

05,07

## Доменная структура и микромеханизмы перемангничивания в квазидвумерных обменно-смещенных наномангнетиках

© В.С. Горнаков<sup>1</sup>, И.В. Шашков<sup>1</sup>, М.А. Лебедкин<sup>2</sup>, Т.А. Лебедкина<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН,  
Черноголовка, Россия

<sup>2</sup> Laboratoire d'Etude des Microstructures et de Mécanique des Matériaux,  
Université de Lorraine, CNRS, Arts et Métiers ParisTech,  
Metz, France

E-mail: gornakov@issp.ac.ru

С использованием комплексного метода магнитооптических индикаторных пленок и акустической эмиссии изучены доменная структура и микромеханизмы перемангничивания в квазидвумерных обменно-смещенных поликристаллических наномангнетиках NiFe/FeMn и NiFe/NiO. Показано, что наличие дисперсии осей однонаправленной анизотропии в зернах антиферромагнитного слоя определяет статистическое распределение и хиральность спиновых пружин вблизи интерфейса. Обнаружены сигналы акустической эмиссии, обусловленные возбуждением упругих волн Лэмба при перемангничивании NiFe/NiO гетероструктур. Показано, что коэрцитивность таких гетероструктур связана с необратимыми процессами преодоления потенциальных барьеров, вызванных формированием разнохиральных спиновых пружин, локализованных в антиферромагнетике, непосредственно вблизи границы „ферромагнетик–антиферромагнетик“.

Организация финансирующая выполнение работы: Институт физики твердого тела РАН (Программа РАН „Наноструктуры“).

DOI: 10.21883/FIT.2018.11.46661.19NN

### 1. Введение

Тонкопленочные ферромагнетики (ФМ), связанные с антиферромагнетиком (АФМ) обменным взаимодействием на границе их раздела, отличаются от объемных ферромагнетиков нарушенной магнитной симметрией, заключающейся в энергетической неэквивалентности переключения намагниченности в противоположных направлениях. Такая ФМ/АФМ-гетероструктура характеризуется однонаправленной (обменной) анизотропией, которая проявляется через сдвиг и уширение петли гистерезиса ФМ-слоя [1]. При этом ключевую роль в формировании обменной анизотропии играет распределение и эволюция спинов, локализованных в антиферромагнетике непосредственно вблизи межфазной границы [2–5]. В настоящее время известно несколько моделей, объясняющих как сдвиг петли гистерезиса [2,3,6–8], так и увеличение коэрцитивной силы [8–11] в таких гетероструктурах. Показано, что характер перемангничивания обменно-смещенного ФМ-слоя определяется зарождением и эволюцией обменной спиновой пружины (частичной доменной стенки) в антиферромагнетике вблизи интерфейса. Концепция спиновой пружины предполагает ее закручивание (раскручивание) в АФМ-слое во время перемангничивания ФМ-слоя из основного состояния (в основном) состояние [2,4,5,11–14]. При этом сдвиг петли гистерезиса обусловлен обратимыми процессами переориентации спинов в ФМ-слое и связанных с ними спинов в АФМ-слое [2,3,7]. Напротив, уширение петли гистерезиса связано с необратимыми процессами перераспределения этих спинов [8,9,11,14].

Одна из причин возникновения последних заключается в том, что в реальных двухслойных структурах как внутрислойные, так и интерфейсные несовершенства могут индуцировать образование обменных пружин с противоположным направлением закручивания, то есть с разной хиральностью, подобно двумерным доменным стенкам в объемных ферромагнетиках [15,16] или спиновым пружинам в обменно-связанных магнито-твердых/магнитомягких ферромагнитных слоях [17–20]. В этом случае, при приложении поля против намагниченности насыщения, разнонаправленное закручивание спинов в соседних областях гетероструктуры приводит к образованию локальных потенциальных барьеров в виде 360° доменных границ или метастабильных областей с неполной инверсией магнитных моментов. Для преодоления этих барьеров требуется дополнительная энергия, то есть необходимо увеличивать магнитное поле, что и определяет увеличение коэрцитивности. С другой стороны, тепловые флуктуации спинов из метастабильного состояния в энергетически устойчивое определяют наблюдавшийся эффект магнитного последствия [21–23]. Для описания закономерностей формирования коэрцитивной силы и эффектов последствия в реальных магнитных гетероструктурах ФМ/АФМ был предложен ряд моделей, рассматривающих необратимое переключение параметра порядка в поликристаллических зернах в АФМ-слое во время перемангничивания ферромагнетика [8,9,11]. Квазидвумерные обменно-смещенные наномангнетики ФМ/АФМ с поликристаллическим АФМ-слоем представляют собой структуры, в которых наиболее сильно проявляется влияние диспер-

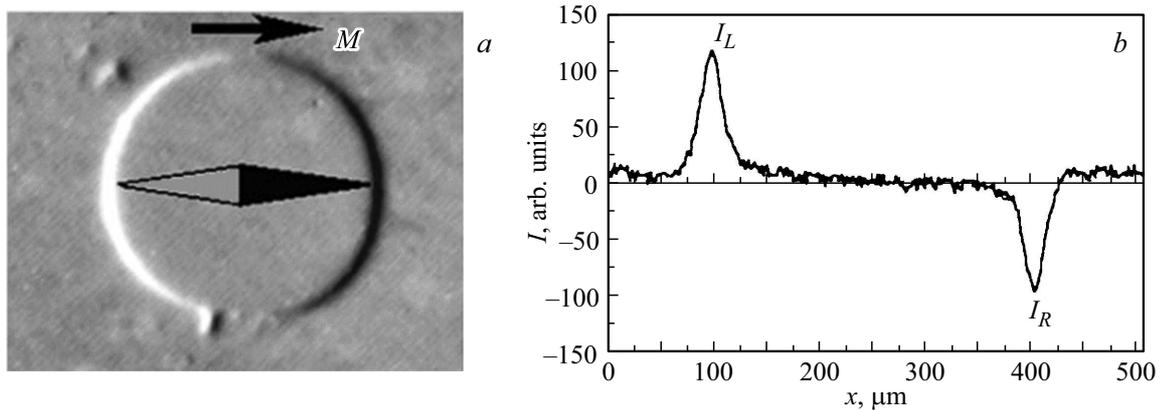


Рис. 1. МО-портрет образца NiFe/FeMn (а) и интенсивность МО сигнала вдоль стрелки компаса (б).

