05,08

Влияние статических деформаций на частоты антиферромагнитного резонанса и распространение спиновых волн в плёнках NiO

© А.-М.В. Иванова, А.В. Азовцев ¶

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: azovtsev@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 17 августа 2026 г.
В окончательной редакции 7 октября 2026 г.
Принята к публикации 8 октября 2026 г.

В работе исследуется влияние приложенных в плоскости (001)-ориентированной плёнки NiO статических деформаций на частоты антиферромагнитного резонанса (АФМР) и дисперсию спиновых волн, распространяющихся в направлении толщины плёнки. Полученные карты частот АФМР от деформаций показывают, что наибольший подъём частоты наблюдается при приложении деформаций максимальной величины, но разного знака, а расчёты распространения спиновых волн выявляют доминирующее влияние деформаций на начальную точку дисперсионной кривой, в то время как скорость распространения остаётся практически неизменной. Результаты работы дают возможность предсказания частот АФМР и дисперсии спиновых волн при заданных деформациях, внося вклад в развитие антиферромагнитной стрейнтроники, связанной со спиновыми источниками с управляемой частотой и линиями передачи спинового сигнала.

Ключевые слова: антиферромагнитный резонанс, спиновые волны, магнитоупругое взаимодействие.

DOI: 10.61011/FTT.2026.10.64092.10527

1. Введение

Антиферромагнетики представляют собой класс перспективных материалов для спинтроники и стрейнтроники, так как они стабильны относительно воздействия внешнего магнитного поля, не генерируют паразитных полей и зачастую обладают собственными частотами в терагерцовой области, способствуя применению в области разработки и создания высокопроизводительных приборов, использующих спин для кодирования сигналов. Управление спиновой степенью свободы антиферромагнетиков было реализовано с помощью спин-трансферного момента (spin-transfer torque, STT) [1,2], оптического возбуждения [3,4] и деформаций, включая управление с помощью деформаций спиновым порядком [5,6] и доменной структурой [7], модулированную деформациями спиновую динамику, порождаемую электрическим током [8], и подстройку с помощью деформаций частот антиферромагнитного резонанса (АФМР) [8–10]. Последнее представляет особый интерес, так как высокочастотная АФМР динамика может быть использована в источниках спиновых сигналов с управляемой частотой. В частности, было исследовано влияние одноосных упругих деформаций на частоты АФМР в α-Fe_2O_3 [9], управление частотами АФМР с помощью упруго-модулируемой анизотропии в диэлектрических антиферромагнетиках NiO и Cr_2O_3 [10], и влияние деформаций на частоту прецессии вектора Нееля в субкритическом режиме в NiO, возбуждаемом электрическим током, протекающим через прилежащий слой Pt [8].

Настоящая работа посвящена исследованию воздействия статических двухосных анизотропных деформаций сжатия-растяжения ε_{xx} и ε_{yy} в плоскости монокристаллической плёнки NiO на частоты АФМР и на распространение антиферромагнитных спиновых волн в направлении толщины плёнки путём микромагнитного моделирования. Для моделирования была использована собственная программа, позволяющая производить расчёты как в приближении макроспина, так и для пространственно-неоднородного распределения вектора Нееля. Полученные результаты представлены в форме карт частот АФМР и ориентации вектора Нееля в координатах ε_{xx} и ε_{yy}, а также аналитических и численных зависимостей, описывающих дисперсию спиновых волн в присутствии деформаций.

Моделирование спиновой динамики в деформированной плёнке NiO

Моделирование АФМР было проведено в приближении макроспина путём численного решения уравнений Ландау–Лифшица–Гилберта (ЛЛГ) для двух намагниченностей подрешёток монокристаллической плёнки NiO, описанных единичными векторами $\mathbf{m}^{(q)}$ $(q = 1, 2)$. Уравнение ЛЛГ было решено в форме $\mathrm{d}\mathbf{m}^{(q)}/\mathrm{d}t = -\gamma\mathbf{m}^{(q)} \times \mathbf{H}_{\mathrm{eff}}^{(q)} + \alpha\mathbf{m}^{(q)} \times \mathrm{d}\mathbf{m}^{(q)}/\mathrm{d}t$, где $\mathbf{H}_{\mathrm{eff}}^{(q)}$ — эффективное магнитное поле, действующее на $\mathbf{M}^{(q)} = \mathbf{m}^{(q)}M_s$, а γ и α — гиромагнитное отношение электрона и параметр затухания Гилберта, вместе с M_s принятые одинаковыми в обеих подрешётках. Эффективное поле $\mathbf{H}_{\mathrm{eff}}^{(q)}$ состоит из поля антиферро-

