УДК 537.6

МАГНІТОПРУЖНІ АВТООСЦИЛЯЦІЇ В КУБІЧНОМУ КОЛІНЕАРНОМУ АНТИФЕРОМАГНЕТИКУ ІНДУКОВАНІ СПІНОВИМ СТРУМОМ

В. М. Кучкін[1, a], О. В. Кравцов[1]

[1] *Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Фізико-технічний інститут*

Анотація

Дослідження антиферомагнетиків є важливим напрямком розвитку спінтроніки. В роботі розглядається кубічний антиферомагнетик з сильним магнітопружним зв'язком. Показано як можна знайти пороговий спіновий струм, що призводить до стійких магнітопружних коливань в антиферомагнетику. Результати досліджень можуть бути корисними при розробці елементів магнітної пам'яті на основі антиферомагнетиків.

Ключові слова: антиферомагнетик, спінтроніка, спіновий струм, магнітопружні коливання

Вступ

Антиферомагнетики (АФ) – це магнітні матеріали з нетривіальною структурою, за якої магнітні моменти розміщуються у так званих підґратках і взаємокомпенсуються. В найпростішому випадку колінеарного АФ таких підґраток є дві. Ці матеріали мають привабливі характеристики для застосувань у спінтроніці: відсутність зовнішнього магнітнорго поля зразку [1], високі частоти коливань магнітних моментів [2], можливість електричного керування станами [3] та ін.

В даній роботі проводиться дослідження спінової динаміки в кубічному колінеарному АФ за наявності магнітопружного (МП) зв'язку. Останній може мати вагомий вплив для окремих типів АФ з великими коефіцієнтами МП зв'язку або ж для нанорозмірних АФ структур. Наразі ми не виділяємо якогось окремого випадку, проте зрозуміло, що для практичних застосувань цікавим є розгляд нанорозмірних об'єктів [4].

Отримання та аналіз динамічних рівнянь

Для дослідження ми припускаємо, що деформації є малими і температура передбачає наявність АФ впорядкування, тобто є меншою температури Нееля для конкретного зразку. Використовується Лагранжевий підхід для опису динаміки, відповідний лагранжіан складається з лагранжіанів для магнітної [5], пружної підсистем та взаємодії між ними [6]

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = \tfrac{\mathrm{M}_{sat}}{2\gamma^2\mathrm{H}_{\mathrm{ex}}}&\left((\dot{\mathbf{n}}\times\mathbf{n})^2 - c^2\left(\partial_j\mathbf{n}\times\mathbf{n}\right)^2\right)\\ &+\tfrac{1}{2}\rho\dot{\mathbf{u}}^2 + \tfrac{1}{4}M_{sat}H_{an}\left(n_x^4+n_y^4+n_z^4\right)\\ &-\tfrac{1}{2}c_{11}\left(u_{xx}^2+u_{yy}^2+u_{zz}^2\right)\\ &-c_{12}\left(u_{xx}u_{yy}+u_{zz}u_{yy}+u_{xx}u_{zz}\right)\\ &-2c_{44}\left(u_{xy}^2+u_{yz}^2+u_{zx}^2\right)\\ &-\tfrac{\lambda_{11}}{2}\left(n_x^2u_{xx}+n_y^2u_{yy}+n_z^2u_{zz}\right)-\lambda_{12}n_x^2\left(u_{yy}+u_{zz}\right)\\ &-\lambda_{12}\left(n_y^2\left(u_{xx}+u_{zz}\right)+n_z^2\left(u_{xx}+u_{yy}\right)\right)\\ &-2\lambda_{44}\left(n_xn_yu_{xy}+n_zn_yu_{yz}+n_xn_zu_{xz}\right),\end{aligned} \tag{1}$$

де M_{sat}– намагніченість насичення, γ – гіромагнітне співвідношення, H_{ex} – магнітне поле обміну, $\mathbf{n}=(n_x,n_y,n_z)$ – нормований вектор Нееля, H_{an} – поле магнітної анізотропії, c_{11},c_{12},c_{44}– пружні коефіцієнти, $u_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$ – компоненти тензору деформацій, $\mathbf{u}=(u_x,u_y,u_z)$ – , $\mathbf{r}=(x,y,z)$– просторовий вектор, $\lambda_{11},\lambda_{12},\lambda_{44}$ – магнітопружні коефіцієнти.

