

УДК 538.955+537.622.5+537.226.86+537.634.2
PACS 75.85.+t, 75.70.-i, 75.50.Ee, 77.65.-j, 75.80.+q

ІНДУКОВАНІ НАПРУГОЮ ПРОЦЕСИ ПЕРЕМИКАННЯ У СИНТЕТИЧНОМУ МУЛЬТИФЕРОЇКУ З АНТИФЕРОМАГНІТНИМ УПОРЯДКУВАННЯМ

С. Кондович, О. Гомонай

*Національний технічний університет України "КПІ"
пр-т Перемоги 37, 03056 Київ, Україна
e-mail: ksvitlana@i.ua*

Теоретично досліджено магнітопружні властивості синтетичного мультифероїка, утвореного напиленням антиферомагнітної (АФМ) плівки на п'єзоелектричну підкладку. Прикладення зовнішньої електричної напруги до п'єзоелектрика призводить до деформації зразка, а завдяки магнітопружним властивостям антиферомагнетика – до зміни стійких рівноважних станів АФМ-вектора. Отримано залежність рівноважної орієнтації АФМ-вектора від кута, під яким прикладено зовнішню напругу (по відношенню до кристаліграфічних осей). Досліджено вплив магнітного поля на переорієнтацію АФМ-вектора. Показана можливість керування станом розглянутого мультифероїка за допомогою одночасно як механічних, так і магнітних полів.

Ключові слова: мультифероїк, антиферомагнетик, п'єзоелектрик, магнітопружні властивості

1 Вступ

Дослідження мультифероїків, тобто речовин, що одночасно проявляють декілька типів "феро"- властивостей, набуло значної актуальності у зв'язку з використанням подібних матеріалів для потреб сучасної електроніки, спінтроніки, інформаційних технологій. Завдяки поєднанню феромагнітних (ФМ), антиферомагнітних (АФМ), сегнетоелектричних, п'єзоелектричних (ПЕ), фероеластичних та інших "феро"- властивостей у різних комбінаціях, прилади на основі мультифероїків мають велику кількість макроскопічних параметрів, які можна змінювати, застосовуючи широкий діапазон керуючих полів. Мультифероїки, які природно комбінують декілька "феро"-властивостей в одній фазі, зустрічаються в природі не часто, тому створення синтетичних мультифероїків з матеріалів, що виявляють різноманітні магнітні, електричні та механічні властивості, є перспективним напрямом наукових розробок.

У зв'язку з цим прогнозування властивостей синтетичних мультифероїків є особливо цікавою і актуальною задачею. Зокрема, поєднання матеріалів з п'єзоелектричними та магнітопружними властивостями робить можливим керування магнітним станом системи за допомогою механічної напруги (створеної в п'єзоелектрику внаслідок прикладення електричної напруги), що сприяє процесу перемикання намагніченості [1, 2].

Застосування мультифероїків, що поєднують п'єзоелектричні та феромагнітні властивості (ПЕ/ФМ), у якості інформаційних елементів має декілька переваг: для керування магнітним станом ФМ необхідно витратити невелику кількість енергії порівняно зі стандартними зарядовими елементами (наприклад, метал-оксид-напівпровідниковим польовим транзистором та іншими елементами, які перемикаються завдяки накопиченню або розсіянню заряду в певному потенціалі, що призводить до значної дисипації енергії) [3], а зберігання інформації не вимагає додаткової енергетичної підтримки.

В свою чергу, вивчення мультифероїків з АФМ-впорядкуванням цікаве у зв'язку з такими властивостями АФМ-матеріалів:

- i*) сильна (порівняно з ФМ) магнітопружна взаємодія і пов'язана з нею чутливість до механічних напруг;
- ii*) відсутність макроскопічної намагнічуваності і пов'язана з цим "магнітна нейтральність";
- iii*) комбінація відносно високої (порівняно з ФМ матеріалами) магнітної жорсткості з чутливістю до зовнішнього магнітного поля.

Таким чином, мультифероїки, в яких між активним ФМ і керуючим ПЕ прошарками додано АФМ, дозволить, з одного боку, збільшити стійкість ФМ-стану відносно небажаних впливів завдяки ефекту підмагнічування, а з іншого - збільшити чутливість системи до керуючих зовнішніх полів завдяки взаємодії між АФМ- і ПЕ-прошарками. Отже, системи ПЕ/АФМ/ФМ можуть виявитись перспективнішими для інформаційних технологій, ніж ПЕ/ФМ.

