

DOI: 10.20535/1810-0546.2018.3.135688

УДК 537.6

В.М. Кучкін\*, О.В. Кравцов  
КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ, Україна

## МАГНІТОПРУЖНІ КОЛИВАННЯ В АНТИФЕРОМАГНІТНОМУ НАНОДРОТІ

**Проблематика.** В роботі досліджуються магнітопружні коливання в антиферомагнітному нанодроті поблизу стійкого стану, які можуть бути викликані спіновим струмом. Саме при переході до антиферомагнітних наноструктур очікується суттєвий взаємовплив між магнітною та пружною підсистемами. Важливим є розгляд антиферомагнітних зразків скінченного розміру, які є більш цікавими для експериментальних досліджень, але водночас і складнішими для теоретичного опису через необхідність врахування граничних умов.

**Мета дослідження.** Метою дослідження є визначення взаємного впливу магнітної і пружної підсистем у антиферомагнетику та вивчення особливостей цієї взаємодії, які можуть бути цікавими з точки зору практичних застосувань.

**Методика реалізації.** Використовується Лагранжів підхід до опису динаміки системи. Досліджуються рівняння руху, отримані з варіаційного принципу для відповідного функціоналу дії. Встановлюються й аналізуються дисперсійні співвідношення для магнітопружних і пружномагнітних хвиль, що поширюються перпендикулярно осі нанодроту.

**Результати досліджень.** Показано, що у випадку високотемпературного антиферомагнетизму навіть за достатньо малого коефіцієнта зв'язку між магнітною та пружною підсистемами відбувається якісна зміна спектра магнітопружних хвиль. Для розглянутої геометрії, що відповідає нанодроту, вплив граничних умов приводить до розмірного квантування частот. Відповідний закон квантування визначено аналітично для магнітопружних хвиль.

**Висновки.** Визначено дисперсійні співвідношення для магнітопружної та пружномагнітної хвиль, які поширюються перпендикулярно осі нанодроту з кубічного колінеарного антиферомагнетика. Показано важливість врахування магнітопружної взаємодії в антиферомагнетику при зменшенні його розміру до нанометрових порядків. Скінченність зразку призводить до дискретизації частот магнітопружних хвиль.

**Ключові слова:** спінтроніка; антиферомагнетик; магнітопружні коливання.

### Вступ

Одним із перспективних напрямів розвитку фізичної інформатики є дослідження в галузі спінтроніки [1, 2]. На відміну від електроніки, в якій працюють переважно із зарядом електрона, в спінтроніці використовують спін електрона. Вплив на спін електрона можна здійснити за допомогою зовнішнього магнітного поля, що вже давно використовується в запам'ятовувальних пристроях. Зокрема, широке застосування отримав ефект гігантського магнітоопору, за відкриття якого А. Ферт і П. Грюнберг були удостоєні Нобелівської премії з фізики у 2007 р. Цей ефект дає можливість зчитувати інформацію про напрямок намагніченості матеріалу за допомогою електричного струму, що є фізичною реалізацією магнітної пам'яті.

Говорячи про спінтроніку, слід відзначити переваги цього нового напрямку над існуючою електронікою. По-перше, маніпулювання спіном є лише однією з двох ознак спінтроніки, другою важливою ознакою є використання антиферомагнітних (АФ) матеріалів [3, 4]. У та-

ких матеріалах наявна досить нетривіальна магнітна структура, яка приводить до повної компенсації магнітного моменту зразка. Найпростішим випадком є колінеарний антиферомагнетик, утворений двома магнітними підгратками з протилежною намагніченістю. Наявність ще одного ступеня вільності атомів – магнітного моменту – приводить до появи спінових коливань, або магنونів, в АФ-кристалі. Власні частоти цих коливань мають порядок терагерц, що пов'язано з наявністю великого поля магнітної анізотропії в АФ порівняно з феромагнетиками (ФМ). Власні частоти коливань магنونів безпосередньо впливають на таку характеристику обчислювальних пристроїв, як тактова частота. В електроніці ж тактові частоти комп'ютерів загалом мають порядок терагерц. Таким чином, першою перевагою спінтроніки є збільшення швидкодії обчислювальних пристроїв. По-друге, внаслідок компенсації магнітних моментів у антиферомагнетику сам він не створює зовнішнього магнітного поля і, таким чином, не впливає на оточуючі його структурні елементи. Крім того, у наявних