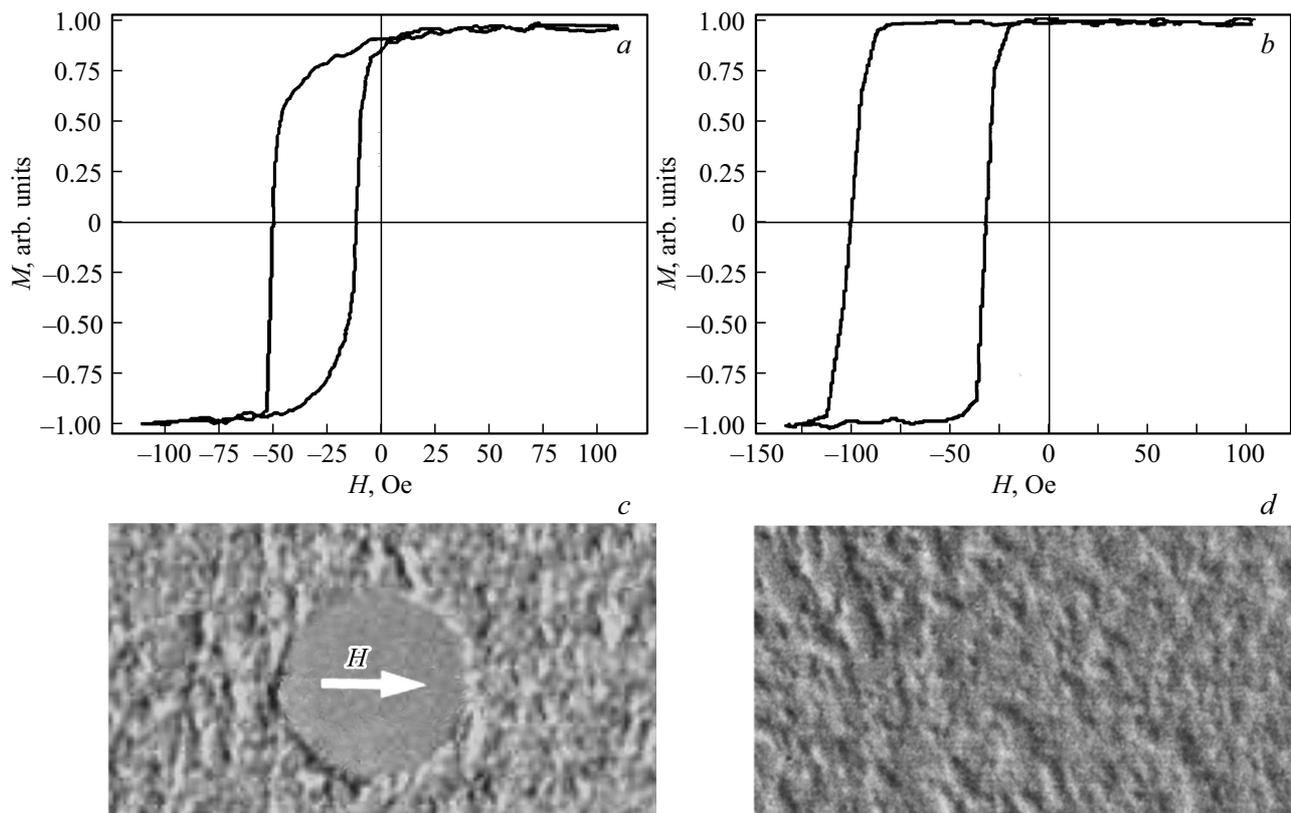
сии осей анизотропии в зернах на необратимые процессы перемагничивания в них. Отклонение распределения АФМ-спинов от равновесной конфигурации приводит к метастабильному состоянию, которое проявляется в так называемом тренинг-эффекте. Он заключается в зависимости параметров петли гистерезиса при последовательном циклическом изменении магнитного поля [21–23] и может быть связан с долговременной релаксацией спинов в АФМ-слое. Поскольку преобразование доменной структуры в ФМ/АФМ пленках дает ключ к пониманию механизмов формирования коэрцитивности [8,9,11] и тренинг-эффекта в них, большое значение имеют [21–23] исследования поведения магнитных моментов в ФМ-слое и магнитоупругих свойств в АФМ-слое. В настоящей работе были изучены доменная структура и микромеханизмы перемагничивания в квазидвумерных обменно-смещенных наномангнетиках с использованием магнитооптической визуализации распределения намагниченности в ФМ-слое и регистрации ультразвуковых возбуждений (акустической эмиссии) в АФМ-слое в постоянных и переменных магнитных полях.

## 2. Эксперимент

Образцы представляли собой поликристаллические пленки NiFe(16 nm)/FeMn(30 nm) и NiFe(10 nm)/NiO(50 nm), выращенные магнетронным и ионно-лучевым распылением, соответственно, на окисленных на воздухе кремниевых подложках. Однонаправленная анизотропия наводилась внешним магнитным полем  $H = 300$  Ое в процессе выращивания образцов. В качестве антиферромагнетика во второй гетероструктуре был выбран оксид никеля NiO, который обладает значительной магнитострикцией благодаря чему при перемагничивании гетероструктуры в ней могут формироваться и регистрироваться магнитоупругие возбуждения. В качестве ферромагнетика был выбран пермаллой Ni<sub>79</sub>Fe<sub>21</sub>, в котором, наоборот, величина магнитострикции, практически, равна нулю. Следовательно, ФМ-пленка не дает магнитоупругого вклада в

регистрируемый сигнал образцов, то есть появление такого сигнала будет связано исключительно с преобразованием системы спинов локализованных в АФМ-слое.