Метою даної роботи є теоретичне дослідження синтетичних мультифероїків з одночасним п'єзоелектричним і антиферомагнітним упорядкуванням. Завдання дослідження полягає у теоретичному аналізі магнітопружних властивостей ПЕ/АФМ мультифероїків, а саме – вивченні зміни стійких рівноважних станів АФМ-вектора під впливом: а) геометричної форми досліджуваного зразка; б) зовнішньої електричної напруги; в) магнітного поля.

2 Модель

Об'єкт дослідження - синтетичний мультифероїк еліптичної форми (півосі a і b), утворений напиленням тонкої АФМ-плівки на п'єзоелектричну підкладку (рис. 1).

Характерні поля перемикання об'ємних АФМ лежать в діапазоні $0,1 \div 1$ Т, а для ФМ матеріалів $0,01 \div 0,1$ Т. Саме ця властивість АФМ використовується для т.з. "підмагнічування" – за наявності жорсткого обмінного зв'язку між АФМ і ФМ прошарками ефективні поля перемикання ФМ прошарку збільшуються.

Товщина АФМ-плівки $c \ll b < a$ достатня для встановлення магнітного впорядкування. З іншого боку, розміри a , b і c наночастинки достатньо малі, щоб знехтувати просторовою неоднорідністю магнітної підсистеми і вважати АФМ-плівку монодоменною. Товщина ПЕ-шару вважається значно більшою за c , для виключення зворотного впливу АФМ-шару при деформації системи. Крім того, ми нехтуємо можливим (і неусувним для малих АФМ-частинок [4]) слабким феромагнетизмом системи як несуттєвим для досліджуваних явищ.

З метою спрощення розглянемо колінеарний АФМ з двома еквівалентними підґратками \mathbf{M}_1 і \mathbf{M}_2 ($|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$). При температурі, значно нижчій за температуру Нееля, магнітний стан такої системи однозначно описується АФМ-вектором $\mathbf{L} \equiv \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ фіксованої довжини ($|\mathbf{L}| = 2M_0$).

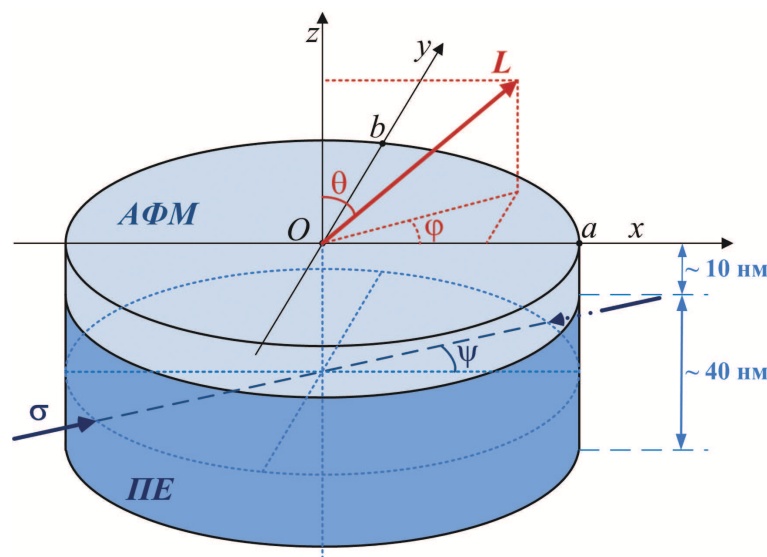


Рис. 1. Зразок еліптичної форми – АФМ-плівка на п'єзоелектричній підкладці; вектор \mathbf{L} повністю характеризує стан АФМ-прошарку. Стрілки вказують напрямок сили, що створює механічну напругу σ . Осі x , y , z збігаються з кристалографічними.

Будемо вважати, що кристалічні ґратки п'єзоелектрика і антиферомагнетика взаємопроникні і мають однакову структуру. Таким чином, механічна напруга, що виникає в п'єзоелектрику при прикладенні зовнішньої електричної напруги U , передається безпосередньо в АФМ-плівку. Це спричиняє деформацію ґратки АФМ і зміну форми зразка, а внаслідок магнітопружних властивостей антиферомагнетика - переорієнтацію АФМ-вектора \mathbf{L} .

Приймаючи до уваги лінійний зв'язок між електричною і механічною напругою в п'єзоелектрику, будемо характеризувати вплив ПЕ величиною механічної напруги $\sigma(U)$ і кутом ψ між напрямком головної осі тензора механічних напруг і "легкою" віссю АФМ Ox (див. Рис. 1). Зміна форми еліптичного зразка визначається безрозмірним параметром $k^2 = 1 - b^2/a^2$.

Нижче досліджується поведінка вектора \mathbf{L} при деформації залежно від 1) форми зразка, 2) величини прикладеної напруги та 3) кута ψ .