\* corresponding author: kychkinvladislav@gmail.com

запам'ятовувальних пристроях неможливо обмежено збільшувати об'єм пам'яті жорсткого диска, зберігаючи геометричні розміри незмінними, оскільки при зростанні щільності запису інформації взаємодія між намагніченостями сусідніх структурних елементів теж зростатиме, і з певного моменту буде неможливо виконати запис/зчитування інформації. Натомість у антиферромагнетиках мінімізація елементів магнітної пам'яті обмежена знизу розмірами атомів, що було продемонстровано компанією IBM: достатньо 12 АФ-атомів для зберігання 1 біта інформації. По-третє, антиферромагнетики не чутливі до дії зовнішніх магнітних полів аж до порядків 10 Т [5]. Це дає змогу використовувати їх разом із ферромагнетиками, створюючи симбіотичні структури з новими цікавими для інформаційної техніки властивостями. Проте одразу може виникнути питання про керування станами АФ, оскільки магнітне поле на них не впливає. Як правило, вплив на магнітні моменти АФ здійснюється за допомогою спінового струму — електричного струму з фіксованим напрямком спінів електронів, який виникає після проходження звичайного струму через ФМ за рахунок магніторезистивного ефекту. Потрапляючи в АФ, спін-поляризований струм, за рахунок ефекту передачі крутильного спінового моменту атомам підґраток, викликає їх обертання і в результаті може призвести до зміни симетрії їх розташування, що і є зміною стану АФ.

Маючи на меті зменшення розміру обчислювальних пристроїв, варто враховувати нові фізичні прояви, які можуть мати місце. Сучасна електроніка є перш за все наноелектронікою, і тому реалізація певного структурного нанoelementa у вигляді антиферромагнетика призводить до потреби врахування пружних, а особливо магнітопружних, властивостей матеріалу. Це впливає із загальних міркувань теорії коливальних систем: якщо частоти пружних коливальних систем збігаються з магнетонними частотами, виникає явище резонансу, яке потрібно враховувати при використанні досить малих АФ-зразків. Далі в роботі буде встановлено більш строгі критерії для необхідності врахування магнітопружної взаємодії.

### Постановка задачі

Мета роботи — дослідити спектр зв'язаних магнітопружних коливальних систем для антиферромагніт-

ного нанодоту, оточеного немагнітним пружним матеріалом, виходячи з узагальнених рівнянь руху Лагранжа при магнітопружній взаємодії.

### Рівняння руху

Як відомо [6], при наявності функції Лагранжа рівняння руху будь-якої динамічної системи є наслідком умови екстремальності функціоналу дії. У цій роботі саме таким чином отримуються рівняння руху, які дають змогу оцінити взаємний вплив магнітної та пружної підсистем одна на одну.

Вважаємо, що наша система описується узагальненими координатами  $q(\mathbf{r}, t)$ , які залежать від просторових координат та часу. В цьому випадку густина функції Лагранжа (лагранжіан) має вигляд  $L = L(q, \dot{q}, \nabla q)$  [7]. Зафіксуємо деякий об'єм  $V$  і моменти часу  $t_1, t_2$ , тоді функціоналом дії є

$$S = \int_{t_1}^{t_2} dt \int_V L(q, \dot{q}, \nabla q) dV. \quad (1)$$

Умова екстремальності функціоналу (1) дає рівняння руху

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial L}{\partial q} + \partial_i \left( \frac{\partial L}{\partial_i (\nabla q)} \right) = 0 \quad (2)$$

(сума по  $i$ ).