Микроскопическое исследование процессов перемагничивания в ФМ/АФМ-гетероструктуре осуществлялось путем визуализации магнитных полей рассеяния в отраженном линейно поляризованном свете с использованием метода магнитооптической индикаторной пленки (МОИП) [19,24]. Основу индикатора составляет тонкая пленка железиттриевого граната допированного висмутом с плоскостной намагниченностью, обладающая большим эффектом Фарадея. При помещении индикатора на поверхность ФМ/АФМ-образца нормальные компоненты локальных полей рассеяния  $H_{\perp}$  ФМ-слоя вызывают соответствующее локальное отклонение намагниченности индикатора от его плоскости. Благодаря двойному эффекту Фарадея нормальная компонента магнитного момента индикатора инициирует вращение плоскости поляризации света, отраженного от прилегающей к образцу поверхности, и, в зависимости от величины и знака локального поля  $H_{\perp}$ , визуализируется как темные или светлые области на сером фоне магнитооптического (МО) портрета образца. Для выявления закономерностей формирования обменных пружин использовали регистрацию МО-изображения во вращающемся магнитном поле. Для анализа намагниченности в плоскости образцов в нем проделывалось сквозное круглое отверстие диаметром  $300 \mu\text{m}$  (рис. 1, а). Направление эффективной намагниченности  $M$ , формирующейся во внешних магнитных полях, определялось по ориентации оси симметрии (показана стрелкой) магнитооптического портрета, формируемого компонентами поля рассеяния на краю круглого отверстия. Количественной характеристикой  $M$  служит усредненная величина интенсивности магнитооптического сигнала  $I_A = (I_L + I_R)/2$ , где  $I_L$  и  $I_R$  — максимальные значения интенсивности на „темном“ и „светлом“ краях. Эта величина определяется углом фарадеевского вращения плоскости поляризации света, пропорционального перпендикулярной полю  $H_{\perp}$  на краю отверстия и, следовательно, усредненной по



**Рис. 2.** Петли гистерезиса (a), (b) и МОИП изображения доменной структуры (c), (d) гетероструктур NiFe/FeMn (a), (c) и NiFe/NiO (b), (d) при перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии. Магнитное поле при МО-регистрации равнялось 51.0 Oe (c) и 103.0 Oe (d).

толщине образца намагниченности. Измерения петель гистерезиса были получены с помощью вибромагнитометра при ориентации поля вдоль осей ФМ/АФМ-гетероструктур при комнатной температуре.

Для регистрации упругих возбуждений, обусловленных деформацией образца, возникающих в поликристаллических гетероструктурах с магнитоэлектрическим слоем NiO, использовался метод акустической эмиссии. Используемый для исследований пластичности [25–27], этот метод был адаптирован для выявления магнитоупругих эффектов в пленках [28]. Образец и пьезоэлектрический датчик, располагающийся на поверхности образца через прослойку смазки для лучшего контакта с этой поверхностью, помещались в однородное магнитное поле. Рабочая полоса частот датчика была с в диапазоне 200–900 kHz. Захваченный сигнал АЭ предварительно усиливался на 60 dB и записывался в память компьютера с частотой дискретизации 2 MHz. Для проверки акустического контакта между образцом и датчиком и получения характеристик импульсного отклика собственно датчика был выполнен стандартный тест (Hsu-Nielsen source) [29], заключающийся в резком однократном механическом воздействии на столик вблизи образца с датчиком. Импульсная характеристика имеет время нарастания около нескольких микросекунд

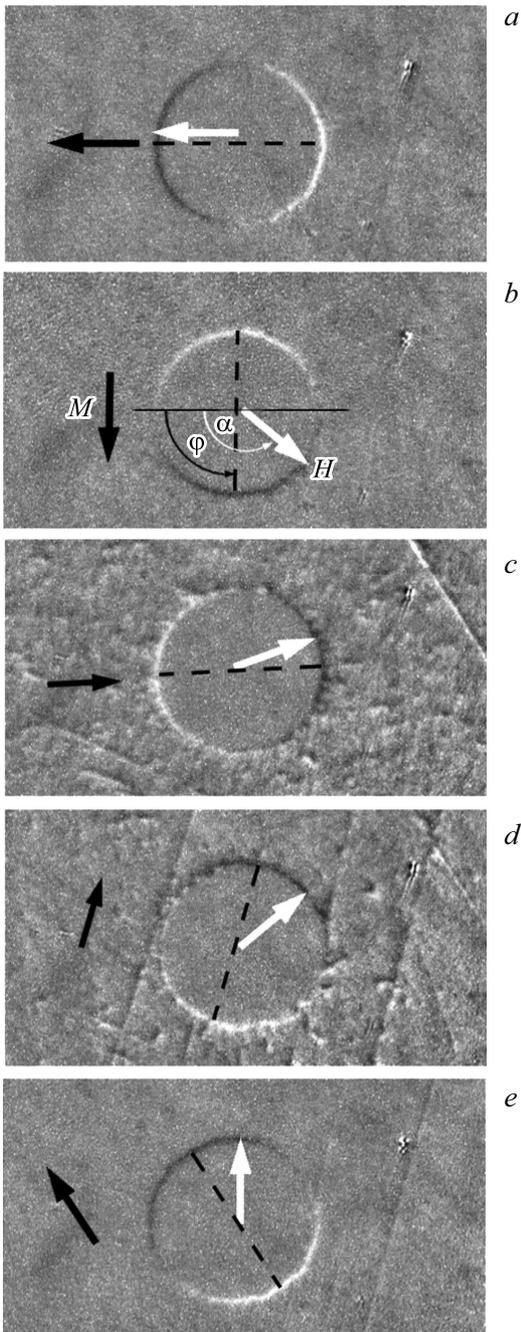
и затухает в течение нескольких миллисекунд. Спектр его частот лежит в полосе ниже 50 kHz.

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены петли гистерезиса гетероструктур и характерная доменная структура при их перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии. Поля смещения петли гистерезиса и коэрцитивности для гетероструктуры NiFe/FeMn были 33 и 19 Oe соответственно и для гетероструктуры NiFe/NiO — 67 и 31 Oe соответственно.

Переключение намагниченности как в NiFe/FeMn (рис. 2, c), так и в NiFe/NiO (рис. 2, d) происходит за счет неоднородного перемагничивания с образованием нерегулярной доменной структуры. Таким образом, визуализация доменной структуры показала, что в процессе перемагничивания таких гетероструктур решающую роль играют микроскопически неоднородные спиновые состояния.