магнитного обмена $\mathbf{H}_{\text{afm}}^{(q)} = \lambda \mathbf{m}^{(3-q)}$ (где λ — константа, имеющая размерность магнитного поля), поля анизотропии $\mathbf{H}_{\text{anis}}^{(q)}$ и магнитоупругого поля $\mathbf{H}_{\text{mel}}^{(q)}$, возникающего из-за магнитострикционной связи между спинами и деформациями решётки. Поле анизотропии $\mathbf{H}_{\text{anis}}^{(q)} = (-1/M_s)\partial F_{\text{anis}}/\partial \mathbf{m}^{(q)}$ было рассчитано с использованием плотности энергии анизотропии в форме $F_{\text{anis}} = K_0(l_x + l_y + l_z)^2 + K_1(l_x - l_y)^2$, где $\mathbf{l} = [\mathbf{m}^{(1)} - \mathbf{m}^{(2)}]/2$ — вектор Нееля, а K_0 и K_1 — константы анизотропии, ответственные за лёгкую плоскость (111) и за направление $[11\overline{2}]$ в этой плоскости, соответственно. Магнитоупругое поле $\mathrm{H}_{\text{mel}}^{(q)}$ имеет вид

$$\mathrm{H}_{\text{mel, x}}^{(q)} = (-1)^q[(B_1/M_s)\varepsilon_{xx}l_x + (B_2/M_s)(\varepsilon_{xy}l_y + \varepsilon_{xz}l_z)],$$

$$\mathrm{H}_{\text{mel, y}}^{(q)} = (-1)^q[(B_1/M_s)\varepsilon_{yy}l_y + (B_2/M_s)(\varepsilon_{xy}l_x + \varepsilon_{yz}l_z)],$$

$$\mathrm{H}_{\text{mel, z}}^{(q)} = (-1)^q[(B_1/M_s)\varepsilon_{zz}l_z + (B_2/M_s)(\varepsilon_{xz}l_x + \varepsilon_{yz}l_y)], \quad (1)$$

где B_1 и B_2 — магнитоупругие константы, а ε_{ij} — компоненты тензора деформаций в системе координат с осями (x, y, z), совпадающими с кристаллографическими направлениями [100], [010] и [001] (001)-ориентированной плёнки NiO. В расчётах были заданы деформации в плоскости плёнки ε_{xx} и ε_{yy}, остальные компоненты тензора деформации были приняты равными нулю, что соответствует плёнке, расположенной на толстой подложке.

Моделирование распространения антиферромагнитных спиновых волн вдоль толщины (координата z) деформированной плёнки NiO было произведено в одномерном приближении цепочки спинов, размещённых в вычислительных ячейках размером $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.417\,\text{nm}$, при этом толщина плёнки t_{NiO} была принята равной 334 nm (800 ячеек). Связь между ячейками осуществлялась путём добавления в $\mathbf{H}_{\text{eff}}^{(q)}$ члена, отвечающего за ферромагнитное обменное взаимодействие в NiO и в используемом одномерном приближении имеющего вид [11]

$$\mathbf{H}_{\text{fm}}^{(q)} = \frac{2A}{M_s}\frac{\partial^2 \mathbf{m}^{(q)}}{\partial z^2}, \quad (2)$$

где A — константа ферромагнитного обмена. При расчёте поля $\mathbf{H}_{\text{fm}}^{(q)}$ на обеих границах образца было использовано свободное граничное условие $\partial \mathbf{m}^{(q)}/\partial z = 0$.

Спиновые волны возбуждались путём задания малоугловой периодической прецессии намагниченности первой подрешётки $\mathbf{m}^{(1)}$ с частотой ν в первой ячейке.