За відсутності зовнішнього магнітного поля густину потенціальної енергії АФМ-шару представимо у вигляді:

$$w = w_{\text{an}} + w_{\text{destr}}, \quad (1)$$

де w_{an} – густина магнітної енергії анізотропії, w_{destr} – густина енергії роздеформування [5], яка враховує внесок форми зразка в магнітну анізотропію.

Припустимо, що магнітне впорядкування в АФМ-шарі відповідає тетрагональній симетрії, тобто існує два еквівалентних напрямки АФМ-вектора, [001] і [010], в площині півки. Осі x, y, z декартової системи координат спрямуємо вздовж кристалграфічних осей [001], [010] и [001]. У цьому випадку густина магнітної енергії анізотропії моделюється наступним чином:

$$w_{\text{an}}(\mathbf{L}) = \frac{K_2}{4M_0^2} L_z^2 - \frac{K_4}{16M_0^4} (L_x^4 + L_y^4 + L_z^4), \quad (2)$$

де $K_2 \gg K_4 > 0$ – константи анізотропії. Для монодоменового зразка, у припущенні ізотропності пружних властивостей кристалу ($c_{11} - c_{12} = 2c_{44}$) густина енергії роздеформування має вигляд [6]:

$$w_{\text{destr}} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{K_2^{\text{elas}}}{4M_0^2} (L_y^2 - L_x^2) - \frac{K_{4\text{an}}^{\text{elas}}}{16M_0^4} \left[(L_x^2 - L_y^2)^2 - 4(L_x L_y)^2 \right] \right\}, \quad (3)$$

де введено магнітопружні коефіцієнти:

$$K_2^{\text{elas}} = \frac{c}{b} J_2(k) \Lambda_1, \quad K_{4\text{an}}^{\text{elas}} = \frac{c}{b} J_4(k) \Lambda_2. \quad (4)$$

Константи Λ_1 і Λ_2 мають магнітопружну природу і в загальному випадку залежать від пружних властивостей як об'єму, так і поверхні зразка. В частковому випадку пружні і магнітопружні сталі об'єму та поверхні можуть мати один порядок величини, $\Lambda_1 \propto \Lambda_2 \propto \lambda^2/c_{44}$, де λ – стала магнітострикції, c_{44} – модуль зсуву. У цьому випадку, враховуючи магнітопружну природу анізотропії 4-го порядку, $K_{4\text{an}}^{\text{elas}} \propto K_4$. Однак для малих частинок магнітопружні константи поверхні можуть сильно відрізнятися від об'ємних, тому в загальному випадку співвідношення між сталими Λ_1 , Λ_2 і K_4 може бути довільним.

Безрозмірні величини $J_2(k)$, $J_4(k)$ залежать від форми зразка через параметр $k^2 = 1 - b^2/a^2$:

$$\begin{aligned} J_2(k) &= \int_0^{\pi/2} \frac{(k^2 \sin^2 \phi + \cos 2\phi) d\phi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}}, \\ J_4(k) &= \int_0^{\pi/2} \frac{(1 - 8 \cos 2\phi - k^2 \sin^2 \phi + 8 \cos 2\phi/k^2) d\phi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Залежність цих інтегралів від форми (коефіцієнт k) зображено на рис.2,а.

Ми не розрізняємо стани з \mathbf{L} і $-\mathbf{L}$.

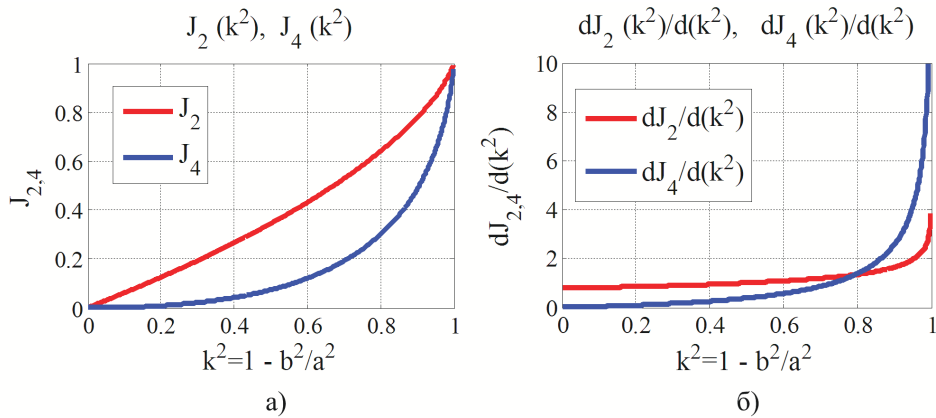


Рис. 2. а) Залежності інтегралів $J_2(k^2)$ і $J_4(k^2)$ (а) і похідних $dJ_2(k^2)/dk^2$ і $dJ_4(k^2)/dk^2$ (б) від параметра k , розраховані за формулами (5).

