. Для эффективного возбуждения всех частот ниже f_c используется функция $\text{sinc}(x)$ в виде выражения (4).

По краям структуры вдоль направления волны устанавливаются слои затухания, как в алгоритме для распределения намагниченности.

В процессе вычислений в файл с данными сохраняются с частотой дискретизации (5) две величины: момент времени t , и соответствующая величина $\Delta m_z(x, y, z, t)$ — составляющая по оси z .

Полученные данные обрабатываются в среде Matlab с помощью встроенных инструментов для построения АЧХ, в которых используется одномерное преобразование Фурье.

РЕЗУЛЬТАТЫ МИКРОМАГНИТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 1б приведена дисперсионная характеристика для ООМСВ в исследуемой структуре. На графике построены дисперсионные кривые, соответствующие первым пяти толщинным модам структуры, каждая из которых расщеплена на две кривые, соответствующие симметричной и антисимметричной нормальным модам связанной структуры с волновыми числами k_s и k_{as} , соответственно. Существование симметричной и антисимметричной нормальных мод для слоистой связанной структуры было представлено теоретически, например, в работах [6, 22]. Распространение двух нормальных мод в связанной структуре с разными фазовыми и групповыми скоростями приводит к периодической перекачке мощности между пленками. Пространственный период перекачки (длина перекачки) в этом случае определяется соотношением [5, 6]:

$$\Lambda = 2\pi / |k_s - k_{as}|. \quad (7)$$

На рис. 1в,г приведены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) ООМСВ и ПМСВ на выходе ФП-1 (синяя кривая) и ФП-2 (красная кривая). На рисунках видна последовательность максимумов и минимумов коэффициента передачи ФП-1 и ФП-2, расположенных в противофазе. Данная особенность свидетельствует и перекачке мощности между пленками, длина которой определяется частотой сигнала. Теоретические зависимости для коэффициентов передачи, иллюстрирующие максимумы и минимумы, расположенные в противофазе, были рассчитаны в работе [23] для ПМСВ в связанных латеральных волноводах микронной толщины. Отмеченное поведение коэффициентов передачи позволяет рассматривать исследуемую структуру в качестве функционального элемента для частотного разделения сигналов. Из сравнения рис. 1в и рис. 1г видно, что в случае ООМСВ волны эффективно связываются на высоких частотах, то есть, как видно из рис. 1б при малых волновых числах (больших длинах волн), а в случае ПМСВ —

на низких частотах, т. е. также при малых волновых числах (больших длинах волн). Диапазон частот, на которых волны эффективно связываются, расширяется при уменьшении расстояния между волноводами.

На рис. 2а приведена карта распределения отклонения вектора динамической намагниченности $\Delta m_z(x, y, t)$ в плоскости волноводов при распространении ООМСВ. Видна серия чередующихся максимумов и минимумов намагниченности в каждом волноводе вдоль направления распространения x . Максимумы и минимумы в ФП-1 и ФП-2 расположены в противофазе, что свидетельствует о периодической перекачке мощности между пленками вдоль направления распространения. Длину перекачки Λ определим, как расстояние между соседними максимальными значениями $\Delta m_z(x, y, t)$ в одной пленке, как показано на рис. 2а. Поскольку важно анализировать периодичность перекачки мощности между пленками, будем снимать значения величины $\Delta m_z(x, y, t)$ только вдоль центральной линии каждой из пленок, где поля размагничивания минимальны. На рис. 2б приведена зависимость отклонения намагниченности в ФП-1 (синяя кривая) и в ФП-2 (красная кривая) от продольной координаты x . На графике также можно видеть максимумы и минимумы в ФП-1 и ФП-2, чередующиеся в противофазе, что свидетельствует о перекачке мощности между волноводами. Амплитуда максимумов уменьшается вдоль направления распространения, что связано с потерями в ферромагнитной среде.

На рис. 3 представлены зависимости длины перекачки от зазора между пленками d для разных типов волн. Как для ООМСВ (рис. 3а), так и для ПМСВ (рис. 3б) зависимость $\Lambda(d)$ является нелинейно возрастающей. На каждом графике собраны зависимости для разной ширины пленок w . Видно, что длина перекачки пропорциональна ширине пленок w : при любой величине

зазора d значение длины перекачки больше, чем больше ширина пленок. Также видно, что длина перекачки для ПМСВ больше, чем длина перекачки для ООМСВ при прочих равных параметрах. На рис. 3в приведена зависимость разности длин перекачки для ПМСВ и для ООМСВ $\Lambda_{\text{ПМСВ}} - \Lambda_{\text{ООМСВ}}$ от ширины пленок w для разных расстояний между пленками d . Видно, что разница длин перекачки возрастает как при увеличении ширины волноводов, так и при увеличении ширины пленок.

