

ВИЗНАЧЕННЯ МАТЕРІАЛЬНИХ КОНСТАНТ МАГНІТООПТИЧНИХ КРИСТАЛІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ЕФЕКТУ ФАРАДЕЯ В УМОВАХ МАГНІТОМЕХАНІЧНОГО РЕЗОНАНСУ

І.В. ЛІНЧЕВСЬКИЙ, О.М. ПЕТРИЦЄВ

УДК 537.632.4+535.565
© 2011

Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут"
(Просп. Перемоги, 37, Київ 03056; e-mail: igorvl2009@gmail.com)

Теоретично обґрунтовано та на прикладі ітрієвого ферит-гранату експериментально доведено, що у феро- й ферімагнітних кристалах, які вміщені у сталі підмагнічуюче і додаткове змінне магнітне поле, за рахунок магнітострикційних явищ виникають додаткові зміни змінної складової намагніченості в околі частот змінного поля, близьких до резонансних частот власних магнітомеханічних коливань кристала. Показано, що ці зміни можуть бути виявлені шляхом вимірювання змінної складової повороту площини поляризації світла, яке проходить крізь кристал. Запропоновано методику визначення матеріальних констант кристала.

1. Вступ

Серед відомих методів дослідження магнітострикції (МС) [1–3] існує метод, який передбачає відтворення у феромагнетика (ФМ) магнітомеханічного резонансу (ММР) [3].

Для цього ФМ розміщують одночасно у зовнішньому постійному (поляризовуючому) та змінному магнітних полях (МП). При цьому стала складова МП повинна бути меншою за МП насичення ФМ. За таких умов внаслідок МС ФМ починає коливатися. Ці коливання викликають зміни у часі механічні напруження та подальшу зміну змінної складової намагніченості на їх частоті. Виявити такі зміни намагніченості можна, наприклад, спостерігаючи за змінами індуктивності котушки з поляризованим ФМ кільцевим осердям в околі частот його магнітомеханічних резонансів [4].

З іншого боку, для магнітооптичних кристалів (МОК), зокрема ітрієвого феро-гранату (ІФГ) $Y_3Fe_5O_{12}$, який є ферімагнетиком, для дослідження намагніченості широко використовують ефект Фарадея (ЕФ) [5, 6]. Проте для МОК, зазвичай, не враховують МС властивості досліджуваних зразків. Більше того, у роботі [5] висувається припущення про незначний внесок МС у процеси фотопружності, а про можливий вплив МС явищ на змінну намагніченість МОК за умов збудження в них ММР та можливість їх впливу на поворот площини поляризації електромагнітної хвилі (ЕМХ) за рахунок ЕФ не згадується взагалі.

Очевидно, що у випадку МОК при забезпеченні умов ММР, високочастотні механічні коливання кристала здатні відтворювати в останньому суттєві зміни механічні напруження. Як наслідок, вони приведуть до появи у МОК додаткової складової намагніченості та внутрішнього МП (ефект Віллари) на частотах прикладеного змінного МП, що можна зафіксувати за допомогою ЕФ. У випадку МОК використання ЕФ для вивчення змін намагніченості феро- та ферімагнітних МОК в умовах ММР дає нові можливості для визначення матеріальних констант МОК.

Мета даної роботи – на прикладі ІФГ продемонструвати, що врахування МС приводить до помітних змін амплітуди модуляції намагніченості МОК в околі частот його ММР і ці зміни можуть бути виміряні залежно від частоти змінної складової ЕФ. Крім того, в роботі запропоновано методику визначення деяких матеріальних констант МОК.

2. Математична модель

Розглянемо поширення лінійно поляризованої ЕМХ через МОК (позиція 1 на рис. 1), який розташований в котушці 2, виконаній у вигляді соленоїда довжиною $2L$. Крізь соленоїд пропускається постійний струм, який створює поздовжню компоненту \hat{H}_0 вектора напруженості сталого (поляризуючого) МП, напрямком якого збігається з напрямком поширення ЕМХ, і водночас змінний струм бажаної частоти ω , котрий додатково створює змінну складову зовнішнього МП \hat{H}^* так, що $|\hat{H}^*| \ll |\hat{H}_0|$.