Численное интегрирование уравненй ЛЛГ было проведено с использованием проективного метода Эйлера с временным шагом $\Delta t = 0.1\,\text{fs}$. Значения материальных параметров, использованных в расчётах, приведены в таблице.

Параметры плёнки NiO, использованные в расчётах

Величина	Значение	Ссылка
γ	$1.919 \cdot 10^7\,\text{G}^{-1}\text{s}^{-1}$	[12]
M_s	$382\,\text{emu cm}^{-3}$	[13]
α	$5 \cdot 10^{-4}$	[14]
B_1	$3.04 \cdot 10^8\,\text{erg cm}^{-3}$	[11]
B_2	$1.73 \cdot 10^8\,\text{erg cm}^{-3}$	[11]
λ	$-5.8 \cdot 10^6\,\text{Oe}$	[11]
A	$1.59 \cdot 10^{-8}\,\text{erg cm}^{-1}$	[11]
K_0	$1.52 \cdot 10^6\,\text{erg cm}^{-3}$	[15]
K_1	$9 \cdot 10^4\,\text{erg cm}^{-3}$	[11]

Результаты расчётов

Расчёты АФМР в плёнке NiO проводились в приближении макроспина путём численного моделирования релаксации вектора Нееля в равновесную ориентацию из начального состояния с небольшим отклонением. Моделирование показало, что динамика вектора Нееля в этом случае имеет периодический затухающий характер. Путём использования преобразования Фурье из временных зависимостей компонент вектора Нееля l_i были получены характерные частоты АФМР. Как и в случае недеформированной плёнки, в Фурье-спектре наблюдались две частоты, соответствующие выходу вектора Нееля из лёгкой плоскости (верхняя частота, $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{high}}$) и его отклонению от лёгкой оси внутри лёгкой плоскости (нижняя частота, $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{low}}$). Отметим, что здесь и далее под недеформированной плёнкой будет пониматься плёнка NiO с деформациями, соответствующими спонтанным деформациям в свободном кристалле NiO ε_{ij}^0 [11]. Зависимости $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{low}}$ и $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{high}}$ от деформаций ε_{xx} и ε_{yy} показаны на рис. 1. Видно, что в исследуемом диапазоне деформаций от $-8.6 \cdot 10^{-3}$ до $8.6 \cdot 10^{-3}$ $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{low}}$ испытывает более сильные отклонения от своего значения в недеформированной плёнке $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{low,0}} = 240\,\text{GHz}$ [рис. 1(*a*)], в то время как верхняя частота $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{high}}$ меняется меньше по сравнению со значением в отсутствие деформаций $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{high,0}} = 1100\,\text{GHz}$ [рис. 1(*b*)]. Зависимость $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{low}}$ от приложенных изотропных деформаций $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$ хорошо согласуется с результатами, полученными в [8], [15] и [10], а более слабая зависимость $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{high}}$ от изотропных деформаций воспроизводит характер данных из [15] и [10].

Отдельный интерес представляет не рассмотренный ранее случай анизотропных деформаций $\varepsilon_{xx} \neq \varepsilon_{yy}$. Наиболее значительный подъём частот, как $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{high}}$, так и $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{low}}$, наблюдается при приложении к плёнке NiO деформаций максимальной величины, но разного знака: растягивающая деформация ε_{xx} вместе со сжима-

ющей ε_{yy} и наоборот (рис. 1). При этом частота $\nu_{\mathrm{AFMR}}^{\mathrm{low}}$ достигает максимального значения ~ 900 GHz при $\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} = -(8.6 \cdot 10^{-3})^2$, что превышает максимальную величину ~ 800 GHz при двухосной изотропной деформации растяжения и ~ 500 GHz при двухосной изотропной деформации сжатия. Частота $\nu_{\mathrm{AFMR}}^{\mathrm{high}}$ при $\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} = -(8.6 \cdot 10^{-3})^2$ также превышает пиковое значение ~ 1300 GHz, наблюдаемое при приложении изотропных деформаций, достигая величины 1450 GHz. Это соответствует различным ориентационным состояниям NiO, при которых вектор Нееля стремится ориентироваться поперёк плоскости плёнки при $\varepsilon_{xx,yy} > 0$, ложится в плоскость при $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} < 0$ и занимает промежуточное положение при приложении деформаций разного знака (рис. 2).