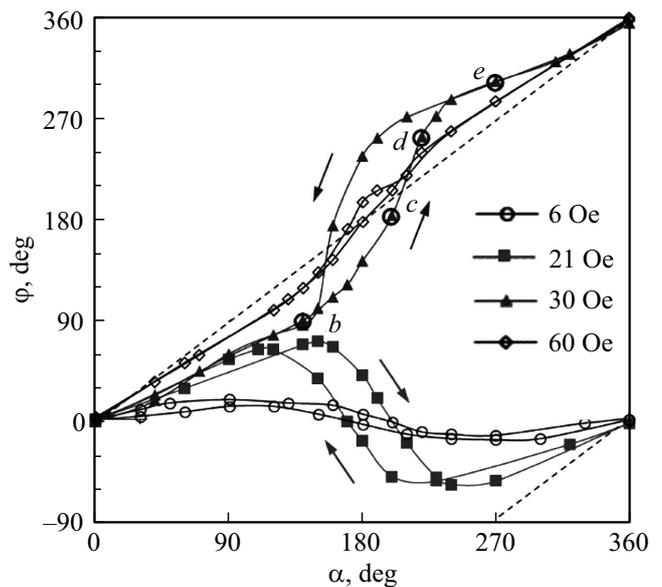
Для изучения роли обменной пружины в формировании гистерезисных свойств в поликристаллических ФМ/АФМ двухслойных пленках мы использовали визуализацию доменной структуры в NiFe/FeMn во вращающемся в плоскости образца магнитном поле  $H$  (рис. 3)



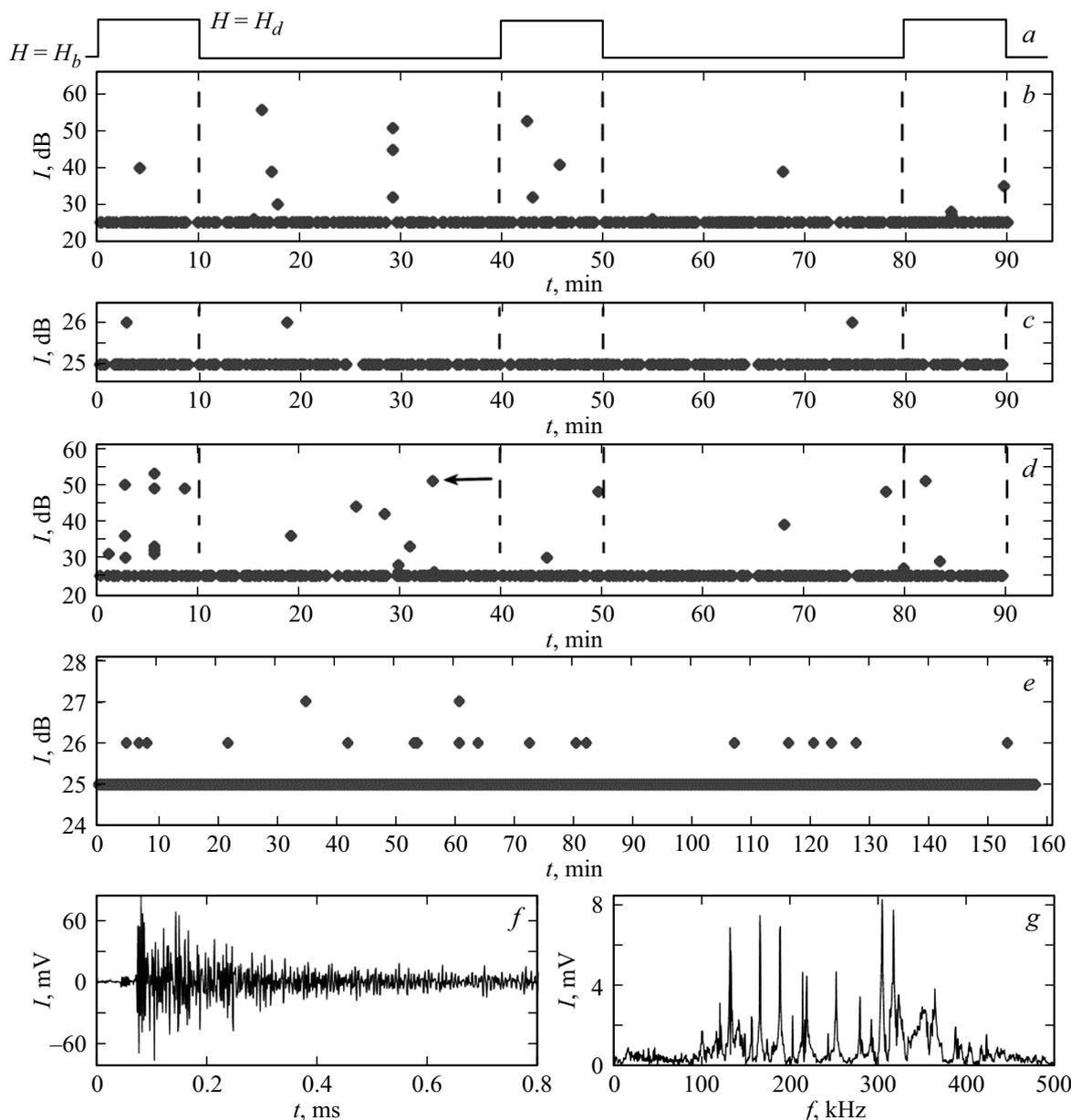
**Рис. 3.** МОИП- изображения доменной структуры во вращающемся поле  $H = 30 \text{ Oe}$ . Моменты регистрации отмечены на рис. 4 теми же буквами. Белая стрелка показывает направление  $H$ , черная стрелка и пунктирная линия показывают направление  $M$ , полученное из анализа МО-контраста по краю отверстия.

вблизи отверстия в образце. Результаты зависимости угла поворота  $\varphi$  усредненной по толщине ФМ-слоя намагниченности  $M$  относительно оси однонаправленной анизотропии от угла поворота  $\alpha$  магнитного поля  $H$  при различных его значениях приведены на рис. 4. Штриховой линией показано состояние, при котором

ориентация намагниченности совпадала бы с направлением поля. Показано, что в достаточно большом поле ( $\sim 60 \text{ Oe}$ )  $M$  вращается практически синхронно с полем, лишь незначительно отставая от  $H$  при  $\alpha < 180^\circ$  и опережая  $H$  при  $\alpha > 180^\circ$ . При этом наблюдается незначительный гистерезис при вращении поля по и против часовой стрелки. Однако, с уменьшением величины поля гистерезис и рассогласование между ориентацией  $N$  и  $H$  становятся более выраженными. Такое поведение намагниченности связано с преобразованием доменной структуры ФМ/АФМ-структуры. На рис. 3, *a, e* показаны МОИП-изображения распределения намагниченности при вращении поля  $H = 30.0 \text{ Oe}$  против часовой стрелки при ориентациях поля, указанных на рис. 4 теми же буквами. На начальном этапе вращение  $M$  из исходного состояния (рис. 3, *a*) происходит практически однородно (рис. 3, *b*), что можно видеть по отсутствию магнитных неоднородностей в плоскости образца и вращению черно-белого контраста на краю отверстия. При приближении угла  $\alpha$  к  $180^\circ$  в образце возникает неоднородный МО-контраст (рис. 3, *c, d*), указывающий на неоднородное перераспределение намагниченности в ФМ-слое. Процесс преобразования доменной структуры характеризуется изменением положения намагниченности  $M$  относительно  $H$ . Если вначале  $M$  отставала от поля (рис. 3, *c*), то с увеличением угла  $\alpha$   $M$  стала опережать поле (рис. 3, *d*). Дальнейшее увеличение угла  $\alpha$  приводит к однородному и когерентному с  $H$  вращению намагниченности (рис. 3, *e*) и ее окончательной ориентации вдоль поля (рис. 3, *a*). Процесс перемагничивания образца при вращении поля в противоположном направлении (по часовой стрелке) происходит аналогично, но с определенным гистерезисом.