Згасання в магнітній та пружній підсистемах і накачка енергії за рахунок спінового струму врахована в дисипативній функції Релея

$$\begin{aligned}\mathcal{R} = \tfrac{\alpha_G M_{sat}}{2\gamma}\left(\dot{\mathbf{n}}\times\mathbf{n}\right)^2 &- M_{sat}H_{curr}\mathbf{s}\cdot\dot{\mathbf{n}}\times\mathbf{n}\\ &+\gamma_{elas}\rho\dot{\mathbf{u}}^2+\beta H_{curr}\mathbf{s}\cdot\dot{\mathbf{u}}\times\mathbf{u},\end{aligned} \tag{2}$$

де α_G – константа згасання Гільберта, $\dot{\mathbf{n}}=\frac{d\mathbf{n}}{dt}$, H_{curr} – ефективне магнітне поле викликане дією спінового струму, $\mathbf{s}$ – одиничний вектор напрямку спінової поляризації, γ_{elas} – коефіцієнт дисипації в пружній системі, ρ – густина матеріалу, $\dot{\mathbf{u}}=\frac{d\mathbf{u}}{dt}$, β – коефіцієнт, що враховує розсіяння спінового струму на ґратках.

Нехай система описується N незалежними узагальненими координатами q, тоді для функціоналу

[a] kychkinvladislav@gmail.com

дії $S = \int_V dV \int_0^t dt\mathcal{L}$, із принципу найменшої дії слідують рівняння Лагранжа-Ейлера [7]

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_\mu}\right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_\mu} + \partial_i \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_i q_\mu)} = \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \dot{q}_\mu}, \mu = \overline{1, N}, \quad (3)$$

Підставляючи (1), (2) в (3) отримаємо рівняння руху. Для їх спрощення приймемо наступні припущення:

- МП коливання відбуваються навколо точки $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$ та є малими;
- розглядається одновимірний випадок – хвильовий вектор має вигляд $\mathbf{k} = (0, 0, k)$;
- покладемо $\beta = 0$: спіновий струм не розсіюється на ґратці;
- згасання мале.

Враховуючи ці припущення неважко показати, що тільки z-ва компонента спінового струму дає вклад в накачування енергії в досліджувану систему, тому покладемо $\mathbf{s} = (0, 0, 1)$. Позначимо $n = n +_x in_y$, $u = u_x + iu_y$, тоді рівняння руху записуються як

$$\ddot{n} - c^2 \tfrac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \omega_0^2 n + \alpha_G \gamma H_E \dot{n} + i\gamma^2 H_E H_{curr} n + \tfrac{\lambda_{44}\gamma^2 H_E}{M_{sat}} \tfrac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\ddot{u} - \frac{c_{44}}{\rho}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\gamma_{elas}\dot{u} - \frac{\lambda_{44}}{\rho}\frac{\partial n}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

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

Рівняння руху (4), (5) описують динаміку АФ в присутності дисипації та спінового струму за наявності МП зв'язку. За своєю формою вони нагадують хвильові рівняння, тому шукаємо їх розв'язок у вигляді монохроматичних хвиль $n, u \sim e^{i(\omega t - kz)}$. Нетривіальному розв'язку відповідає умова

$$\omega^4 - ic_3\omega^3 - c_2\omega^2 + ic_1\omega + c_0 = 0, \quad (6)$$

де $c_0 = \frac{c_{44}}{\rho} k^2 \left(\omega_0^2 + c^2 k^2\right) - k^2 \frac{\lambda_{44}^2 \gamma^2 H_E}{\rho M_{sat}} + i\gamma^2 \frac{c_{44}}{\rho} k^2 H_E H_{curr}$,

$c_1 = \gamma \alpha_G H_E \left(\omega_0^2 + c^2 k^2\right) + 2\frac{c_{44}}{\rho} k^2 \gamma_{elas} + i\alpha_G \gamma^3 H_E^2 H_{curr}$,

$c_2 = 2\gamma_{elas}\gamma\alpha_G H_E + \omega_0^2 + c^2 k^2 + \frac{c_{44}}{\rho} k^2 + i\gamma^2 H_E H_{curr}$,

$c_3 = \gamma\alpha_G H_E + 2\gamma_{elas}$.