Напрямок хвильового вектора ЕМХ та вісь легкого намагнічування МОК збігаються з віссю X_2 . Конструкція котушки дозволяє зразку здійснювати механічні коливання. Зразок має форму стрижня довжиною $2l$ та поперечним перетином у вигляді квадрата зі стороною b ($b \ll 2l$). Проміжок δ між боковою поверхнею МОК та витками котушки значно менший за b . Довжину l вибрано меншою за L настільки, щоб створюване струмом у соленоїді МП було однорідне в межах зразка.

ІФГ належить до кубічних кристалів, сингонія $m3m$ (O_h^{10} у символіці Шенфліса), тому тензор пружності має три відмінні від нуля лінійно незалежні компоненти, і за своїми пружними властивостями ІФГ є майже ізотропним [7].

МП \hat{H}_0 формує матрицю п'єзомагнітних констант, які у лінійному наближенні визначаються за формулою [8]:

$$m_{kij} = m_{2kij} \hat{H}_0, \quad (1)$$

де m_{pkij} – компонента тензора МС констант. При цьому

$$m_{pkij} = m_2 \delta_{pk} \delta_{ij} + \frac{m_1 - m_2}{2} (\delta_{pi} \delta_{kj} + \delta_{pj} \delta_{ki}), \quad (2)$$

де m_1 і m_2 – константи, що визначаються експериментально; δ_{ij} – символ Кронекера. З виразів (1) та (2) отримуємо таку матрицю п'єзомагнітних констант:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & m_{16} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{34} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \alpha \Leftrightarrow i, j,$$

де $m_{21} = m_{23} = m_2 \hat{H}_0$, $m_{22} = m_1 \hat{H}_0$, $m_{16} = m_{34} = \frac{m_1 - m_2}{2} \hat{H}_0$. Фізичний стан матеріалу стрижня визначається системою рівнянь [9]:

$$\sigma_{ij}^* = c_{ijkl} \varepsilon_{kl}^* - m_{kij} H_k^*,$$

$$B_n^* = m_{npq} \varepsilon_{pq}^* + \mu_{nm} \varepsilon H_m^*, \quad (3)$$

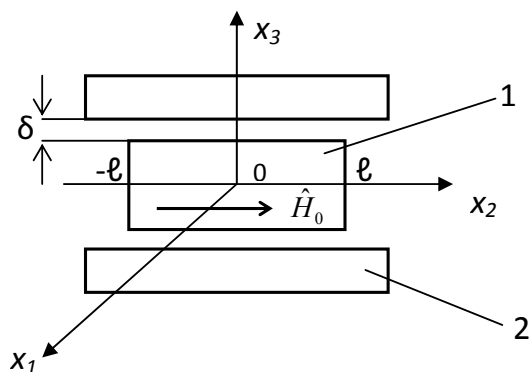


Рис. 1. Схема досліджуваної моделі

де σ_{ij}^* , ε_{kl}^* , H_k^* , B_n^* – амплітуди гармонічно змінних у часі компонент механічних напружень, деформацій, векторів напруженості та індукції МП; c_{ijkl} – компонента тензора модулів пружності розмагніченого МОК; μ_{nm}^e – компонента тензора магнітної проникності, у припущенні відсутності деформацій.

Припустимо, що компоненти вектора зміщення матеріальних частинок $\mathbf{u}(x_k, t)$ змінюються у часі за гармонічним законом, тобто $u_j(x_k, t) = u_j^*(x_k) e^{i\omega t}$, де $u_j^*(x_k)$ – амплітуда j -ї компоненти вектора зміщення. Величини σ_{ij}^* та u_j^* , поєднані першим рівнянням фізичного стану (3), мають відповідати другому закону Ньютона, або за відсутності зовнішніх сил описуватися рівнянням

$$\sigma_{ij,j}^* + \rho \omega^2 u_i^* = 0 \forall x_k \in V, \quad (4)$$

де ρ – густина, V – об'єм зразка. Компоненти механічних напружень σ_{ij}^* при відсутності контакту стрижня з іншими пружними тілами (наприклад, за соленоїдом) задовольняють граничні умови:

$$n_j \sigma_{ij}^* = 0 \forall x_k \in S, \quad (5)$$

де n_j – компонент зовнішньої нормалі до поверхні S , яка обмежує об'єм V . Врахуємо також, що вектор індукції змінного МП $\mathbf{B}^*(x_k)$ задовольняє умови відсутності магнітних зарядів:

$$\operatorname{div} \mathbf{B}^*(x_k) = 0 \forall x_k \in V. \quad (6)$$

За цих припущень відносно розподілу МП та механічних деформацій в об'ємі МОК знаходимо рівняння для амплітуд механічних напружень σ_{ij}^* :

$$\sigma_{11}^* = c_{11} \varepsilon_1^* + c_{12} \varepsilon_2^* + c_{13} \varepsilon_3^* - m_{21} H^*, \quad (7)$$

$$\sigma_{22}^* = c_{21} \varepsilon_1^* + c_{22} \varepsilon_2^* + c_{23} \varepsilon_3^* - m_{22} H^*, \quad (8)$$

$$\sigma_{33}^* = c_{31}\varepsilon_1^* + c_{32}\varepsilon_2^* + c_{33}\varepsilon_3^* - m_{23}^0 H^*, \quad (9)$$

$$\sigma_{32}^* = \sigma_{23}^* = c_{44}\varepsilon_4^*, \quad \sigma_{31}^* = \sigma_{13}^* = c_{55}\varepsilon_5^*,$$

$$\sigma_{12}^* = \sigma_{21}^* = c_{66}\varepsilon_6^*. \quad (10)$$

У виразах (7)–(10) символом H^* позначено напруженість ефективного сумарного внутрішнього МП, яка є сумою прикладеного змінного МП \hat{H}^* , та додаткового внеску у вигляді змінної з циркулярною частотою ω напруженості МП h^* , що створюється завдяки виникненню у поляризованому кристалі змінних механічних напружень [10].

Припустимо, що довжина пружної хвилі співмірна з довжиною стрижня. При цьому напруги та деформації є практично однорідними у площині поперечного перетину. Оскільки на боковій поверхні стрижня механічні напруження $\sigma_{11}^* = \sigma_{33}^* = 0$, можна вважати, що σ_{11}^* та σ_{33}^* дорівнюють нулю у всьому об'ємі. Тоді отримуємо

$$\varepsilon_1^* = \varepsilon_3^* = -\frac{c_{12}}{c_{11}^+ c_{12}} \varepsilon_2^* + \frac{m_{21}}{c_{11} + c_{12}} H^*, \quad (11)$$

$$\sigma_{22}^* = Y \varepsilon_2^* - \tilde{m}_{22} H^*, \quad (12)$$

де $Y = c_{22} - \frac{4c_{12}^2}{c_{11} + c_{12}}$ – модуль Юнга розмагніченого МОК у вигляді тонкого стрижня, $\tilde{m}_{22} = m_{22} - 2m_{21} \frac{c_{12}}{c_{11} + c_{12}}$ – п'єзомагнітна константа поляризованого МС матеріалу для одноосового напружено-деформованого стану. При визначенні Y та \tilde{m}_{22} було прийнято, що деформації зсуву $\varepsilon_4^* = \varepsilon_5^* = \varepsilon_6^* = 0$. Таким чином, тільки одна компонента тензора механічних напружень σ_{22}^* відрізняється від нуля, і граничну задачу (5), (6) запишемо так:

$$\frac{\partial \sigma_{22}^*}{\partial x_2} + \rho_\omega^2 u_2^* = 0 \forall x_2 \in [-l, l], \quad \sigma_{22}^* |_{x_2 = \pm l} = 0. \quad (13)$$

Із визначення компонент вектора магнітної індукції (3) випливає, що

$$B_1^* = B_3^* = 0, \quad B_2^* = \tilde{m}_{22} \varepsilon_2^* + \mu_{22}^\sigma H^*, \quad (14)$$

де μ_{22}^σ – магнітна проникність вздовж поля підмагнічування в режимі незалежності змінних у часі напруг від поперечних координат. Оскільки $\varepsilon_2^* = \partial u_2^* / \partial x_2$, рівняння (13) і (14) набувають вигляду

$$Y \frac{\partial^2 u_2^*}{\partial x_2^2} - \tilde{m}_{22} \left(\frac{\partial h^*}{\partial x_2} + \frac{\partial \hat{H}^*}{\partial x_2} \right) +$$

$$+ \rho_0 \omega^2 u_2^* = 0 \forall x_2 \in [-l, l], \quad (15)$$

$$\tilde{m}_{22} \frac{\partial^2 u_2^*}{\partial x_2^2} + \mu_2^\sigma \left(\frac{\partial h^*}{\partial x_2} + \frac{\partial \hat{H}^*}{\partial x_2} \right) = 0 \forall x_2 \in [-l, l], \quad (16)$$