Моделирование распространения спиновых волн в присутствии деформаций показало, что возбуждаемая

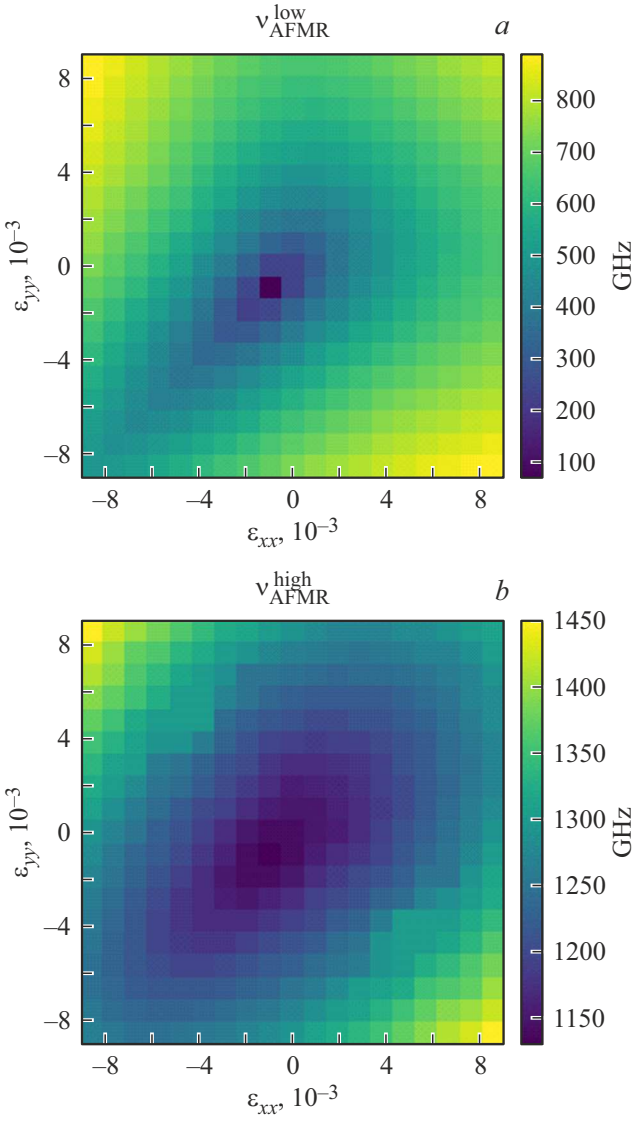


Рис. 1. Карты нижней (a) и верхней (b) частот АФМР в плёнке NiO, подверженной деформациям ε_{xx} и ε_{yy}.

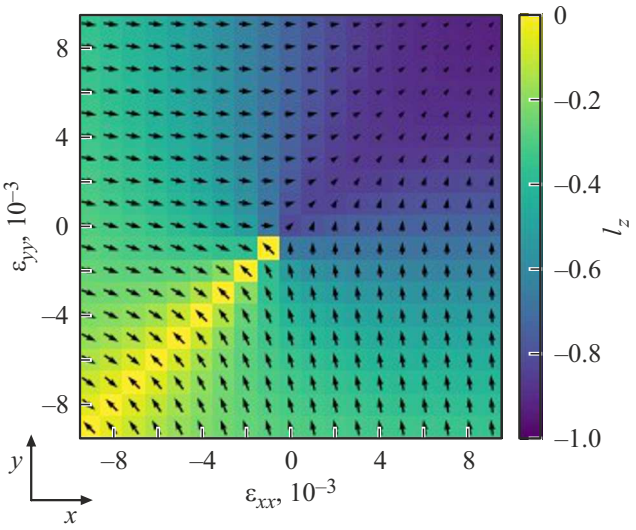


Рис. 2. Равновесная ориентация вектора Нееля l в плёнке NiO, подверженной деформациям ε_{xx} и ε_{yy}. Стрелками показана ориентация в плоскости, а цветом — компонента поперёк плоскости l_z.