Для досліджуваного випадку колінеарного антиферромагнетика з магнітопружною взаємодією узагальненими координатами є зміщення

$$\text{положення атомів } \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} u_x(x, y, z, t) \\ u_y(x, y, z, t) \\ u_z(x, y, z, t) \end{pmatrix} \text{ і вектор}$$

Нееля  $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ , який дорівнює різниці векторів намагніченостей підґраток, а густина відповідної функції Лагранжа внаслідок її адитивності дорівнює

$$L = L_{el} + L_{mag} + L_{mag-el},$$

де  $L_{el}$ ,  $L_{mag}$ ,  $L_{mag-el}$  є лагранжіанами пружної, магнітної та магнітопружної підсистем відповідно [8, 9], причому будь-який лагранжіан можна подати у вигляді різниці густин кінетичної та потенціальної енергій.

Для подальшого розгляду випишемо явно густину потенціальної енергії, вважаючи, що АФ-кристал має кубічну симетрію [9]:

$$\begin{aligned}
 U = & \frac{1}{2}c_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + c_{12}(u_{xx}u_{yy} + \\
 & + u_{zz}u_{yy} + u_{xx}u_{zz}) + 2c_{44}(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + \\
 & + \frac{1}{2}\lambda_{11}(n_x^2u_{xx} + n_y^2u_{yy} + n_z^2u_{zz}) + \lambda_{12} \times \\
 & \times (n_x^2(u_{yy} + u_{zz}) + n_y^2(u_{xx} + u_{zz}) + n_z^2(u_{xx} + \\
 & + u_{yy})) + 2\lambda_{44}(n_xn_yu_{xy} + n_zn_yu_{yz} + \\
 & + n_xn_zu_{xz}) - \frac{1}{4}M_{\text{sat}}H_{\text{an}}(n_x^4 + n_y^4 + n_z^4), \quad (3)
 \end{aligned}$$

де  $c_{11}, c_{12}, c_{44}$  – коефіцієнти пружності,  $\lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_{44}$  – магнітопружні коефіцієнти,  $M_{\text{sat}}$  – намагніченість насичення антиферомагнетика,  $H_{\text{an}}$  – його поле магнітної анізотропії, компоненти  $u_{xx}, u_{yy}, u_{zz}, u_{xy}, u_{xz}, u_{yz}$  тензора зміщень визначаються згідно з [9] формулами  $u_{xy} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}\right)$  тощо (тут і далі розглядаються компоненти  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$  в області 2 антиферомагнетика, показаній на рис. 1).

При фіксованих деформаціях одним із можливих мінімумів густини потенціальної енергії (3) є точка

$$\mathbf{n}_0 = (0, 0, 1), \quad u_{xy} = u_{xz} = u_{yz} = 0,$$

$$\begin{aligned}
 & \begin{pmatrix} u_{xx}^0 \\ u_{yy}^0 \\ u_{zz}^0 \end{pmatrix} = \\
 & = \frac{1}{c_{11}^2 + c_{11}c_{12} - 2c_{12}^2} \cdot \begin{pmatrix} -c_{11}\lambda_{12} + \frac{\lambda_{11}c_{12}}{2} \\ -c_{11}\lambda_{12} + \frac{\lambda_{11}c_{12}}{2} \\ 2c_{12}\lambda_{12} + \frac{\lambda_{11}(c_{11} + c_{12})}{2} \end{pmatrix}.
 \end{aligned}$$

Поблизу цієї точки густина потенціальної енергії (3) з точністю до другого порядку відносно відхилень має вигляд (із перепозначеннями відхилень типу  $n_x := n_x + n_{x0}$ )

$$\begin{aligned}
 U = & \frac{1}{2}c_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + c_{12}(u_{xx}u_{yy} + \\
 & + u_{zz}u_{yy} + u_{xx}u_{zz}) + 2c_{44}(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) + \\
 & + 2\lambda_{44}(n_yu_{yz} + \dots + n_xu_{xz}) + \left( \frac{\left(\frac{\lambda_{11}}{2} - \lambda_{12}\right)^2}{c_{11} - c_{12}} + \right. \\
 & \left. + \frac{M_{\text{sat}}H_{\text{an}}}{2} \right) \cdot (n_x^2 + n_y^2). \quad (4)
 \end{aligned}$$

Розглянемо далі антиферомагнітний нанодріт діаметром перерізу  $d$ , оточений немагнітним пружним матеріалом, товщина якого істотно більше  $d$ . Зафіксуємо систему координат так, щоб вісь  $x$  була спрямована вздовж нанодроту (рис. 1).