**Рис. 4.** Зависимость угла поворота  $\varphi$  намагниченности  $M$  от направления (угла  $\alpha$ ) поля  $H$ .

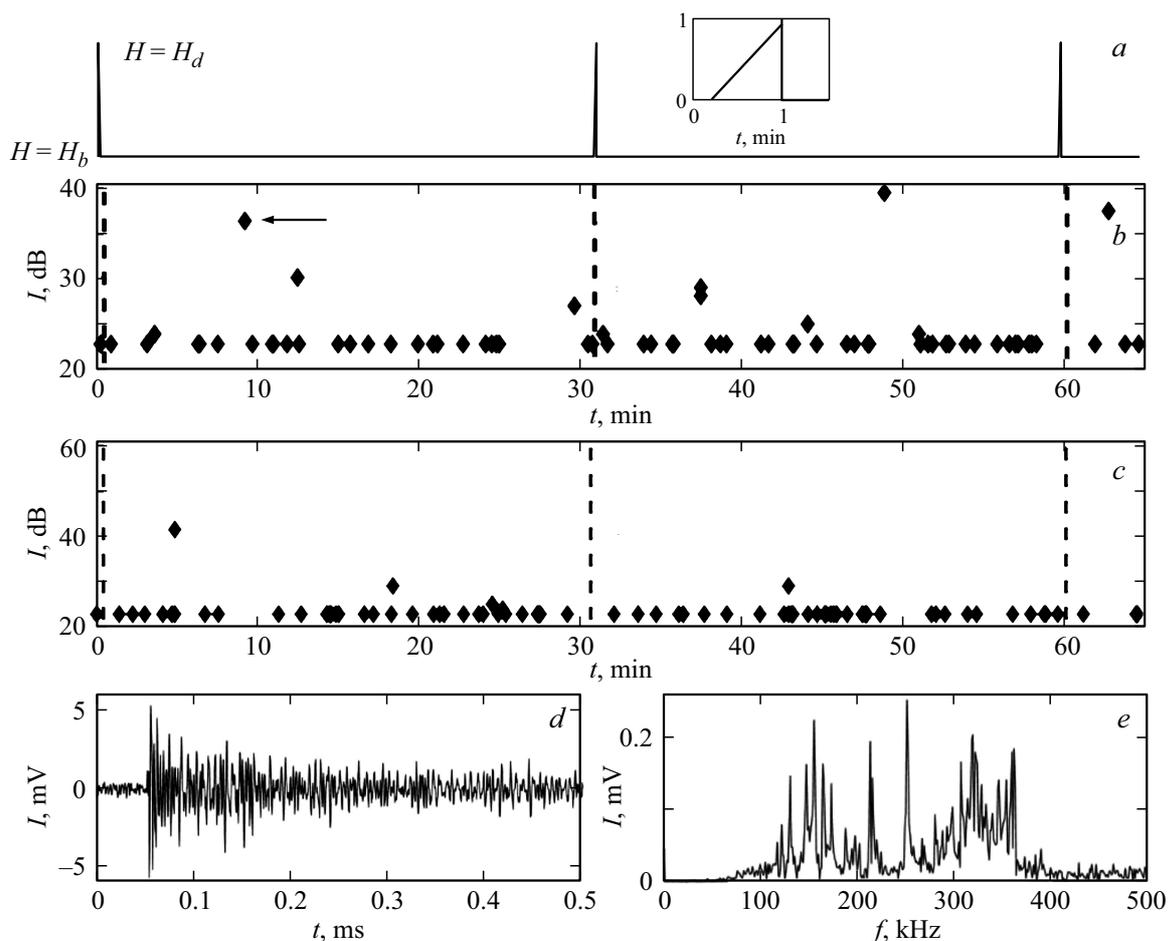


**Рис. 5.** Акустический отклик образца NiFe/NiO (1 × 1) см в импульсном магнитном поле (а), ориентированном антипараллельно (b), параллельно (c) и перпендикулярно (d) полю однонаправленной анизотропии и отклик в отсутствие образца (e). Упругие колебания (f) и их спектр (g) соответствующие акустическому сигналу, обозначенному стрелкой на панели (d).

При дальнейшем уменьшении величины поля ниже критической величины  $H_{CR} \approx 28$  Oe характер зависимости  $\varphi(\alpha)$  меняется коренным образом. На рис. 4 видно, что при  $H = 21.0$  Oe намагниченность на начальном этапе также следует за полем с некоторым отставанием. Однако, в отличие от случая больших полей, при дальнейшем увеличении угла  $\alpha$  угол  $\varphi$ , убывает, а МО-контраст в некоторой области углов вблизи  $\alpha = 180^\circ$  также становится неоднородным, указывая на неоднородное распределение намагниченности. Как и в случае больших полей, такое преобразование намагниченности обуславливает гистерезис при вращении поля в противоположных направлениях. В слабых полях

(например, при  $H = 6.0$  Oe на рис. 4) магнитный момент слабо отклоняется от исходного состояния и не вызывает сколь-нибудь заметного изменения МО-контраста в плоскости образца.

Очевидно, что решающую роль в формировании гистерезисных свойств обменно-смещенных поликристаллических наномангнетиков играют не только наблюдаемые в эксперименте локальные преобразования магнитных моментов в ФМ-слое, но и спиновых состояний в АФМ-слое. Экспериментально изучить фактическое преобразование системы спинов, локализованных в АФМ-зернах, общедоступными методами магнетометрии не представляется возможным ввиду отсут-



**Рис. 6.** Акустический отклик образца NiFe/NiO ( $1 \times 0.5$ ) см в пилообразном магнитном поле (*a*), ориентированном перпендикулярно (*b*) и параллельно (*c*) полю однонаправленной анизотропии. Упругие колебания (*d*) и их спектр (*e*) соответствующие акустическому сигналу, обозначенному стрелкой на панели (*d*).