динамика вектора Нееля имеет вид бегущих волн при частотах возбуждения $\nu > \nu_{\mathrm{AFMR}}^{\mathrm{low}}$. С помощью анализа Фурье пространственных зависимостей компонент вектора Нееля $l_i(z)$ были определены волновые числа k спиновых волн. При $\nu_{\mathrm{AFMR}}^{\mathrm{low}} < \nu < \nu_{\mathrm{AFMR}}^{\mathrm{high}}$ в Фурье-спектре присутствует один максимум, соответствующих волновому числу нижней моды спиновых волн, а при $\nu > \nu_{\mathrm{AFMR}}^{\mathrm{high}}$ определяются два максимума, соответствующие нижней и верхней модам. Полученные точки в координатах (k, ν) были нанесены на график для выявления влияния деформаций на дисперсию спиновых волн (рис. 3). Стандартное дисперсионное соотношение антиферромагнитных спиновых волн имеет вид [16]

$$\nu_{\mathrm{AFM}}^{(k)} = \sqrt{\nu_{\mathrm{AFMR}}^2 + (c_{\mathrm{AFMR}} k/(2\pi))^2}, \qquad (3)$$

где $c_{\mathrm{AFM}} = 2\gamma\sqrt{A|\lambda|/M_s}$ — лимитирующая скорость распространения при больших k, а ν_{AFMR} — верхняя (нижняя) частота АФМР. Использование формулы (3) показало, что она хорошо описывает данные моделирования при подстановке в качестве ν_{AFMR} частот, вычисленных ранее в присутствии деформаций в приближении макроспина (рис. 1). При этом формула (3) не учитывает влияния деформаций на c_{AFM}. Для прояснения этого вопроса нами было получено аналитическое дисперсионное соотношение спиновых волн, распространяющихся в деформированной плёнке NiO:

$$\nu(k)^{\mathrm{low}} = \frac{1}{2\pi}\left(\sqrt{\begin{array}{r}[2\omega_{ex} - \omega_{x'x'}][\omega_{\mathrm{low}} + \omega_{y'y'} - \omega_{x'x'}] + \\ + k^2[c_{\mathrm{AFM}}^2 + \Delta c_{K1}^2 + \Delta c_{y'y'}^2 - \Delta c_{x'x'}^2]\end{array}}\right),$$

$$\nu(k)^{\mathrm{high}} = \frac{1}{2\pi}\left(\sqrt{\begin{array}{r}[2\omega_{ex} - \omega_{x'x'}][\omega_{\mathrm{high}} + \omega_{z'z'} - \omega_{x'x'}] + \\ + k^2[c_{\mathrm{AFM}}^2 + \Delta c_{K0}^2 + \Delta c_{z'z'}^2 - \Delta c_{x'x'}^2]\end{array}}\right), \qquad (4)$$

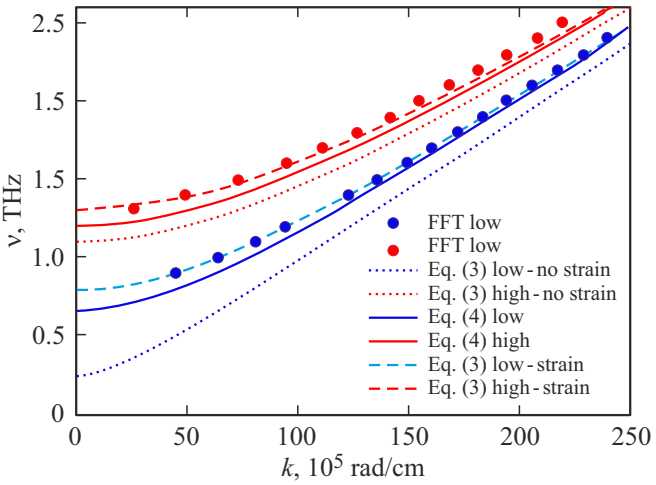


Рис. 3. Дисперсионные соотношения антиферромагнитных спиновых волн в NiO в присутствии деформаций $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 8.6 \cdot 10^{-3}$ (сплошные и пунктирные линии) и в их отсутствие (точечные линии). Кружками показаны результаты численного моделирования.