В загальному випадку ріваняння (6) має 4 розв'язки. Як можна бачити за відсутності спінової накачки енергії, рівняння для $i\omega$ має дві пари комплексно спряжених кореня, які описують згасання МП та пружномагнітної (ПМ) хвиль. Із загальних міркувань якісні зміни при "ворушінні"параметрів системи $(\alpha_G, \gamma_{elas}, \lambda_{44})$ трапитись не можуть. Ситуація змінюється при врахуванні спінового струму. Автоосциляційному руху відповідає розв'язок $Im\left[\omega_a\right] = 0$, з точки зору аналізу коренів (6), в цьому випадку корені стють двократно виродженими. Схожі рівняння виникають в теорії катастроф [8], згідно з загальною теорією ми позначимо $\Omega = \omega - \frac{i}{4}c_3$, тоді (6) перепишеться як

$$\Omega^4 + b_2\Omega^2 + b_1\Omega + b_0 = 0, \quad (7)$$

де $b_0 = c_0 - \frac{1}{4}c_1 c_3 + \frac{1}{16}c_2 c_3^2 - \frac{3}{256}c_3^4$, $b_1 = i\left(c_1 - \frac{1}{2}c_2 c_3 - \frac{1}{4}c_3^3\right)$, $b_2 = \frac{3}{8}c_3^2 - c_2$.

Ми зацікавленні в знаходженні розв'язку (7) при якому корені стають двократно виродженими, ця умова дає зв'язок між параметрами b_0, b_1, b_2

$$\begin{cases} b_0 = -\Omega^4 - b_2\Omega^2 - b_1\Omega, \\ b_1 = -4\Omega^3 - 2b_2\Omega, \\ b_2 = -6\Omega^2, \end{cases} \quad (8)$$

Для випадку коли автоосциляційні частоти МП та ПМ хвиль збігаються $\omega_a = \omega_a^{ME} = \omega_a^{EM}$ з (8) знаходиться критичний струм

$$H_{curr}^{cr} = 3\omega_a \left(\alpha_G + \frac{2\gamma_{elas}}{\gamma H_E}\right). \quad (9)$$

Зауважимо, що в (9) явно не входить параметр МП зв'язку, проте він мусить бути таким щоб задовольнити умову $\omega_a^{ME} = \omega_a^{EM}$. При невиконанні цієї умови, критичні значення спінового струму можуть бути знайдені лише чисельно. Визначення конкретного значення ω_a лежить за межами даної моделі, можна лише зауважити, що воно має бути співрозмірне з ω_0.

Висновки

Для кубічного колінеарного АФ з МП зв'язком отримано рівняння руху та досліджено можливі типи динаміки, викликані дією спінового струму, для малих відхилень від стану рівноваги. Зміна типу коливань: "загасаючи коливання → автоосциляції"має місце при критичному значенні спінового струму H_{curr}^{cr}, який в загальному випадку можна обрахувати лише чисельно. Дослідження зміни коренів рівняння для Ω само по собі має теоретичний інтерес для теорії катастроф, як узагальнення для комплексно-значних одновимірних потенціалів п'ятого порядку. Результати роботи підтверджують можливість використання АФ із МП зв'язком для створення нових пристроїв магнітної пам'яті.

Перелік використаних джерел

1. Hoffmann A., Bader S. Phys. Rev. Appl., 4, 047001 — 2015.
2. Gomonay E. V., Loktev V. M. Low Temp. Phys., 40, 17-35 — 2014.
3. J. B. S. Mendes, R. O. Cunha, O. Alves Santos, et al. Phys. Rev. B 89, 140406 — 2014.
4. Cheng, R., J. Xiao, and A. Brataas Phys. Rev. Lett. 116, 207603 — 2016.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2005.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Физматлит, 2007.
7. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1984.
8. Арнольд В. И. Теория катастроф. М.: Наука, 1990.