ствия эффективной намагниченности в них. Возможность регистрации изменения спиновых состояний в АФМ-слое в результате перемагничивания гетероструктуры ФМ/АФМ появляется, если в качестве АФМ-слоя использовать магнитострикционный материал. Идеальным кандидатом для этого является оксид никеля. Моменты быстрого изменения направления магнитных моментов в зернах NiO будут приводить к их резким деформациям и, как следствие, к возбуждению ударных упругих волн, акустическая эмиссия которых может регистрироваться пьезодатчиком. А чтобы не смешивать акустические возбуждения в АФМ-слое с такими возможными возбуждениями в ФМ-слое, в качестве этого слоя необходимо выбрать материал с нулевой магнитострикцией. Таким материалом является пермаллой Ni<sub>79</sub>Fe<sub>21</sub>.

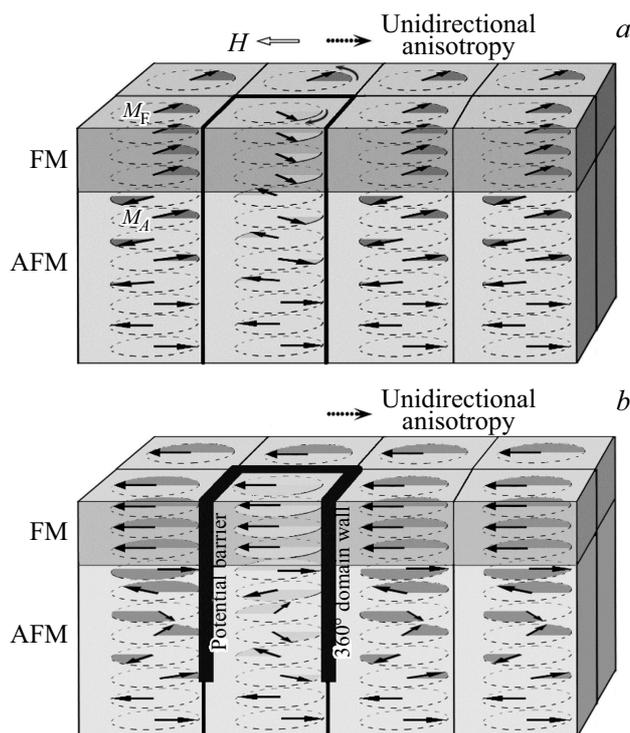
К образцам Ni<sub>79</sub>Fe<sub>21</sub>/NiO площадью ( $1 \times 1$ ) см и ( $1 \times 0.5$ ) см прикладывались прямоугольное (рис. 5, *a*) и пилообразное (рис. 6, *a*) импульсные поля, соответственно. Амплитуда импульсов  $H_d = 200$  Ое выбиралась таким образом, чтобы ФМ-слой также, как и в основном состоянии (при  $H_b = 0$  Ое), намагничивался до насыще-

ния, что контролировалось МО-измерениями. При этом никаких сигналов АЭ не наблюдалось при переключении магнитного поля с временами нарастания импульса, изменяющимися в широком диапазоне от 1 ms (рис. 5, *a*) до 1 s (рис. 6, *a*). Напротив, одиночные акустические возбуждения были обнаружены в состоянии насыщения гетероструктур как в поле  $H_b$ , так и в поле  $H_d$  при регистрации сигнала АЭ в течение достаточно длительного времени ожидания после переключения поля. Сигналы АЭ наблюдались как при перемагничивании образцов параллельно (рис. 5, *b* и 6, *c*), так и перпендикулярно (рис. 5, *d* и 6, *b*) оси однонаправленной анизотропии. Ряд точек на рис. 5 представляют собой сигналы АЭ, записанные в полях, направленных антипараллельно (рис. 5, *b*) и параллельно (рис. 5, *c*) полю обменного смещения. В первом случае величины акустических сигналов значительно превышали собственный шум регистрирующей аппаратуры, который измерялся в отсутствие образца в течение длительного времени (рис. 5, *e*). Во втором случае (рис. 5, *c*) вероятность появления сигналов АЭ была крайне мала.

После включения или выключения поля амплитуды акустических возбуждений и моменты их появления были распределены случайным образом. При продолжительном циклировании магнитного поля вероятность появления событий АЕ снижалась (рис. 5, *b*), что свидетельствует о стремлении системы спинов в АФМ-слое прийти в более стабильное состояние. А после прекращения действия импульсов поля вероятность возбуждения АЕ со временем уменьшалась, практически, до нуля. Стоит отметить, что вероятность появления акустических возбуждений зависит от магнитной предыстории образцов. В частности, переключение магнитного поля с параллельной ориентации (рис. 5, *b*, 6, *c*) на перпендикулярную (рис. 5, *d*, 6, *c*) (или наоборот) приводит к увеличению вероятности появления акустических возбуждений.

Поскольку большинство измеренных величин акустического сигнала существенно превышало уровень собственного шума пьезодатчика, то можно сделать вывод, что описанные выше события АЕ вызваны упругими волнами, возбуждаемыми в гетероструктуре NiFe/NiO. На рис. 5, *f* и 6, *d* показаны две типичные формы затухающих колебаний сигналов АЭ, записанные в моменты событий (указанные стрелками на рис. 5, *d* и 6, *b*) после снятия перпендикулярного поля для двух образцов, различающихся размерами и формой. На рис. 5, *g* и 6, *e* представлены соответствующие им спектры Фурье. В обоих случаях, вне зависимости от формы и размера образцов, спектры упругих колебаний имеют, практически, идентичный набор гармоник, лежащий в диапазоне от 100 kHz до 400 kHz, а времена затухания в пределах десятых долей миллисекунд, что значительно отличается от области собственных частот колебаний (0–50 kHz) и времен затухания (нескольких миллисекунд) отклика датчика на стандартный тест (Hsu-Nielsen source). Следует отметить, что полученные спектры хотя и близки по составу гармоник, но существенно различаются по амплитуде. Анализ большого числа измерений сигналов АЭ позволяет заключить, что события АЕ с разными амплитудами, записанные в разных полях, в образцах с разными размерами, в разные моменты времени и, в разных местах имеют одинаковые частотные спектры. Таким образом, можно констатировать, что спектры Фурье, приведенные на рис. 5, *g* и 6, *e* отражают свойства ультразвуковой волны, возбуждаемой в исследуемой среде в результате ее ударной деформации.