Магнітопружні коефіцієнти (4) описують наведену формою додаткову анізотропію, одновісну в площині півки (стала K_2^{elas}) і тетрагональну ($K_{4\text{an}}^{\text{elas}}$). Залежність цих коефіцієнтів від форми (відношення півосей b/a) визначається переважно функціями (5). Як видно з рис. 2, для ізотропного зразка ($a = b, k = 0$) $J_2(0) = J_4(0) = 0$ і ефект форми відсутній. Максимальний вплив форми, як і в ФМ-кристалах, спостерігається для сильно витягнутих в одному напрямку зразків ($a \gg b, k \rightarrow 1$), для яких $J_2, J_4 \rightarrow 1$.

3 Вплив механічної напруги

Припустимо тепер, що внаслідок прикладення зовнішньої напруги до ПЕ-підкладки (рис.1) в площині xOy створена однорідна деформація зсуву $u_{xx} = -u_{yy} = u_0 \cos 2\psi$, $u_{xy} = u_{yx} = u_0 \sin 2\psi$, де $u_0 = \sigma/c_{44}$. Деформація спричинить зміну форми кристала і, відповідно, зміну густини енергії роздеформування. Крім того, деформація призводить до виникнення додаткової об'ємної магнітної анізотропії (яка була б і в нескінченних зразках). Для з'ясування ролі форми кристала останнім доданком будемо нехтувати, вважаючи, що вплив поверхневих напруг, що призводять до ефектів форми, значно сильніший за об'ємні деформації.

Враховавши зміну форми, отримуємо, що енергія роздеформування для деформованого зразка має вигляд:

$$\begin{aligned} \tilde{w}_{\text{destr}} = w_{\text{destr}} + \frac{1}{2} u_0 \cos 2\psi \times \\ \times \left\{ (K_2^{\text{elas}} + \Delta K_2^{\text{elas}}) \frac{L_y^2 - L_x^2}{4M_0^2} - (K_{4\text{an}}^{\text{elas}} + \Delta K_{4\text{an}}^{\text{elas}}) \frac{(L_x^2 - L_y^2)^2 - 4(L_x L_y)^2}{16M_0^4} \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

де поправки ΔK_2^{elas} , $\Delta K_{4\text{an}}^{\text{elas}}$ залежать від лінійних розмірів зразка і похідних

$dJ_2(k)/d(k^2)$, $dJ_4(k)/d(k^2)$ (рис.2,б) наступним чином:

$$\Delta K_2^{\text{elas}} = 4\frac{c}{b}\Lambda_1(1 - k^2)\frac{dJ_2(k)}{d(k^2)}, \Delta K_{4\text{an}}^{\text{elas}} = 4\frac{c}{b}\Lambda_2(1 - k^2)\frac{dJ_4(k)}{d(k^2)}. \quad (7)$$

Таким чином, створена пружна деформація модифікує константи анізотропії 2-го і 4-го порядку, на відміну від феромагнетиків, для яких форма суттєво впливає тільки на анізотропію 2-го порядку [7].

Поправка (6) до густини потенціальної енергії (1) дає змогу дослідити, яким чином деформація вплине на магнітний стан антиферомагнетика, тобто як саме зміняться рівноважні положення АФМ-вектора внаслідок зміни форми зразка.

4 Рівноважні стани антиферомагнетика та їх стійкість

Рівноважні орієнтації АФМ-вектора визначимо з умови мінімуму потенціальної енергії. Для зручності введемо таку параметризацію: $L_x = 2M_0 \cos \varphi$, $L_y = 2M_0 \sin \varphi$. Тут ми врахували, що $K_2 \gg K_4$ (впорядкування типу “легка площина”), і всі поля прикладені в площині xOy , отже, $L_z = 0$, і кут φ однозначно визначає орієнтацію АФМ-вектора. Кут φ , як і кут прикладення механічної напруги ψ , відраховуємо від додатного напрямку осі Ox проти годинникової стрілки (див.рис.1).