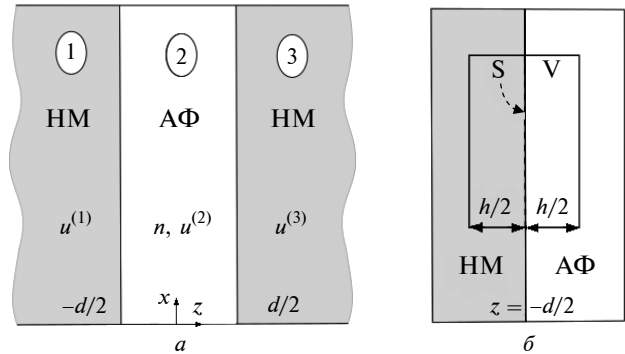


Рис. 1. Геометрія розміщення зразка: тонкий АФ-дріт товщиною  $d$ , оточений немагнітним пружним матеріалом НМ:  $a$  – узагальнені координати для кожної з областей;  $b$  – об'єм інтегрування  $V = Sh$  на межі АФ-НМ для отримання граничних умов (для прикладу розглянуто  $z = -\frac{d}{2}$ )

У такій геометрії особливий інтерес становлять магнітопружні хвилі, які поширюються в напрямку  $z$ , тому знехтуємо залежністю узагальнених координат від просторових –  $x, y$ , що завжди можна пояснити фіксованим вектором магнітопружних хвиль  $\mathbf{k} = (0, 0, k)$ . У цьому випадку густина кінетичної енергії має вигляд [10]

$$\begin{aligned}
 T = & \frac{M_{\text{sat}}}{2\gamma^2 H_{\text{ex}}} \times \\
 & \times \left( \dot{n}_x^2 + \dot{n}_y^2 - c^2 \left( \left( \frac{\partial n_x}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial n_y}{\partial z} \right)^2 \right) \right) + \frac{1}{2} \rho \dot{\mathbf{u}}^2,
 \end{aligned}$$

де  $\gamma$  – гіромагнітне відношення,  $c$  – швидкість магنونів,  $\rho$  – густина матеріалу,  $\dot{\mathbf{u}}^2 = \dot{u}_x^2 + \dot{u}_y^2 + \dot{u}_z^2$ ,  $\dot{\mathbf{u}} = \frac{d\mathbf{u}}{dt}$  та  $\dot{\mathbf{n}} = \frac{d\mathbf{n}}{dt}$ , а загальна формула густини потенціальної енергії (4) має вигляд

$$U = \frac{1}{2} c_{11} u_{zz}^2 + \frac{1}{2} c_{44} \left[ \left( \frac{\partial u_x}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u_y}{\partial z} \right)^2 \right] + \lambda_{44} \left( n_x \frac{\partial u_x}{\partial z} + n_y \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) \times \\ \times \frac{M_{\text{sat}}}{2\gamma^2 H_{\text{ex}}} \omega_0^2 (n_x^2 + n_y^2),$$

$$\text{де } \omega_0^2 = \frac{2\gamma H_{\text{ex}} \left( \frac{\lambda_{11}}{2} - \lambda_{12} \right)^2}{M_{\text{sat}} (c_{11} - c_{12})} + \gamma^2 H_{\text{ex}} H_{\text{an}}.$$

Тепер, записавши лагранжیان поблизу мінімуму як  $L = T - U$  та використовуючи узагальнені рівняння руху (2) для кожної узагальненої координати, отримуємо рівняння руху в антиферромагнетикі:

$$\ddot{n}_x - c^2 \frac{\partial^2 n_x}{\partial z^2} + \omega_0^2 n_x + \frac{\lambda_{44} \gamma^2 H_E}{M_{\text{sat}}} \frac{\partial u_x}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\ddot{n}_y - c^2 \frac{\partial^2 n_y}{\partial z^2} + \omega_0^2 n_y + \frac{\lambda_{44} \gamma^2 H_E}{M_{\text{sat}}} \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

$$\ddot{u}_x - \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} + \frac{\lambda_{44}}{\rho} \frac{\partial n_x}{\partial z} = 0, \quad (7)$$

$$\ddot{u}_y - \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} + \frac{\lambda_{44}}{\rho} \frac{\partial n_y}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

$$\ddot{u}_z - \frac{c_{11}}{\rho} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} = 0. \quad (9)$$