где

$$\omega_{ex} = \gamma|\lambda|, \quad \omega_{\text{low}} = \gamma K_1'/M_s, \quad \omega_{\text{high}} = \gamma K_0'/M_s,$$
$$\omega_{x'x'} = \gamma B_{x'x'}\varepsilon_{x'x'}/M_s, \quad \omega_{y'y'} = \gamma B_{y'y'}\varepsilon_{y'y'}/M_s,$$
$$\omega_{z'z'} = \gamma B_{z'z'}\varepsilon_{z'z'}/M_s, \quad \Delta c_{K1}^2 = 2AK_1'\gamma^2/M_s^2,$$
$$\Delta c_{K0}^2 = 2AK_0'\gamma^2/M_s^2, \quad \Delta c_{x'x'}^2 = 4AB_{x'x'}\varepsilon_{x'x'}\gamma^2/M_s^2,$$
$$\Delta c_{y'y'}^2 = 2AB_{y'y'}\varepsilon_{y'y'}\gamma^2/M_s^2, \quad \Delta c_{z'z'}^2 = 2AB_{z'z'}\varepsilon_{z'z'}\gamma^2/M_s^2.$$

Штрихованные величины означают запись в повёрнутой системе координат ($x' \parallel [11\bar{2}]$, $y' \parallel [\bar{1}10]$, $z' \parallel [111]$), при этом $K_0' = 3K_0$, $K_1' = 2K_1$, $B_{x'x'} = B_{y'y'} = (B_1 + B_2)/2$, $B_{z'z'} = (B_1 + 2B_2)/3$, а компоненты тензора деформаций в штрихованной системе координат $\varepsilon_{x'x'}$, $\varepsilon_{y'y'}$ и $\varepsilon_{z'z'}$ получаются из ε_{xx}, ε_{yy} и ε_{zz} соответствующим поворотом тензора 4 ранга. Первое слагаемое под корнем в формуле (4) соответствует модифицированной частоте АФМР, воспроизводя известную формулу $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{high(low)}} = [1/(2\pi)]\sqrt{2\omega_{ex}\omega_{\text{high(low)}}}$ в отсутствие деформаций, а второе слагаемое отражает вклад анизотропии и деформаций в скорость распространения спиновых волн. Оценка дополнительных слагаемых при k^2 показала, что при использованных деформациях $\sim 10^{-3}$ все они существенно меньше, чем c_{AFM}^2. Таким образом, можно сделать вывод, что деформации влияют на дисперсию спиновых волн в NiO за счёт сдвига ν_{AFMR}, оставляя c_{AFM} практически неизменной. Отметим, что формула (4), неплохо описывая дисперсию АФМ спиновых волн в присутствии деформаций при больших k, показывает некоторое отклонение в значениях ν_{AFMR} от численного моделирования в приближении макроспина, так как не учитывает сдвиговые деформации в повёрнутой системе координат и изменение равновесной ориентации вектора Нееля при приложении деформаций (рис. 3).

Заключение

В настоящей работе описаны результаты теоретического исследования влияния анизотропных деформаций в плоскости плёнки антиферромагнитного NiO на частоты АФМР и на распространение спиновых волн в направлении толщины плёнки. С помощью микромагнитного моделирования были получены карты частот АФМР в координатах приложенных деформаций, показывающие, что нижняя частота $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{low}}$ подвержена более сильному влиянию деформаций, чем верхняя частота $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{high}}$, а наибольший подъём обеих частот происходит при приложении деформаций максимальной величины, но разного знака, что при использованных максимальных деформациях $8.6 \cdot 10^{-3}$ соответствует увеличению $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{low}}$ на 375 % и $\nu_{\text{AFMR}}^{\text{high}}$ на 130 % относительно значений в недеформированной плёнке. Моделирование распространения спиновых волн показало, что наличие деформаций сдвигает дисперсионные кривые вверх или вниз за счёт изменения частот АФМР, но не оказывает существенного влияния на скорость распространения волн, что было подтверждено аналитической формулой. Эффекты влияния деформаций на частоты АФМР и дисперсию спиновых волн в плёнках NiO предполагаются возможными к наблюдению в комбинации с пьезоэлектрическими подложками, такими как PMN-PT, который позволяет создавать изотропные деформации в плоскости при поляризации вдоль $[001]_c$ [17] (в этом случае пьезоэлектрические коэффициенты $d_{31} = d_{32}$) и анизотропные деформации при поляризации вдоль $[011]_c$ [18] (в этом случае $d_{31}d_{32} < 0$). Полученные в данной работе результаты будут полезны при проектировании стрейнтронных приборов и устройств, в частности источников спиновых сигналов с управляемой частотой генерации и магнонных линий передач.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Физико-техническому институту им. А.Ф. Иоффе (проект № FFUG-2024-0032).