Якщо довжина котушки суттєво перевищує довжину стрижня, то $\hat{H}^*(x_2) = \text{const}$, звідки рівняння (15) набуває вигляду

$$\frac{\partial^2 u_2^*}{\partial x_2^2} + \gamma^2 u_2^* = 0 \forall x_2 \in [-l, l], \quad (17)$$

де $\gamma^2 = \omega^2 \rho / Y^B = (\omega / v^B)^2$, v^B – швидкість звуку у намагніченому стрижні, $Y^B = Y^+ \Delta Y$ – модуль Юнга намагніченого стрижня;

$$\Delta Y = \tilde{m}_{22}^2 / (\mu_2^\sigma). \quad (18)$$

Вважаючи, що досліджуваний зразок повністю замикає на собі потік вектора магнітної індукції у порожнині котушки, $h^* \approx -\frac{\tilde{m}_{22}}{\mu_{22}^\sigma} \frac{\partial u_2^*}{\partial x_2}$. З урахуванням (12) розв'язок рівняння (17) дає вираз для амплітуди змінних у часі напружень у динамічно деформованому стрижні: $\sigma_{22}^*(x_2) = \tilde{m}_{22} \hat{H}^* \left(\frac{\cos \gamma x_2}{\cos \gamma l} - 1 \right)$. Деформації МОК приводять до змін поляризації ЕМХ. Тут можливі три основні механізми впливу, а саме: лінійне двопронезаломлення (фотопружний ефект), магнітне двопронезаломлення та ЕФ.

Дослідимо можливість прояву лінійного двопронезаломлення в межах поставленої задачі. ІФГ має у тензорі фотопружності p_{ij} три відмінні від нуля коефіцієнти: p_{11} , p_{12} , p_{44} .

Зміни поляризаційних коефіцієнтів δA_{ij} (де $A_{ij} = 1/n_{ij}^2$, n_{ij} – показники заломлення) при відносних деформаціях ε_{ij} мають вигляд [11]:

$$\delta A_{ij} = p_{ijkl} \varepsilon_{kl}. \quad (19)$$

З виразу (19) при урахуванні співвідношення (11) та відсутності зсувних деформацій знаходимо вирази для зміни оптичної індикатрисы A_{ij} :

$$\Delta A_{11} = \Delta A_{33} = (p_{11} + p_{12}) \varepsilon_1 + p_{12} \varepsilon_2. \quad (20)$$

Зі співвідношень (20) випливає, що лінійне двопронезаломлення відсутнє. За рахунок симетрії магнітооптичного тензора ρ_{ij} , який містить, як і тензор фотопружності, три незалежні та відмінні від нуля компоненти: ρ_{11} , ρ_{12} , ρ_{44} , можна аналогічно пояснити відсутність прояву магнітного двопронезаломлення. Тому інші внески у зміну поляризації ЕМХ при її поширенні у МОК треба шукати саме в ЕФ завдяки

появі додаткової змінної у часі складової намагніченості J_σ^* , що виникає за рахунок механічних напружень σ_{22}^* .

МП \hat{H}^* створює на виході МОК змінну у часі складову ЕФ з амплітудою $\hat{\varphi}^* = 2\hat{J}^*\alpha l$, де \hat{J}^* – амплітуда змінної складової намагніченості, яка визначається змінним у часі МП \hat{H}^* , α – коефіцієнт пропорційності між кутом повороту площини поляризації ЕМХ, нормованим на одиницю довжини МОК та його намагніченість. Амплітуда $\hat{\varphi}^*$ не залежить від наявності у МОК механічних напружень в умовах ММР, тому вважаємо $\hat{\varphi}^*$ незалежною від ω .

Якщо на МОК, який знаходиться у постійному поляризовуючому МП \hat{H}_0 , діють механічні напруження σ_{22}^* , то в останньому виникає додаткова складова змінної складової намагніченості [12] з амплітудою J_σ^* , яку можна характеризувати функцією $\Lambda = \frac{\partial J_\sigma^*}{\partial \sigma_{22}^*}$. В області намагніченості МОК, де зміни намагніченості внаслідок напруг відбуваються за рахунок повороту доменів, а саме, коли робоча точка по індукції поляризовуючого МП вибрана на рівні $B_2^0 = 0,58B_s$, де B_s – індукція насичення, функція Λ має максимум $\Lambda_m = 0,77\lambda_s J_s / K_1$ [13], де J_s та λ_s – намагніченість та МС насичення, K_1 – константа анізотропії МОК. Складова J_σ^* приводить до появи додаткової змінної складової у повороті площини поляризації ЕМХ на шляху dx_2 з амплітудою кута повороту $d\varphi_\sigma^* = \alpha \Lambda \sigma_{22}^* dx_2$. Амплітуда загальної змінної складової ЕФ на виході МОК φ^* в умовах ММР становить:

$$\varphi^* = \hat{\varphi}^* + \frac{2\alpha \Lambda \tilde{m}_{22} \hat{H}_2^*}{\gamma} (\text{tg}(\gamma l) - \gamma l). \quad (21)$$

Другий доданок у формулі (21) характеризує внесок в амплітуду загальної змінної складової ЕФ на виході МОК за рахунок появи додаткової змінної складової намагніченості J_σ^* при змінних у часі механічних напруженнях. Ця складова стає суттєвою лише на частотах в околі частот ММР. Із виразу (21) також випливає, що резонансні зміни в амплітуді φ^* мають відбуватися в околі частот f_0 , яким відповідає умова $\gamma_0 l = \pi/2 + n\pi$. При цьому самі частоти ($f = \omega/2\pi$) резонансів дорівнюють:

$$f_0 = 1/2l \sqrt{\frac{YB}{\rho_0}} (1/2 + n). \quad (22)$$

Важливим для запропонованої методики є питання врахування втрат енергії механічних коливань кристала. Добротність коливальної системи залежить від параметрів самого МОК (паралельність та шліфівка

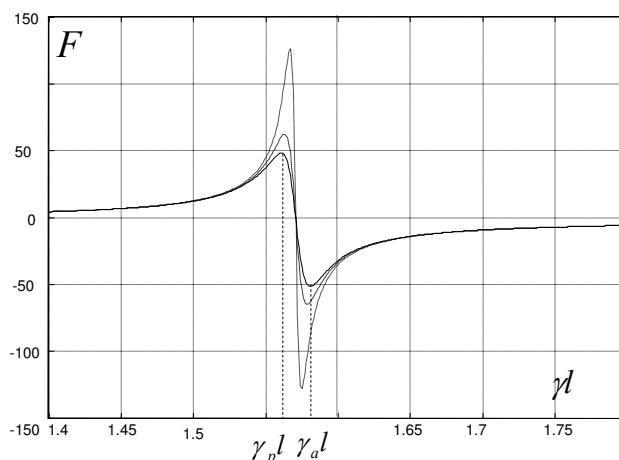


Рис. 2. Залежність дійсної частини функції F від γl для $Q = 50$ (—); 100 (---); 200 (- · - ·)

поверхонь, форма), від можливого розсіяння магнітоакустичної моди, що перетворюється у інші моди, притаманні зразку заданої форми і заданої обробки. Неможливо також повністю уникнути контакту зразка з котушкою. Наведені чинники можуть бути присутні у різній ступені і робити свій внесок у добротність зразка. Тому мова може йти лише про інтегральне врахування втрат енергії. Для цього всі перелічені втрати будемо розглядати як еквівалентні власним втратам самого МОК, а модуль Юнга Y приймемо комплексною величиною \dot{Y} [14] з певною ефективною добротністю Q , а саме:

$$\dot{Y} = Y(1 + i/Q), \quad (23)$$

де Y визначається згідно з коментарем до формули (12). На рис. 2 зображено розрахункову величину дійсної частини функції $F = \text{tg}(\gamma l) - \gamma l$ для декількох значень Q . При цьому γ взято у визначенні, наведеному після формули (17) з нехтуванням ΔY (18), а Y взято у вигляді (23). Для розрахунку використані такі значення для ІФГ: $Y = 138,8$ ГПа, $\rho = 5,17 \cdot 10^3$ кг/м³.

На графіку простежуються дві характерні частоти в околі резонансу $\gamma_p l$ та $\gamma_a l$. Різниця між ними і значення самої функції F на цих частотах визначаються добротністю Q .

3. Експериментальна установка та результати вимірювань

В експерименті використано МОК з ІФГ у вигляді прямокутного стрижня з розмірами: $2l = 15$ мм, $b = 4$ мм (рис. 3).