На рис. 4 представлены зависимости частоты отсечки первой моды МСВ (f' , отмечена на рис. 1б) от величины зазора d между ФП. Результаты приведены для двух типов волн, ПМСВ (а) и ООМСВ (б), соответственно, при разных значениях ширины пленок w . Видно, что связь в системе незначительно влияет на частоту отсечки, однако, динамика для ПМСВ и ООМСВ различна. Для ООМСВ частота отсечки растет при увеличении ширины зазора d , а для ПМСВ — уменьшается. При увеличении ширины волноводов w частота отсечки уменьшается для случая ООМСВ и увеличивается для ПМСВ. Заметим, что в работе [24] для ПМСВ в одиночном волноводе была показано, что частота отсечки также увеличивается при увеличении ширины волновода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе микромагнитного моделирования в среде MuMax3 исследованы особенности распространения поверхностных и обратных объемных магнитостатических волн в наноразмерных латерально связанных ферритовых волноводах. Рассчитаны амплитудно-частотные характеристики, дисперсионные характеристики и эволюция амплитуды намагниченности вдоль направления распространения волны. Показано, что в случае ООМСВ волны эффективно связываются на высоких частотах, а в случае ПМСВ —

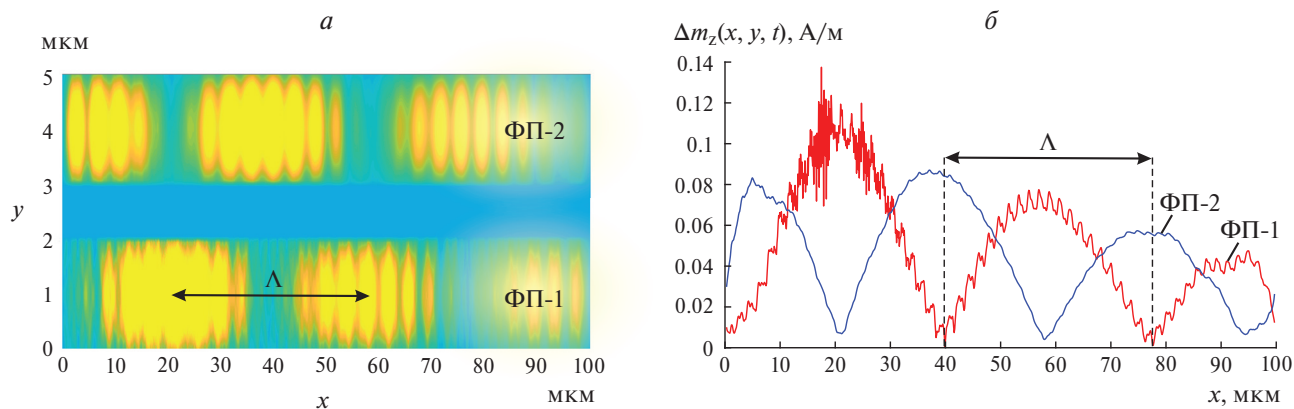


Рис. 2. Пространственное распределение отклонения намагниченности $\Delta m_z(x, y, t)$ в плоскости xy при фиксированном z для ООМСВ (а). Зависимость отклонения намагниченности, снятой вдоль центральной линии каждой пленки, от координаты x (б). Расчетные параметры: $w = 2$ мкм, $d = 1$ мкм.