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] H.V. Gomonay, V.M. Loktev. Phys. Rev. B, **81**, 144427 (2010).
[2] T. Moriyama, K. Oda, T. Ohkochi, M. Kimata, T. Ono. Sci. Rep., **8**, 14167 (2018).
[3] A.V. Kimel, C.D. Stanciu, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, T. Rasing. Phys. Rev. B, **74**, 060403 (2006).

[4] C. Tzschaschel, K. Otani, R. Iida, T. Shimura, H. Ueda, S. Gunther, M. Fiebig, T. Satoh. Phys. Rev. B, **95**, 174407 (2017).
[5] A. Barra, A. Ross, O. Gomonay, L. Baldrati, A. Chavez, R. Lebrun, J.D. Schneider, P. Shirazi, Q. Wang, J. Sinova, G.P. Carman, M. Klaui. Appl. Phys. Lett., **118**, 172408 (2021).
[6] M. Tharmalingam, F.S. Konomaev, K.M.D. Hals. Phys. Rev. B, **112**, 104410 (2025).
[7] H. Meer, O. Gomonay, C. Schmitt, R. Ramos, L. Schnitzspan, F. Kronast, M.-A. Mawass, S. Valencia, E. Saitoh, J. Sinova, L. Baldrati, M. Klaui. Phys. Rev. B, **106**, 094430 (2022).
[8] P. Popov, A. Safin, A. Kirilyuk, S. Nikitov, I. Lisenkov, V. Tyberkevich, A. Slavin. Phys. Rev. Appl., **13**, 044080 (2020).
[9] T.V. Bogdanova, A.A. Meshcheryakov, D.V. Kalyabin, A.B. Khutieva, A.V. Sadovnikov, A.R. Safin, S.A. Nikitov. Appl. Phys. Lett., **124**, 092410 (2024).
[10] X. Xu, Y.G. Semenov, K.W. Kim. J. Phys. D: Appl. Phys., **57**, 245004 (2024).
[11] A.V. Azovtsev, N.A. Pertsev. Phys. Rev. Mater., **8**, 044404 (2024).
[12] S.M. Rezende, A. Azevedo, R.L. Rodrguez-Suarez. J. Appl. Phys., **126**, 151101 (2019).
[13] J.M.D. Coey. Magnetism and Magnetic Materials (Cambridge University Press, New York, 2009).
[14] T. Moriyama, K. Hayashi, K. Yamada, M. Shima, Y. Ohya, T. Ono. Phys. Rev. Mater., **3**, 051402 (2019).
[15] A.V. Azovtsev, N.A. Pertsev. Phys. Rev. B, **110**, 144430 (2024).
[16] E. Sun, W. Cao. Progr. Mater. Sci., **65**, 124 (2014).
[17] A.D. Ciubotariu. Design, modeling, fabrication and control of PMN-PT piezoelectric systems Ph.D. thesis, Universite de Franche-Comte, Besancon, France (2016).
[18] J.R. Hortensius, D. Afanasiev, M. Matthiesen, R. Leenders, R. Citro, A.V. Kimel, R.V. Mikhaylovskiy, B.A. Ivanov, A.D. Caviglia. Nat. Phys., **17**, 1001 (2021).

Редактор А.Н. Смирнов