### Дисперсійні співвідношення та їх аналіз

Як видно з отриманих рівнянь (5)–(9), тільки перші чотири з них описують магнетопружну взаємодію. Увівши комплексні позначення  $n = n_x + i n_y$ ,  $u = u_x + i u_y$ , можна переписати зв'язані динамічні рівняння (5)–(8) як

$$\ddot{n} - c^2 \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \omega_0^2 n + \frac{\lambda_{44} \gamma^2 H_E}{M_{\text{sat}}} \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad (10)$$

$$\ddot{u} - \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\lambda_{44}}{\rho} \frac{\partial n}{\partial z} = 0. \quad (11)$$

Шукаючи розв'язки рівнянь (10), (11) у вигляді монохроматичної хвилі [9], отримуємо дисперсійні співвідношення, які дають по дві гілки магнетопружних  $\pm \omega_k$  та пружномагнетних  $\pm \omega_q$  хвиль:

$$\omega_k^2 = \omega_0^2 + k^2 c^2 + \lambda_2 k^2 (\omega_0^2 + k^2 c^2 - k^2 v^2)^{-1}, \quad (12)$$

$$\omega_q^2 = k^2 v^2 - \lambda_2 k^2 (\omega_0^2 + k^2 c^2 - k^2 v^2)^{-1}, \quad (13)$$

де  $v = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}$  – швидкість фононів,  $\lambda_2 = \frac{\lambda_{44}^2 \gamma^2 H_E}{\rho M_{\text{sat}}}$ ,  $k$  – компонента вектора магнетопружних хвиль  $\mathbf{k} = (0, 0, k)$ .

Аналізуючи рівняння для частот (12) і (13), можна побачити, що за відсутності зв'язку між магнетною та пружною підсистемами ( $\lambda_{44} = 0$ ) вони розпадаються на окремі частотні залежності для магнетонів та фононів. У випадку ж ненульового  $\lambda_{44}$  можливі два різні випадки залежно від співвідношення між швидкостями магнетонів і фононів (граничний випадок, коли вони збігаються). Випадок  $v < c$  належить до низькотемпературного антиферромагнетизму, а випадок  $v > c$  – до високотемпературного, і тому саме він викликає інтерес з погляду застосувань у спінтроніці.

Для подальшого аналізу дисперсійних співвідношень (12), (13) перепишемо їх у вигляді

$$\left( \frac{\omega_{\pm}}{\omega_0} \right)^2 = \frac{1}{2} (1 + \delta_{\pm} k^2 \pm \sqrt{(1 - \delta_{\pm} k^2)^2 + \zeta k^2}), \quad (14)$$

де  $\delta_{\pm} = \frac{v^2}{\omega_0^2} \left( 1 \pm \left( \frac{c}{v} \right)^2 \right)$ ,  $\zeta = \frac{4\lambda_{44}^2 \gamma^2 H_E}{\rho \omega_0^4 M_{\text{sat}}}$ . Як мож-

на бачити з формули (14), параметр  $\zeta$ , що враховує магнетопружну взаємодію, має однакову розмірність з  $\delta_{\pm}$ . Отже, можна встановити критерій малізми параметра  $\lambda_{44}$  у вигляді  $\zeta < \delta_{\pm}$ . При виконанні цієї нерівності дисперсійні співвідношення (12), (13) мають місце, в іншому випадку розв'язки є функціонально складнішими і їх виведення не є предметом нашої роботи. Вигляд дисперсійних кривих для різних значень  $\zeta$  показано на рис. 2.