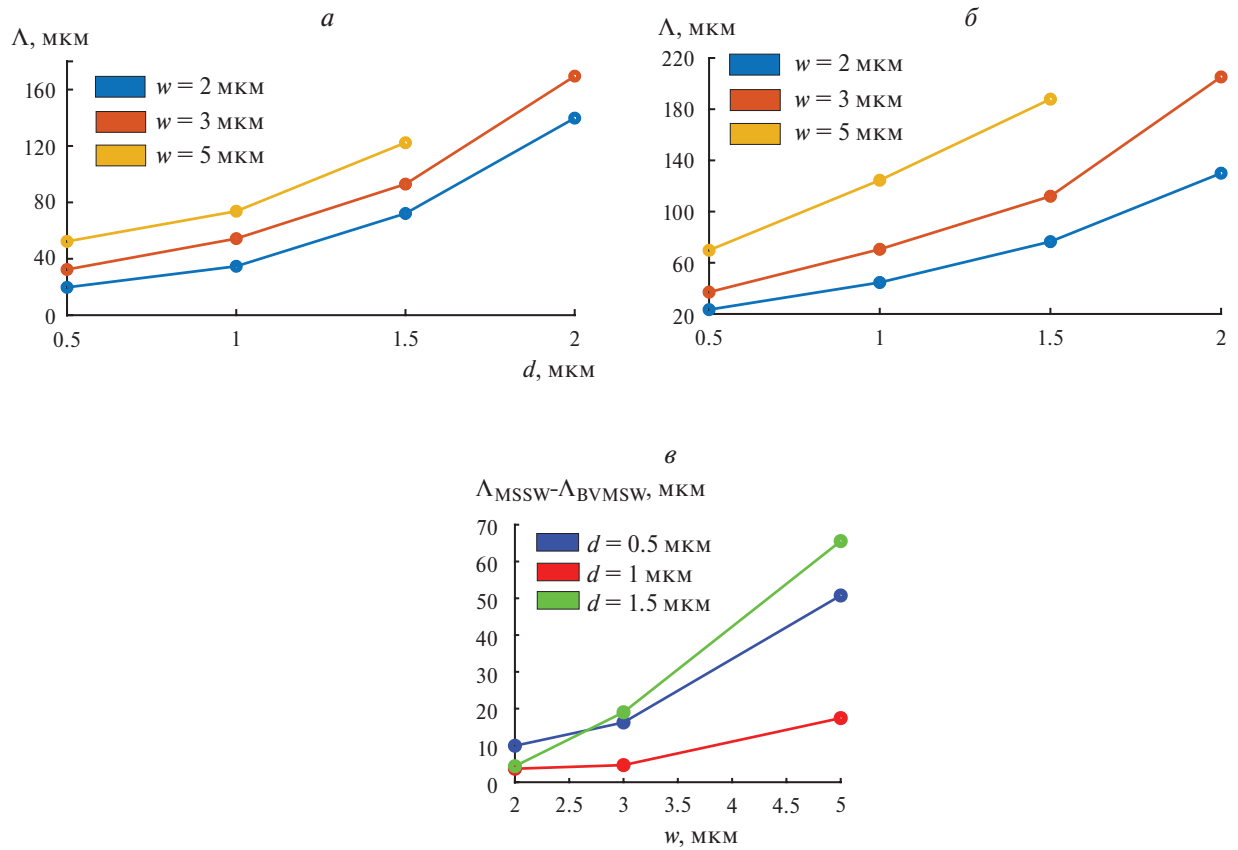


Рис. 3. Зависимости длины перекачки от расстояния между пленками d при разной ширине пленок w для ООМСВ (а) и ПМСВ (б). Зависимость разности длин перекачки ПМСВ и ООМСВ от ширины пленок w и при разной ширине зазора d (в).

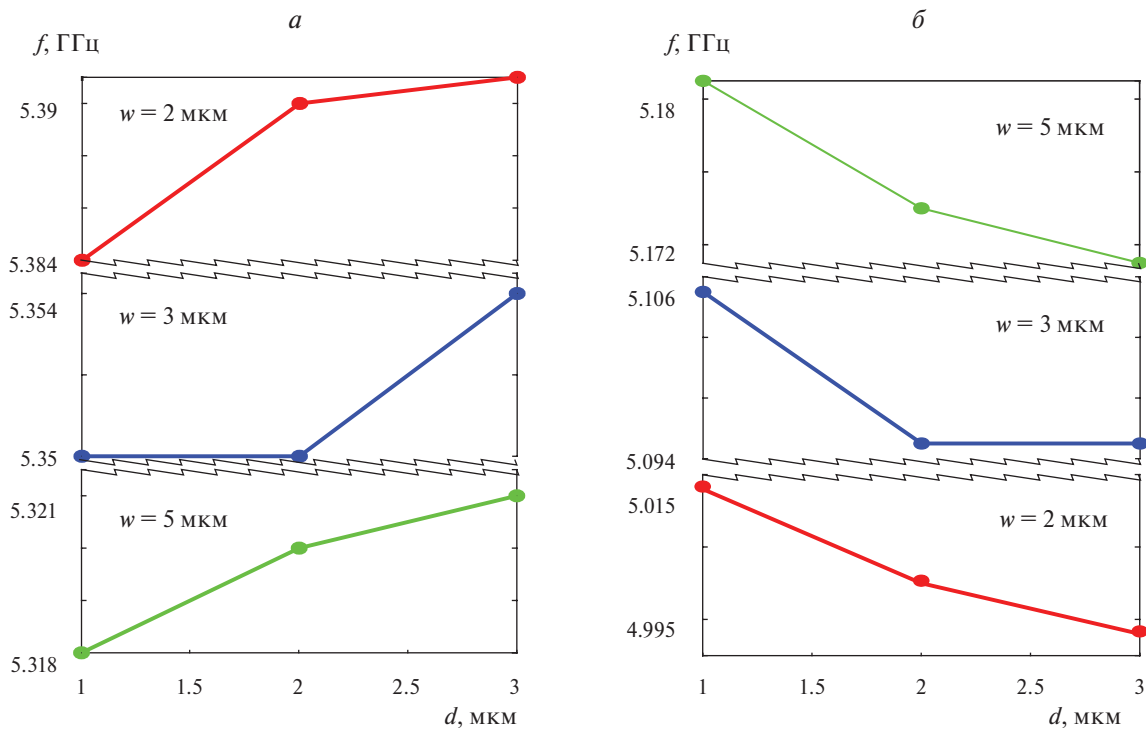


Рис. 4. Зависимости частоты отсечки первой моды ООМСВ (а) и ПМСВ (б) от ширины зазора d при разных значениях ширины пленок w .