Акустический датчик реагирует на упругие поверхностные волны с вертикальной поляризацией, то есть нормальной к поверхности. В тонких пластинках и пленках с такой поляризацией могут возбуждаться так называемые волны Лэмба [30–32]. Параметры этих волн определяются толщиной пленки и структурой материала, в частности, анизотропией упругих взаимодействий [33]. Поэтому наличие мод упругих колебаний, присутствующих в спектрах Фурье, указывает на возбуждение в гетероструктуре волн Лэмба. Принимая



**Рис. 7.** Схематическое изображение распределения магнитных моментов в ФМ- и АФМ-слоях обменно-смещенной гетероструктуры, содержащей зерно с инверсной спиновой спиралью, до ее перемагничивания (*a*) и после (*b*).

во внимание, практически, нулевую магнитострикцию в NiFe, можно заключить, что возбуждение упругих колебаний происходит в антиферромагнитном слое NiO за счет переключения системы спинов, инициированного вращением спинов в ферромагнитном слое NiFe благодаря обменному взаимодействию ФМ- и АФМ-спинов на интерфейсе.

Зарождение доменов и движение доменных стенок в двухфазной пленке (рис. 2) приводят к неоднородному вращению спинов в обоих ФМ- и АФМ-слоях вблизи границы раздела [2,14,15]. Из-за дисперсии осей анизотропии в АФМ-зернах когерентное вращение ФМ-спинов в магнитном поле сопровождается образованием в этих зернах локальных спиралей с право- и (или) левовинтовым закручиванием спинов (рис. 7, *a*). В результате образуются метастабильные состояния, характеризующиеся формированием 360° топологических доменных границ (рис. 7, *b*). Возникшие потенциальные барьеры для релаксации гетероструктуры в более стабильное состояние не могут быть преодолены без приложения дополнительной энергии. Наличие барьеров обуславливает необратимые процессы резкого перехода между двумя вырожденными состояниями намагниченности АФМ-зерен [9,11] и возбуждение упругих волн из-за магнитострикции. Важно отметить, что такие переходы должны быть также термоактивиционными и зависеть от предыстории и количества повторений импульсов поля.

В рамках данной модели могут быть реализованы два конкретных микромеханизма [9]. Первый, это когда эффективный средний угол некоторых обменных спиновых пружин в антиферромагнетике превышает критическое значение [11] и АФМ-зерна переходят в другое состояние за счет преодоления барьеров. Подавляющее большинство таких процессов реализуется при движении гибридных ФМ/АФМ доменных границ [5] и потому статистически усредняясь эти процессы не дают вклада в магнестрикционный отклик при измерениях АЭ во время перемагничивания NiFe/NiO гетероструктур. При этом затраты приложенной энергии и соответствующий гистерезисный эффект являются результатом необратимого переключения состояния спинов в АФМ-зернах. Однако, некоторые достаточно высокие энергетические барьеры не могут быть преодолены в течение или сразу после переключения намагниченности. Таким образом, образец будет находиться в метастабильном состоянии с энергией, определяемой зернами с закрученными спинами. Возвращение в стабильное состояние потребует термически активированных раскручивающих процессов, которые могут быть реализованы за счет зарождения и движения доменных  $T$ -стенок, что приведет к вращению спинов в NiO зернах и, соответственно, к переориентации оси анизотропии и магнестрикционной деформации зерен. Резкое изменение размера изолированных зерен, вызванное их деформацией, приведет к возникновению ударной волны, которая и может возбуждать наблюдаемые волны Лэмба.

Второй возможный механизм возбуждения упругих волн представляет собой процесс парной рекомбинации  $T$ -стенок в скрученных NiO зернах [32].  $T$ -стенки могут легко зарождаться, перемещаться и аннигилировать при возникновении внутренних напряжений в процессе деформации некоторых зерен из-за вращения в них спинов. Накопленная в двух стенках упругая энергия может быть высвобождена в процессе их аннигиляции в виде импульса упругой сдвиговой волны, которая будет распространяться вдоль слоя NiO в виде волн Лэмба. Таким образом, наблюдаемые при перемагничивании NiFe/NiO гетероструктур магнитоупругие возбуждения убедительно показывают, что коэрцитивность таких гетероструктур связана с необратимыми процессами преодоления потенциальных барьеров, вызванных формированием разнохиральных спиновых пружин, локализованных в антиферромагнетике, непосредственно вблизи границы ФМ–АФМ.

Наличие дисперсии осей однонаправленной анизотропии в зернах определяет статистическое распределение и хиральность спиновых пружин вблизи интерфейса под действием магнитных полей. При перемагничивании таких гетероструктур вдоль оси однонаправленной анизотропии противоположные направления закручивания спинов является равновероятными и потому эффективная намагниченность не меняет своей ориентации (рис. 2, *b*). Во вращающихся магнитных полях хиральная симметрия нарушается. В больших полях анизотропия

во всех зернах преодолевается и происходит квазинепрерывное вращение намагниченности (рис. 4, кривая при  $H = 60$  Oe), то есть формируются монокхиральные обменные пружины. В слабых полях, наоборот, спины в зернах испытывают слабое возмущение не способное преодолеть анизотропию в большинстве зерен (рис. 4, кривая при  $H = 6$  Oe). В промежуточных полях в процессе вращения поля в одной части зерен анизотропия преодолевается и направление закручивания спиновых пружин в них совпадает с направлением вращения поля, а в другой части не преодолевается — и спиновые пружины в них закручиваются в противоположном направлении, возвращаясь в исходное состояние при завершении цикла поворота поля или оставаясь в метастабильном состоянии. Соотношение объема зерен, которые могут следовать за полем, к объему зерен, которые не могут следовать за полем, должно зависеть от величины поля. Изменение характера зависимости  $\varphi(\alpha)$  при отклонении величины поля от  $H = H_{CR}$  в ту или другую сторону подтверждает эту зависимость (рис. 4, кривые при  $H = 30$  Oe и 21 Oe).