Враховуючи поправку до густини енергії роздеформування (6), з умови мінімуму потенціальної енергії (1) отримуємо чотири можливі рівноважні орієнтації АФМ-вектора:

$$\varphi_1 = 0; \quad \varphi_2 = \frac{\pi}{2}; \quad \cos 2\varphi_{3,4} = \frac{\tilde{K}_2}{\tilde{K}_4}, \quad (8)$$

де введено позначення:

$$\begin{aligned} \tilde{K}_2 &= -K_2^{\text{elas}} - u_0 \cos 2\psi(K_2^{\text{elas}} + \Delta K_2^{\text{elas}}); \\ \tilde{K}_4 &= 2K_4 + 4K_{4\text{an}}^{\text{elas}} + 4u_0 \cos 2\psi(K_{4\text{an}}^{\text{elas}} + \Delta K_{4\text{an}}^{\text{elas}}). \end{aligned} \quad (9)$$

Параметри \tilde{K}_2 і \tilde{K}_4 залежать від багатьох величин: шляхом залежності від магнітопружних коефіцієнтів і поправок ΔK_2^{elas} , $\Delta K_{4\text{an}}^{\text{elas}}$ (7) вони залежать від геометричних розмірів зразка, пружних властивостей антиферомагнетика, інтегралів (2), що враховують скінченний розмір досліджуваного зразка. Крім того, залежність від відносної деформації u_0 і кута ψ надає можливість керувати параметрами \tilde{K}_2 і \tilde{K}_4 , змінюючи величину і кут прикладення зовнішньої напруги до зразка.

Дослідимо стійкість отриманих розв’язків (8) для рівноважної орієнтації АФМ-вектора в залежності від співвідношення між параметрами (9), див. табл.1:

розв’язок φ_1 є стійким за умови $\tilde{K}_4 - \tilde{K}_2 > 0$;

розв’язок φ_2 є стійкими за умови $\tilde{K}_4 + \tilde{K}_2 > 0$;

розв’язки $\varphi_{3,4} = \pm \frac{1}{2} \arccos \left(\frac{\tilde{K}_2}{\tilde{K}_4} \right)$ є стійким за умови $\left(\frac{\tilde{K}_2^2 - \tilde{K}_4^2}{\tilde{K}_4} \right) > 0$.

Табл.1. Стійкість рівноважних станів АФМ-вектора (“+” - стійкий стан, “-” - нестійкий).

		$\varphi_1 = 0$	$\varphi_2 = \frac{\pi}{2}$	$\varphi_{3,4} = \pm \frac{1}{2} \arccos \frac{\tilde{K}_2}{\tilde{K}_4}$
$ \tilde{K}_2 < \tilde{K}_4 $	$\tilde{K}_4 > 0$	+	+	-
	$\tilde{K}_4 < 0$	-	-	+
$ \tilde{K}_2 > \tilde{K}_4 $	$\tilde{K}_2 > 0$	-	+	не існує
	$\tilde{K}_2 < 0$	+	-	не існує

Схематично зобразимо залежність стійких рівноважних станів АФМ-вектора (а саме компоненти $L_y = 2M_0 \sin \varphi$) від кута прикладення механічної напруги ψ (рис. 3). На рисунку відзначено області існування різних стійких рівноважних станів вектора \mathbf{L} при фіксованому значенні u_0 .

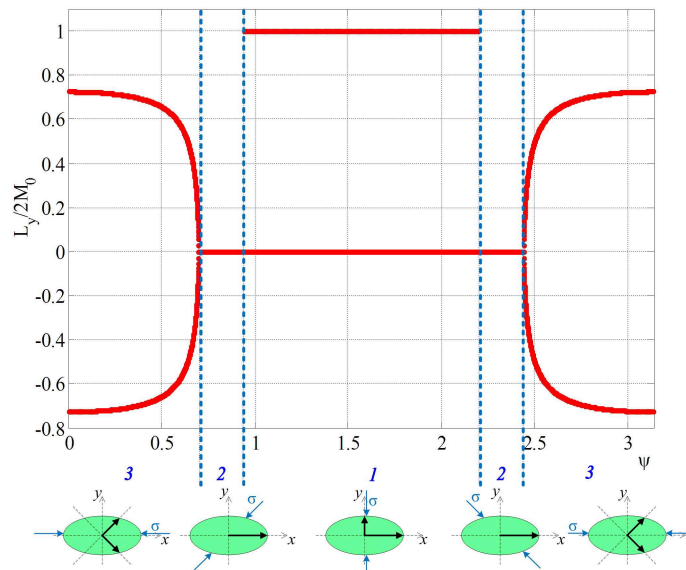


Рис. 3. Стійкі рівноважні стани АФМ вектора (проекція на вісь Oy) в залежності від кута ψ прикладення механічної напруги. В області 1 існують два стійких розв'язки – вздовж головних півосей еліпса; в області 2 залишається лише один розв'язок. При досягненні деякого критичного кута (перехід з області 2 в область 3, “точка біфуркації”) стійкими стають діагональні орієнтації, що залежать від кута ψ . Орієнтація АФМ вектора в областях 1, 2 і 3 показано на виносці.

В області 1 стійкими є розв'язки $\varphi_1 = 0$ і $\varphi_2 = \pi/2$. Ця область відповідає ситуації, коли $|\tilde{K}_2| < |\tilde{K}_4|$, $\tilde{K}_4 > 0$.