на низких, т. е. в том и другом случае при больших длинах волн. Диапазон частот, на которых волны эффективно связываются, расширяется при уменьшении расстояния между волноводами. Установлено, что длина перекачки мощности между волноводами возрастает при увеличении расстояния между ними. При увеличении ширины волноводов также возрастает длина перекачки. Показано, что длина перекачки зависит от типа МСВ. При увеличении ширины волноводов длина перекачки для ПМСВ становится больше, чем для ООМСВ, причем разница длин перекачки возрастает по мере увеличения ширины волноводов. Также рост наблюдается при увеличении зазора между волноводами. Исследовано влияние связи между волноводами на частоту отсечки. Расстояние между волноводами незначительно влияет на частоту отсечки, однако, для ООМСВ зависимость возрастающая и частота отсечки уменьшается с увеличением ширины волноводов, а для ПМСВ — убывающая и частота отсечки увеличивается с увеличением ширины волноводов.

Полученные результаты позволяют рассматривать исследуемую структуру в качестве функционального элемента для частотного разделения сигналов, делителя мощности, а также эффективного элемента межсоединений в магнотонной сети.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 23-29-00759).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mahmoud A., Ciubotaru F., Vanderveken F. et al. // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. Art. No. 161101.
2. Chumak A.V., Kabos P., Wu M. et al. // IEEE Trans. Magn. 2022. V. 58. P. 1.
3. Wei D., Xie L., Lee K.K. et al. // Nature Commun. 2013. V. 4. Art. No. 1374.
4. Lavrijsen R., Lee J.Y., Fernández-Pacheco A. et al. // Nature. 2013. V. 493. P. 647.
5. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.: ИЛ, 1963. 352 с.
6. Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Изд. Сарат. ун —та, 1993. 311 с.
7. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
8. Agrawal G.P. Lightwave Technology: Telecommunication Systems. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. 2005. 480 p.
9. Nikitov S.A., Tailhadesand P., Tsai C.S. // J. Magn. Magn. Mater. 2001. V. 236. P. 320.
10. An K., Bhat V.S., Mruczkiewicz M. et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. No. 3. Art. No. 034065.
11. Wang Q., Pirro P., Verba R. et al. // Sci. Advances. 2018. V. 4. No. 1. Art. No. e1701517.
12. Sadvnikov A.V., Odintsov S.A., Beginin E.N. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 060481(R)
13. Sadvnikov A.V., Grachev S.A., Beginin E.N. et al. // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 7. Art. No. 014013.
14. Klingler S., Pirro P., Brächer T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. Art. No. 212406.
15. Vogt K., Fradin F.Y., Pearson J.E. et al. // Nature Commun. 2014. V. 5. P. 3727.
16. Zelent M., Tobik J., Krawczyk M. et al. // Phys. Stat. Sol. RRL. 2017. V. 11. No. 10. Art. No. 1700259.
17. Mruczkiewicz M., Graczyk P., Lupo P. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. Art. No. 104411.
18. Wang Q., Pirro P., Verba R. et al. // Sci. Advances. 2017. V. 4. Art. No. e1701517.
19. Sadvnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. Art. No. 042407.
20. Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B. // Nature Commun. 2014. V. 5. P. 4700.
21. Kumar D., Dmytriiev O., Ponraj S., Barman A. // J. Phys. D. Appl. Phys. 2012. V. 45. Art. No. 015001.
22. Sasaki H., Mikoshiba N. // Electron. Lett. 1979. V. 15. P. 172.
23. Castera J.P., Hartemann P. // Electron. Lett. 1980. V. 16. P. 195.
24. O'Keeffe T.W., Patterson R.W. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 4886.

Propagation of spin waves in nanoscale bonded ferrite films

V. V. Balaeva*, D. V. Romanenko, M. A. Morozova

Saratov State University, Saratov, 410012 Russia

*e-mail: vkonda2000@mail.ru

Using micromagnetic modeling methods the propagation of spin waves in two nanoscale laterally bonded ferrite films was studied. The features of the power pumping of surface and backward volume magnetostatic waves are investigated. The effect of the distance between the films and the films' width of the films on the pumping length and cutoff frequency of these types of waves has been established.

Keywords: spintronics, spin wave, magnetostatic waves, pumping, YIG, ferrite, nanomaterial, micromagnetic modeling, coupled structure, lateral structure.