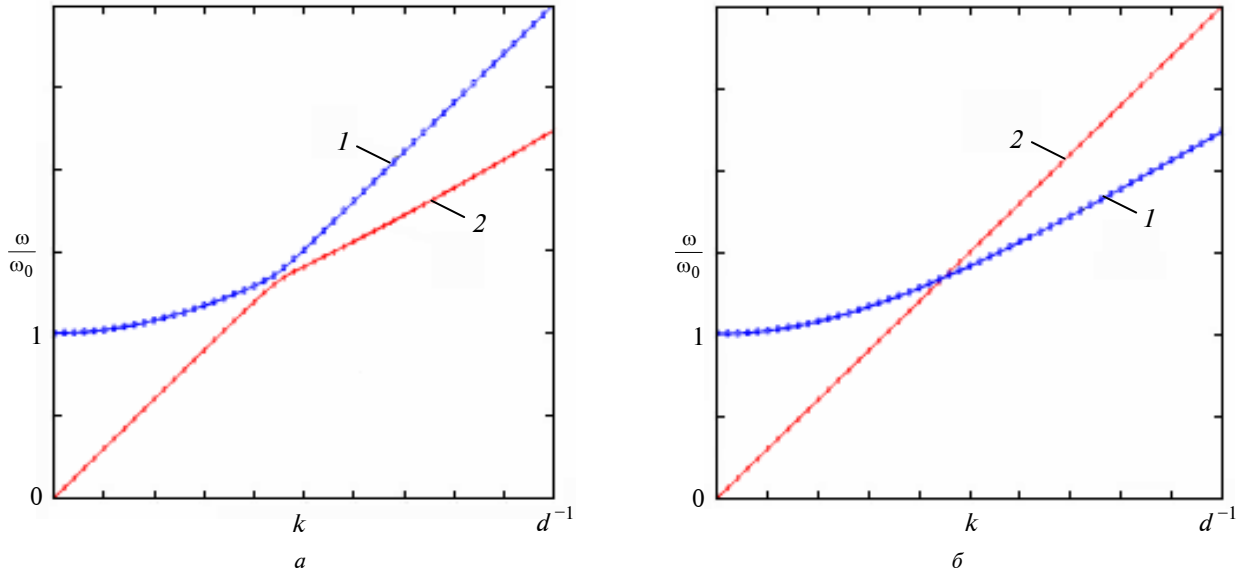


Рис. 2. Залежність нормованої частоти: *a* – магнітопружних (1) та пружномагнітних (2) хвиль від хвильового вектора при  $\zeta/\delta_- = 10^{-2}$ ; *б* – магноної (1) та фононної (2) хвиль за відсутності магнітопружного зв'язку ( $\zeta = 0$ )

У випадку, коли товщина дроту  $d$  стає співрозмірною з довжиною магнітопружної хвилі  $c/\omega_0$  (а це має місце для нанодроту), потрібно враховувати скінченність зразка, тобто граничні умови. Останні можна отримати безпосереднім інтегруванням рівнянь руху (5)–(9) по об'єму, вказаному на рис. 1, б. Якщо групові швидкості фононів у АФ і НМ однакові, то граничні умови мають вигляд

$$\left( c^2 \frac{\partial n}{\partial z} - \lambda u^{(2)} \right) \Big|_{z=\pm \frac{d}{2}} = 0, \quad (15)$$

$$\left( v^2 \frac{\partial u^{(2)}}{\partial z} - \frac{\lambda_{44}}{\rho} n \right) \Big|_{z=-\frac{d}{2}} = v^2 \frac{\partial u^{(2)}}{\partial z} \Big|_{z=-\frac{d}{2}}, \quad (16)$$

$$\left( v^2 \frac{\partial u^{(2)}}{\partial z} - \frac{\lambda_{44}}{\rho} n \right) \Big|_{z=\frac{d}{2}} = v^2 \frac{\partial u^{(3)}}{\partial z} \Big|_{z=\frac{d}{2}}. \quad (17)$$

Використовуючи граничні умови (15)–(17) на частотах, далеких від точки перетину дисперсійних кривих (рис. 2, б), для симетричної частини коливань вектора Нееля отримуємо таке рівняння, що описує квантування частот магнітопружних коливань:

$$(v^2 \omega_0^2 + \omega^2 (c^2 - v^2)) \frac{\lambda_{44}}{2\rho} \lambda \left( \frac{v \left( \sin \frac{\omega d}{v} - \frac{\omega d}{v} \right)}{\sin^2 \frac{\omega d}{2v}} - \right.$$

$$\left. - \frac{2(v^2 \omega_0^2 + \omega^2 (c^2 - v^2))}{c \omega \sqrt{\omega^2 - \omega_0^2} \tan \frac{d \sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}}{2c}} \right) = 0. \quad (18)$$