#### 4. Заключение

Визуализация доменной структуры в гетероструктуре NiFe/FeMn и измерения сигнала АЭ в гетероструктуре NiFe/NiO показали, что в процессе переключения намагниченности в таких гетероструктурах решающую роль играют микроскопически неоднородные спиновые состояния. При регистрации акустической эмиссии в гетероструктуре NiFe/NiO обнаружены стохастические акустические сигналы, вызванные упругими волнами Лэмба. Эти волны возбуждаются деформацией при резком переключении хиральности магнитных моментов в отдельных зернах антиферромагнетика NiO, обладающего сильной магнестрикцией. Соответствующие моды деформации связаны с необратимыми изменениями первоначальной ориентации спинов, которые могут иметь место в некоторых антиферромагнитных зернах с неупорядоченными осями анизотропии при перемагничивании обменно-связанных структур ферромагнетик/антиферромагнетик. Установлено, что под действием поля, антипараллельного оси однонаправленной анизотропии, в различных участках пленки антиферромагнетика формируются спиновые пружины с противоположной хиральностью. Их баланс приводит к уменьшению эффективной намагниченности ферромагнитного слоя без его вращения. Показано, что отклонение поля от оси анизотропии приводит к нарушению баланса и, как следствие, к вращению намагниченности. Во вращающемся плоскостном магнитном поле  $H < H_{CR}$  наблюдается инверсное вращение намагниченности, тогда как при  $H > H_{CR}$  вращение намагниченности, практически, однонаправленное, отвечающее монокхиральной спиновой пружине в АФМ-слое.

Показано, что определяющим фактором увеличения коэрцитивности в данной двухфазной системе является дисперсия осей кристаллографической анизотропии в зернах антиферромагнитного слоя вблизи межфазной поверхности, что приводит к возникновению метастабильных состояний с топологическими барьерами, разделяющими области кристалла с разнохиральными обменными пружинами.

## Список литературы

- [1] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean. Phys. Rev. **102**, 1413 (1956); **105**, 904 (1957).
- [2] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kay. J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).
- [3] A.P. Malozemoff. Phys. Rev. B **35**, 3679 (1987).
- [4] A. Scholl, M. Liberati, E. Arenholz, H. Ohldag, J. Stöhr. Phys. Rev. Lett. **92**, 247201 (2004).
- [5] C.L. Chien, V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, A.J. Shapiro, R.D. Shull. Phys. Rev. B **68**, 014418 (2003).
- [6] J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Suriñach, J.S. Muñoz, M.D. Baró. Phys. Rep. **422**, 65 (2005).
- [7] F. Radu, H. Zabel. Tracts Mod. Phys. **227**, 97 (2008).
- [8] M.D. Stiles, R.D. McMichael. Phys. Rev. B **59**, 3722 (1999).
- [9] E. Fulcomer, S.H. Charap. J. Appl. Phys. **43**, 4190 (1972).
- [10] T.C. Schulthess, W.H. Butler. Phys. Rev. Lett. **81**, 4516 (1998).
- [11] M.D. Stiles, R.D. McMichael. Phys. Rev. B **63**, 064405 (2001).
- [12] V.I. Nikitenko, V.S. Gornakov, L.M. Dedukh, Yu.P. Kabanov, A.F. Khapikov, A.J. Shapiro, R.D. Shull, A. Chaiken, R.P. Michel. Phys. Rev. B **57**, R8111 (1998).
- [13] V.I. Nikitenko, V.S. Gornakov, A.J. Shapiro, R.D. Shull, K. Liu, S.M. Zhou, C.L. Chien. Phys. Rev. Lett. **84**, 765 (2000).
- [14] V.S. Gornakov, Yu.P. Kabanov, O.A. Tikhomirov, V.I. Nikitenko, S.V. Urazhdin, F.Y. Yang, C.L. Chien, A.J. Shapiro, R.D. Shull. Phys. Rev. B **73**, 184428 (2006).
- [15] A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski. Magnetic Domain Walls in Bubble Materials. Academic, N.Y. (1979). 382 с.
- [16] A. Hubert, R. Shafer. Magnetic Domains. Springer, Berlin (1998). 686 с.
- [17] R.D. Shull, A.J. Shapiro, V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, J.S. Jiang, H. Kaper, G. Leaf, S.D. Bader. IEEE Trans. Magn. **37**, 2576 (2001).
- [18] J.S. Jiang, S.D. Bader, H. Kaper, G.K. Leaf, R.D. Shull, A.J. Shapiro, V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, C.L. Platt, A.E. Berkowitz, S. David, E.E. Fullerton. J. Phys. D **35**, 2339 (2002).
- [19] V.S. Gornakov, Yu.P. Kabanov, V.I. Nikitenko, O.A. Tikhomirov, A.J. Shapiro, R.D. Shull. JETP **99**, 602 (2004).
- [20] S. Mangin, C. Bellouard, S. Andrieu, F. Montaigne, P. Ohresser, N.B. Brookes, B. Barbara. Phys. Rev. B **70**, 014401 (2004).
- [21] X. Portier, A.K. Petford-Long, A. de Morais, N.W. Owen, H. Laidler, K. O'Grady. J. Appl. Phys. **87**, 6412 (2000).
- [22] A.N. Dobrynin, F. Maccherozzi, S.S. Dhesi, R. Fan, P. Bencok, P. Steadman. Appl. Phys. Lett. **105**, 032407 (2014).
- [23] Z. Tian, C. Zhu, Y. Liu, J. Shi, Z. Ouyang, Z. Xia, G. Du, S. Yuan. J. Appl. Phys. **115**, 083902 (2014).
- [24] L.H. Bennett, R.D. McMichael, L.J. Swartzendruber, S. Hua, D.S. Lashmore, A.J. Shapiro, V.S. Gornakov, L.M. Dedukh, V.I. Nikitenko. Appl. Phys. Lett. **66**, 888 (1995).
- [25] M.A. Lebyodkin, N.P. Kobelev, Y. Bougherira, D. Entemeyer, C. Fressengeas, V.S. Gornakov, T.A. Lebedkina, I.V. Shashkov. Acta Mater. **60**, 3729 (2012).
- [26] I.V. Shashkov, M.A. Lebyodkin, T.A. Lebedkina. Acta Mater. **60**, 6842 (2012).
- [27] M.A. Lebyodkin, I.V. Shashkov, T.A. Lebedkina, V.S. Gornakov. Phys. Rev. E **95**, 032910 (2017).
- [28] M.A. Lebyodkin, T.A. Lebedkina, I.V. Shashkov, V.S. Gornakov. Appl. Phys. Lett. **111**, 032407 (2017).
- [29] N.N. Hsu, F.R. Breckenridge. Mater. Eval. **39**, 60 (1981).
- [30] H. Lamb. Proc. Roy. Soc. (London) A **93**, 114 (1917).
- [31] I.A. Viktorov. Rayleigh and Lamb waves: physical theory and applications. Plenum Press, N.Y. (1967). 169 с.
- [32] S.V. Kuznetsov. Acoust. Phys. **60**, 95 (2014).
- [33] J. Slack. J. Appl. Phys. **31**, 1571 (1960).

Редактор Ю.Э. Кумаев