В області 2 залишається тільки один стійкий розв'язок; у випадку, схематично зображеному на рис.3, це розв'язок $\varphi_1 = 0$. У цій області $|\tilde{K}_2| > |\tilde{K}_4|$, $\tilde{K}_2 < 0$. Значення кутів ψ , що відповідають переходам між областями, отримані з умови $|\tilde{K}_2| = |\tilde{K}_4|$.

В області 3 з'являються нові стійкі розв'язки $\varphi_{3,4} = \pm \frac{1}{2} \arccos\left(\frac{\tilde{K}_2}{\tilde{K}_4}\right)$, при цьому $|\tilde{K}_2| < |\tilde{K}_4|$, $\tilde{K}_4 < 0$. Значення кутів $\varphi_{3,4}$ залежать від ψ , приблизна залежність показана на рисунку.

Ситуація, зображена на рис.3, можлива лише за певних умов. По-перше, при виготовленні зразка еліптичної форми для кожного АФМ-матеріалу існує критичне значення $(a/b)_{cr}$, при якому для еліпса з $a/b > (a/b)_{cr}$ стійкий розв'язок $\varphi_2 = \pi/2$ в принципі є неможливим. У цьому випадку анізотропія, наведена формою, є домінуючою, і енергетично вигідним є лише розв'язок $\varphi_1 = 0$.

А для того, щоб параметр \tilde{K}_4 набував від'ємних значень (умова виникнення розв'язків φ_3 і φ_4), величина $4u_0 (K_{4an}^{elas} + \Delta K_{4an}^{elas})$ у виразі (9) має бути одного порядку з $2K_4 + 4K_{4an}^{elas}$. Через те, що відносна деформація u_0 – досить маленька величина (в АФМ, що використовуються в якості елементів спінтроники – порядку $10^{-6} \dots 10^{-4}$, в антиферромагнетику $Mn_{50}Fe_{50}$ отримано “величезну” деформацію $0,75 \cdot 10^{-3}$, див. [8] і посилання в цій статті), то ефект “перемикання” розв'язків у діагональне положення з'являється при близьких до нуля значеннях величини $2K_4 + 4K_{4an}^{elas}$. У цьому випадку константа анізотропії 4-го порядку K_4 має бути скомпенсована магнітопружним коефіцієнтом K_{4an}^{elas} підбором відповідної форми зразка, або розташуванням головних осей еліпса по відношенню до кристалографічних, або вибором матеріалу з певними значеннями модулів пружності c_{ij} тощо.

5 Вплив зовнішнього магнітного поля

Керування станом АФМ-прошарку можна здійснювати за допомогою не тільки механічних напруг, але й магнітного поля. Оскільки в АФМ-кристалах магнітна енергія залежить від поля квадратичним чином, то вплив поля на рівноважну орієнтацію АФМ вектора еквівалентний до впливу механічної напруги (див., наприклад, [5]). В цьому розділі ми розглянемо рівноважні стани АФМ в присутності як магнітного поля, так і напруги, при довільній взаємній орієнтації обох полів.

У присутності зовнішнього магнітного поля \mathbf{H} з'являється додатковий енергетичний доданок [9], і густина потенціальної енергії зразка (1) набуде вигляду:

$$w = w_{an} + \tilde{w}_{destr} - \frac{\chi}{8M_0^2} [\mathbf{L} \times \mathbf{H}]^2, \quad (10)$$

де χ – магнітна сприйнятливість, \tilde{w}_{destr} враховує зміну форми кристалічного зразка під час деформації і має вигляд (6). Рівноважні положення АФМ-вектора в магнітному полі зміняться. Для поля \mathbf{H} в площині xOy , напрямленого під кутом ψ_0 до осі Ox рівноважні кути φ_{eq} задовільнятимуть рівнянню:

$$\tilde{K}_4 \sin 4\varphi_{eq} - 2\tilde{K}_2 \sin 2\varphi_{eq} - \chi H^2 \sin 2(\varphi_{eq} - \psi_0) = 0. \quad (11)$$

На рис. 4 зображені розв'язки цього рівняння для різних значень величини магнітного поля, направлено під кутом $\psi_0 = \pi/4$.

Магнітне поле знімає виродження діагональних розв'язків φ_3, φ_4 (див. рис.5). Припустимо, механічна напруга прикладена до ПЕ/АФМ-зразка вздовж осі Ox , і стійкими рівноважними положеннями вектора \mathbf{L} є діагональні (область 3 на рис.3).