Розв'язками рівняння (18) є сукупність частот магнітопружних коливань, наявних у системі. Як видно з (18), частота  $\omega = 0$  не є розв'язком, отже, можна визначити найменшу можливу проквантовану частоту. Вона становить найбільший інтерес, оскільки дає змогу обчислити мінімальну енергію, яку слід надати системі, щоб викликати магнітопружні зв'язані коливання.

### Висновки

У роботі розглянуто магнітопружні коливання в антиферомагнітному нанодроті з хвильовим вектором, перпендикулярним осі нанодроту, для випадку високотемпературного антиферомагнетизму. Показано, що магнітопружні хвилі відповідають зв'язаній динаміці магнітопружної підсистеми через вплив на магнітну підсистему, тобто на антиферомагнетик. Суттєвим результатом є те, що впливаючи на магнітну підсистему, наприклад спіновим струмом, можна отримати коливання пружної підсистеми, які вимірюються експериментально. За правильно підібраних значень спінового струму з урахуванням згасання такий вплив відбувається фактично без зміни стану магнітної підсисте-

ми. З огляду на це, розглянута сандвіч-структура (див. рис. 1) має широкі перспективи використання при розробці оперативної пам'яті в спінтронних обчислювальних пристроях. Нанорозмір антиферромагнетика в цьому випадку є важливим одразу з двох причин: істотна мінімізація пристроїв та можливість отримання зв'язаних магнітопружних мод.

Напрямом майбутніх досліджень у питанні магнітопружної динаміки антиферромагнітного нанодроту є встановлення дисперсійних співвідношень з урахуванням спінового струму та згасання, а також розгляд повного потенціалу (3). Загальна теорія динамічних систем прогнозує у цьому випадку обов'язкову наявність хаотичної динаміки [11], що також може становити інтерес для застосувань у спінтроніці.

## References

- [1] E.V. Gomonay and V.M. Loktev, "The generalized Landau–Lifshitz equations as tools for description of the dynamics induced by spin-polarized current in multisublattice antiferromagnet", *Low Temp. Phys.*, vol. 41, pp. 698–704, 2015. doi: 10.1063/1.4931648
- [2] P. Wadley, "Electrical switching of an antiferromagnet", *Science*, vol. 351, pp. 587–590, 2016. doi: 10.1126/science.aab1031
- [3] A. Hoffmann and S.D. Bader, "Opportunities at the frontiers of spintronics", *Phys. Rev. Applied*, vol. 4, pp. 047001, 2015. doi: 10.1103/PhysRevApplied.4.047001
- [4] E.V. Gomonay and V.M. Loktev, "Spintronics of antiferromagnetic systems", *Low Temp. Phys.*, vol. 40, pp. 17–35, 2014. doi: 10.1063/1.4862467
- [5] X. Marti, "Room-temperature antiferromagnetic memory resistor", *Nature Mater.*, vol. 13, pp. 367–374.
- [6] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Mechanics*. London, UK: Pergamon Press, 1976.
- [7] N.N. Bogoliubov and D.V. Shirkov, *Introduction to the Theory of Quantized Fields*. New York, Interscience, 1959.
- [8] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Fluid Mechanics*. London, UK: Pergamon Press, 1959.
- [9] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media*. London, UK: Pergamon Press, 1960.
- [10] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Theory of Elasticity*. London, UK: Pergamon Press, 1970.
- [11] G.M. Zaslavsky and R.Z. Sagdeev, *Nonlinear Physics: From the Pendulum to Turbulence and Chaos*. New York: Harwood Acad. Publ., 1988. doi: 10.1063/1.2810975

V.M. Kuchkin, O.V. Kravtsov

## МАГНИТОУПРУГИЕ КОЛЕБАНИЯ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ НАНОПРОВОЛОКЕ

**Проблематика.** В работе исследуются магнітопружні коливання в антиферромагнітній нанопроволоці вблизи устойчивого состояния, которые могут быть вызваны спиновым током. Именно при переходе к антиферромагнитным наноструктурам ожидается существенное взаимовлияние между магнитной и упругой подсистемами. Важным является рассмотрение антиферромагнитных образцов конечного размера, которые являются более интересными для экспериментальных исследований, но в то же время и более сложными для теоретического описания из-за необходимости учета граничных условий.

