

ПАРАМЕТРИ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА ДЛЯ ОБ'ЄМНИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ В ОДНОВІСНИХ ФЕРОМАГНІТНИХ КРИСТАЛАХ

Мирний Є.О., Решетняк С.О.

*Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»,
м. Київ, пр. Перемоги, 37, Україна,
e-mail: eg.mirn@gmail.com*

В останні роки велика увага приділяється дослідженню поведінки спінових хвиль та їх використанню в мікро- та наноелектроніці. Однією з найбільш перспективних областей досліджень є магنونіка, яка досліджує спін-хвильові процеси в магнітних кристалах. Зокрема, одним з цікавих явищ, що виникають у магнітних кристалах, є процес взаємодії об'ємних спінових хвиль з магнітними неоднорідностями середовища в зовнішньому магнітному полі.

У магнітних матеріалах спін кожного електрона створює магнітне поле. У кристалах з однією симетрією за відсутності зовнішнього поля магнітний момент, як правило, напрямлений в основному стані вздовж осі кристалу. Коливання ж магнітного моменту спричиняють виникнення об'ємних спінових хвиль всередині кристалу. Цим хвилям можна співставити квазічастинки, які називають магнонами [1].

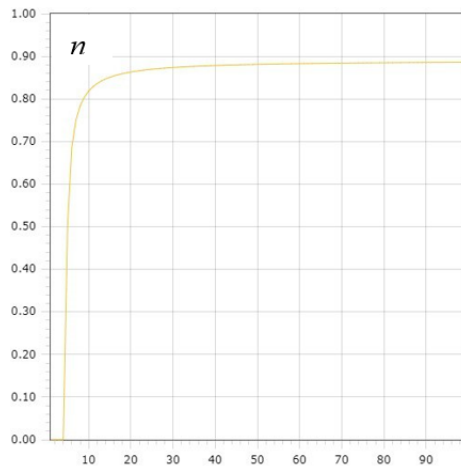
Для вивчення об'ємних спінових хвиль можна використати аналоги оптичних кілець Ньютона, які дозволяють вимірювати кутову дисперсію хвиль, що проходять через тонкі плівки матеріалу. Вимірюючи кутову дисперсію для різних довжин хвиль, можна отримати інформацію про властивості матеріалу.

У магنونіці параметри кілець Ньютона можуть бути використані для визначення ряду властивостей матеріалу, таких як магнітна сприйнятливість, магнітна анізотропія тощо. Крім того, вони можуть бути використані для проектування нових магнітних приладів з певними властивостями, зокрема, засобів формування контрольованих неоднорідностей спінових збуджень [1].

Метою даної роботи є дослідження залежності радіуса кілець Ньютона від частоти спінової хвилі, зовнішнього магнітного поля та кута падіння спінової хвилі.

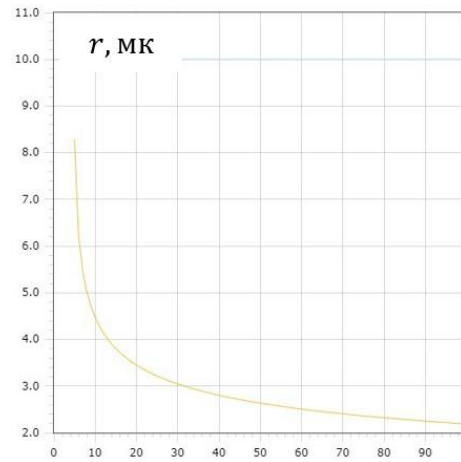
З урахуванням показника заломлення об'ємних спінових хвиль на межі

$$\text{двох однієсних середовищ [1]} \quad n = \sqrt{\frac{\alpha_1(-\beta_2 - \tilde{H}_{02} + \frac{\omega\hbar}{2\mu_0 M_{02}})}{\alpha_2(-\beta_1 - \tilde{H}_{01} + \frac{\omega\hbar}{2\mu_0 M_{01}})}}$$