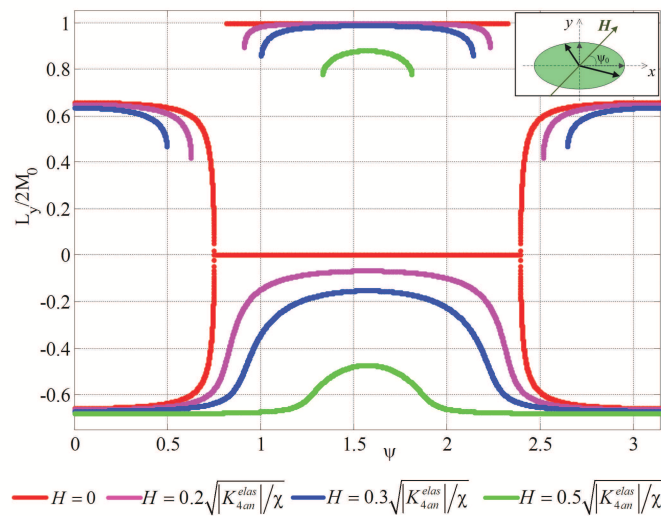


Рис. 4. Залежність стійких рівноважних станів АФМ вектора (проекція на вісь Oy) у зовнішньому магнітному полі від кута прикладення механічної напруги ψ , розрахована за формулою (11). На виносці схематично зображено вплив магнітного поля на вектор \mathbf{L} у рівновазі.

Отримані стани вектора \mathbf{L} вироджені, тобто мають однакову енергію. В магнітному полі один з напрямків АФМ-вектора стає енергетично вигіднішим, ніж інший. При цьому “точка біфуркації” зникає, і для того, щоб перейти в інший рівноважний стан, для будь-якого значення напруги необхідно подолати потенціальний бар’єр.

6 Висновки

Розглянуто процеси перемикання намагніченості у мультифероїку, що містить антиферомагнітний і п’єзоелектричний прошарки. У рамках феноменологічної моделі проаналізовано залежність стійких рівноважних станів АФМ-вектора від кута прикладення механічної напруги до зразка у припущенні, що створена пружна деформація п’єзоелектрика передається в антиферомагнітну плівку. Завдяки поєднанню п’єзоелектричних властивостей з магнітопружністю АФМ-плівки зовнішня напруга суттєво змінює форму зразка і, як наслідок, впливає на анізотропію і процеси перемикання між рівноважними станами. При цьому, на відміну від феромагнетиків, зміна форми зразка призводить не до перевертання (на 180°), а повороту (на 90° і менше) магнітного вектора, що пов’язано з магнітопружною (а не суто магнітною, як в ФМ) природою ефектів форми.

Проаналізовано вплив зовнішнього магнітного поля на ПЕ/АФМ-зразок. Показано, що можна керувати намагніченістю АФМ-плівки, одночасно змінюючи величину магнітного поля і кут між напрямком прикладення механічної напруги та векто-

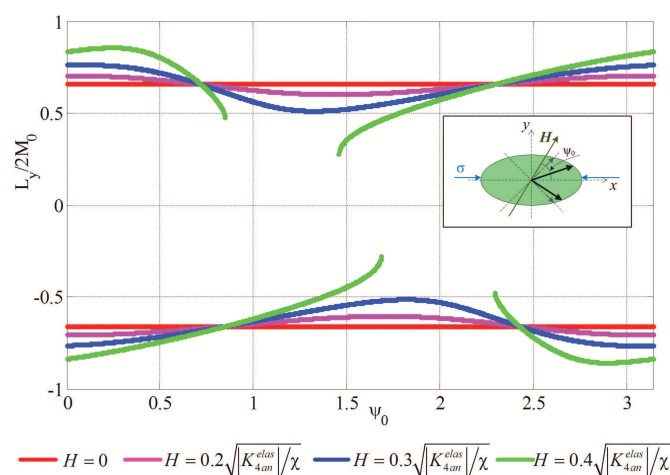


Рис. 5. Зміна стійких рівноважних станів АФМ вектора (проекція на вісь Oy) у зовнішньому магнітному полі залежно від кута між лініями індукції магнітного поля і напрямком прикладення механічної напруги. У випадку, зображеному на рисунку, напруга прикладена вздовж осі Ox . Магнітне поле, напрямлене під певним кутом ψ_0 , розвертає вектор L , таким чином діагональні положення АФМ вектора матимуть різну енергію (див. виноску).

ром магнітного поля. Зменшення напруги дозволяє спростити процес перемикавання між виродженими станами АФМ, а зовнішнє магнітне поле – повертати АФМ вектор. Отже, подібні системи можна розглядати як елементи для запису інформації. Подальший інтерес полягає в дослідженні динаміки АФМ вектора під дією змінної зовнішньої напруги та/або змінного магнітного поля. У цьому випадку можна очікувати виникнення АФМ- або параметричного резонансів, що дає змогу розглядати ПЕ/АФМ-системи як фільтри або генератори.