**Цель исследования.** Целью исследования является определение взаимного влияния магнитной и упругой подсистем в антиферромагнетике и изучение особенностей этого взаимодействия, которые могут быть интересными с точки зрения практических применений.

**Методика реализации.** Используется Лагранжев подход к описанию динамики системы. Исследуются уравнения движения, полученные из вариационного принципа для соответствующего функционала действия. Устанавливаются и анализируются дисперсионные соотношения для магнітоупругих и упругомагнитных волн, распространяющихся перпендикулярно оси нанопроволоки.

**Результаты исследований.** Показано, что в случае высокотемпературного антиферромагнетизма даже при достаточно малом коэффициенте связи между магнитной и упругой подсистемами происходит качественное изменение спектра магнітоупругих волн. Для рассматриваемой геометрии, соответствующей нанопроволоке, влияние граничных условий приводит к размерному квантованию частот. Соответствующий закон квантования определен аналитически для магнітоупругих волн.

**Выводы.** Определены дисперсионные соотношения для магнітоупругой и упругомагнитной волн, которые распространяются перпендикулярно оси нанопроволоки из кубического коллинеарного антиферромагнетика. Показана важность учета магнітоупругого взаимодействия в антиферромагнетике при уменьшении его размера до нанометровых порядков. Конечность образца приводит к дискретизации частот магнітоупругих волн.

**Ключевые слова:** спинтроника; антиферромагнетик; магнітоупругие колебания.

V.M. Kuchkin, O.V. Kravtsov

## MAGNETOELASTIC OSCILLATIONS IN AN ANTIFERROMAGNETIC NANOWIRE

**Background.** This paper studies magnetoelastic oscillations in an antiferromagnetic nanowire. Small magnetoelastic oscillations in the antiferromagnetic nanowire which can be caused by spin current are investigated in this work. Significant interactions between the magnetic and elastic subsystems are expected for antiferromagnetic nanostructures. An important consideration is the consideration of

finite-size antiferromagnets, which are more interesting for experimental studies but at the same time are more complex for theoretical description due to the need to address the boundary conditions.

**Objective.** The aim of the study is determination of the mutual influence of the magnetic and elastic subsystems in antiferromagnets and studying the features of this interaction, which can be interesting in terms of practical applications.

**Methods.** The Lagrangian approach to describing the dynamics of the system is used. The equations of motion, obtained from the variational principle for the corresponding action functional, are studied. The dispersion relations for magnetoelastic and elastic-magnetic waves propagating perpendicular to the nanowire axis are established and analyzed.

**Results.** It is shown that in the case of high-temperature antiferromagnetism, there is a qualitative change in the spectrum of magnetoelastic waves even for small coefficient of connection between the magnetic and elastic subsystems. For the geometry considered, which corresponds to the nanowire, the influence of the boundary conditions leads to dimensional quantization of frequencies. The corresponding quantization law is determined analytically for magnetoelastic waves.

**Conclusions.** The dispersion relations for the magnetoelastic and the elastic-magnetic waves propagating perpendicular to the axis of the nanowire of the cubic collinear antiferromagnet are determined. The importance of taking into account the magnetoelastic interaction in an antiferromagnet with the decreasing of its size to nanometer orders is shown. The finiteness of the sample leads to the discretization of the frequencies of the magnetoelastic waves.

**Keywords:** spintronics; antiferromagnet; magnetoelastic oscillations.

Рекомендована Радою  
Фізико-технічного інституту  
КПІ ім. Ігоря Сікорського

Надійшла до редакції  
29 березня 2018 року

Прийнята до публікації  
31 травня 2018 року