Рис. 1. Залежність $n(\omega)$ при

$$\tilde{H}_{01} = 10, \theta = \frac{\pi}{80}.$$

$$\omega \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$$

Рис. 2 Залежність $r_1(\omega)$ при

$$R = 10 \text{ мк}, \tilde{H}_{01} = 10, \theta = \frac{\pi}{80}.$$

$$\omega \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$$

де ω – частота спінової хвилі, μ_0 – магнетон Бора, α_i – значення параметра обмінної взаємодії, β_i – значення параметра одновісної взаємодії, \tilde{H}_{0i} – величина зовнішнього постійного магнітного поля, віднесена до намагніченості насичення, M_{0i} – намагніченість насичення матеріалу, $i=1,2$ – номер середовища, – отримано наступні параметри кілець Ньютона. Радіус кілець інтерференційного максимуму

$$r_1 = \sqrt{\frac{2(m-\frac{1}{2})R\pi}{\sqrt{\frac{1}{\alpha_2}(-\beta_2-\tilde{H}_{02}+\frac{\omega\hbar}{2\mu_0 M_{02}})-\frac{1}{\alpha_1}(-\beta_1-\tilde{H}_{01}+\frac{\omega\hbar}{2\mu_0 M_{01}})}\sin^2\theta}},$$

Радіус кілець інтерференційного мінімуму

$$r_2 = \sqrt{\frac{2mR\pi}{\sqrt{\frac{1}{\alpha_2}(-\beta_2-\tilde{H}_{02}+\frac{\omega\hbar}{2\mu_0 M_{02}})-\frac{1}{\alpha_1}(-\beta_1-\tilde{H}_{01}+\frac{\omega\hbar}{2\mu_0 M_{01}})}\sin^2\theta}},$$

де m – номер кільця, R – радіус кривизни, θ – кут падіння, значення: $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$.

На рис. 1 наведено залежність показника заломлення спінових хвиль від частоти, а на рис. 2 – залежність радіусу кілець інтерференційного максимуму від частоти при фіксованих інших параметрах.

Зазначимо, що на рис. 1 нульове значення показника заломлення спінової хвилі на межі двох середовищ відповідає ситуації, коли при частотах спінової хвилі, менших за активаційні, хвиля не розповсюджується в другому середовищі. При досягненні мінімального значення частоти показник

заломлення починає швидко зростати і асимптотично наближається до певного значення, обумовленого параметрами системи.

На рис. 2 початок лінії відповідає саме значенню показника заломлення при активаційній частоті, а збільшення частоти призводить до стрімкого зменшення радіусу кільця.

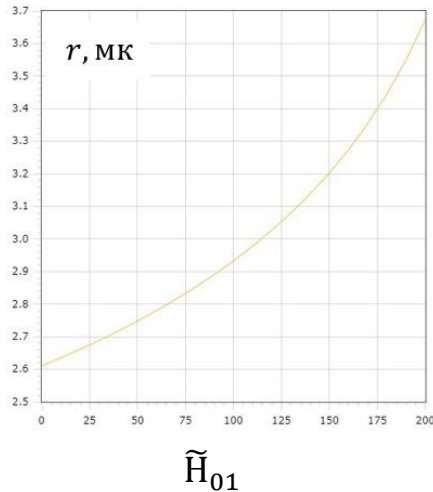


Рис. 3. Залежність $r(\tilde{H}_{01})$ при $R = 10\text{мк}$, $\omega = 5 \cdot 10^{11}$ Гц, $\theta = \frac{\pi}{80}$.

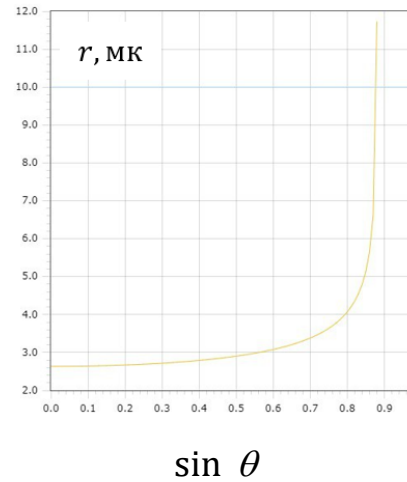


Рис. 4. Залежність $r(\sin \theta)$ при $\tilde{H}_{01} = 10$, $R = 10\text{мк}$, $\omega = 5 \cdot 10^{11}$ Гц.

Рис. 3 та рис. 4 ілюструють залежність радіусу кілець від зовнішнього магнітного поля та синусу кута падіння відповідно.

Зокрема, вплив магнітного поля дозволяє керувати радіусом кілець завдяки зміні лише зовнішнього магнітного поля, залишаючи параметри середовища незмінними. Збільшення ж кута падіння спінової хвилі призводить до збільшення радіусу кілець інтерференційного максимуму, а вертикальна асимптота графіку на рис. 1.4 відповідає досягненню кута повного відбивання.

ЛІТЕРАТУРА

1. Yu.I. Gorobets, S.O. Reshetnyak. Bulk Spin-Wave Filtration at the Interface of Two Uniaxial Ferromagnetic Media // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2012. – V. 4, № 2. – С. 02001-02003 (3pp).