Автори висловлюють подяку П. Бондаренку за плідні дискусії.

Робота виконана за рахунок фінансування МОНМС України (№ держреєстрації 0111U001306).

Список використаної літератури

1. *Rushforth A. W.* Voltage control of magnetocrystalline anisotropy in ferromagnetic – semiconductor/piezoelectric hybrid structures / A. W. Rushforth, E. De Ranieri, J. Zemen et.al. // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 78. – pp. 085314-1 – 085314-5.
2. *Atulasimha J.* Bennett clocking of nanomagnetic logic using multiferroic single-domain nanomagnets / J. Atulasimha and S. Bandyopadhyay // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97. – pp. 173105-1 – 173105-3.
3. *Roy K.* Hybrid spintronics and straintronics: A technology for ultra-low energy computing and signal processing / K. Roy, S. Bandyopadhyay and J. Atulasimha // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – Vol. 99. – pp. 063108-1 – 063108-3.

4. *Ouari B.* Effect of a dc bias magnetic field on the magnetization relaxation of antiferromagnetic nanoparticles / B. Ouari and Y. P. Kalmykov // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 83. – pp. 064406-1 – 064406-8.
5. *Gomonay H. V.* On the theory of stress-magnetic field phase diagram of the finite size multiferroics: competition between ferro- and antiferromagnetic domains / H. V. Gomonay, I.G. Kornienko, and V. M. Loktev // *Ukr. J. Phys.* – 2011. – Vol. 56. – pp. 659-668.
6. *Gomonay H. V.* Shape-induced phenomena in finite-size antiferromagnets / Helen V. Gomonay and Vadim M. Loktev // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 75. – pp. 174439-1 – 174439-6.
7. *Туров Е. А.* Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов / Е. А. Туров. – АН СССР, 1963. – 223 с.
8. *He A.* Antiferromagnetic $Mn_{50}Fe_{50}$ wire with large magnetostriction / Aina He, Tianyu Ma, Jingjing Zhang et.al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2009. – Vol. 321. – pp. 3778-3781.
9. *Туров Е. А.* Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков / Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 560 с. – ISBN 5-9221-0099-8.

Стаття надійшла до редакції 24.05.2012
прийнята до друку 17.10.2012

VOLTAGE INDUCED SWITCHING PROCESSES IN THE SYNTHETIC MULTIFERROIC WITH ANTIFERROMAGNETIC ORDERING

S. Kondovych, H. Gomonay

*National Technical University of Ukraine "KPI"
ave Peremohy, 37, 03056 Kyiv, Ukraine
e-mail: ksvitlana@i.ua*

In the present work the magnetoelastic properties of synthetic multiferroic that includes antiferromagnetic (AFM) pillar grown in contact with the piezoelectric substrate are studied theoretically. Electric voltage applied to piezoelectric induces the mechanical stress that, in turn, produces variations of AFM vector stable equilibrium orientation due to magnetoelastic properties of antiferromagnet. Calculations show that it is possible to control the orientation of AFM vector varying the angle between the mechanical force and crystal axis. External magnetic field effect on reorientation of AFM vector is also studied. It is shown that it is possible to switch magnetization of the examined multiferroic, using both mechanical and magnetic field.

Key words: multiferroic, antiferromagnet, piezoelectric, magnetoelastic properties

**ИНДУЦИРОВАННЫЕ НАПРЯЖЕНИЕМ ПРОЦЕССЫ
ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В СИНТЕТИЧЕСКОМ
МУЛЬТИФЕРРОИКЕ С АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ
УПОРЯДОЧЕНИЕМ**

С. Кондович, Е. Гомонай

*Национальный технический университет Украины "КПИ"
пр-т Победы 37, 03056 Киев, Украина
e-mail: ksvitlana@i.ua*

Теоретически исследованы магнитоупругие свойства синтетического мультиферроика, образованного напылением антиферромагнитной (АФМ) пленки на пьезоэлектрическую подложку. Приложение внешнего механического напряжения к пьезоэлектрику приводит к деформации образца, а благодаря магнитоупругим свойствам антиферромагнетика – к изменению устойчивых равновесных состояний АФМ-вектора. Получена зависимость равновесной ориентации АФМ-вектора от угла, под которым приложено механическое напряжение (относительно кристаллографических осей). Проанализировано влияние магнитного поля на переориентацию АФМ-вектора. Показано, что управлять состоянием рассмотренного мультиферроика возможно с одновременным использованием как механических, так и магнитных полей.

Ключевые слова: мультиферроик, антиферромагнетик, пьезоэлектрик, магнитоупругие свойства