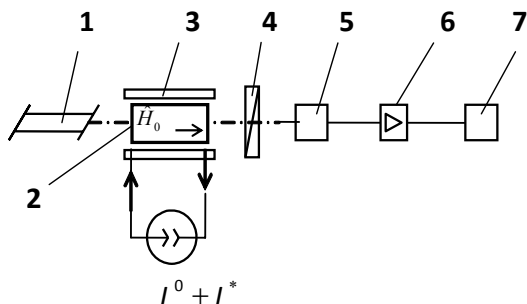


Рис. 3. Схема експериментальної установки: 1 – лазер (λ = 1,15 мкм); 2 – МОК; 3 – котушка; 4 – аналізатор; 5 – фотоприймач; 6 – селективний підсилювач (вольтметр); 7 – осцилограф. I⁰ та I* – постійний та змінний струми

Лінійно поляризоване випромінювання лазера проходить крізь МОК паралельно його осі легкого намагнічування. Котушку виготовлено у вигляді соленоїда, який містить N = 100 витків дроту ПЕВ-0,35, намотані щільно на тонкостінний каркасі з внутрішнім квадратним отвором 4,1×4,1 мм². Довжина котушки 2L = 35 мм. При розташуванні МОК посередині котушки розрахункова неоднорідність МП \hat{H}_0 та \hat{H}^* у області зразка становить 1,7%.

На виході аналізатора інтенсивність ЕМХ змінюється відповідно до закону Малюса. Азимут аналізатора налаштовується за максимумом першої гармоніки сигналу на виході фотоприймача. Значення МП \hat{H}_0 підбирається за умов досягнення максимуму змін в амплітуді φ^* у момент резонансу. За допомогою даної установки було досліджено залежність амплітуди відносного кута змінної складової повороту площини поляризації ЕМХ $\tilde{\varphi} = \varphi^*/\varphi_s^0$ від лінійної частоти f (рис. 4). При нормуванні амплітуди φ^* на величину амплітуди його змінної складової φ_s^0 вимір $\tilde{\varphi}$ відбувається на частотах, віддалених від частот ММР (для забезпечення умови $J_\sigma^* \ll \hat{J}^*$).

За частотою магнітомеханічного резонансу f₀ (точка перетину графіком функції $\tilde{\varphi}$ значення $\tilde{\varphi} = 1, 0$) визначаємо модуль Юнга: $Y^B = 16f_0^2 l^2 \rho$. П'єзомагнітну константу \tilde{m}_{22} з урахуванням (21) визначаємо як:

$$\tilde{m}_{22} = (\tilde{\varphi}(f_p) - 1) \frac{\hat{J}^* K_1 \gamma_p l}{0,77 J_s \lambda_s \hat{H}^* F(\gamma_p l)}. \quad (24)$$

Знаходження величини \tilde{m}_{22} за формулою (24) відбувається за такою методикою. За залежністю $\tilde{\varphi}(f)$ визначаємо резонансні частоти, на яких спостерігається максимум (f_p) та мінімум (f_a) амплітуди і за цими частотами за допомогою коментаря до формули (17) знаходимо відповідні значення параметрів $\gamma_p l$ та $\gamma_a l$, а за ними, по заздалегідь побудованому графіку,

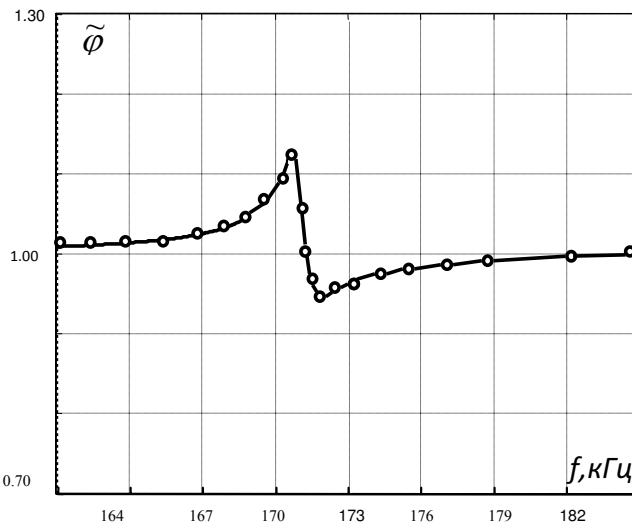


Рис. 4. Залежність амплітуди відносного кута змінної складової повороту площини поляризації від лінійної частоти

залежності $\gamma_{al} - \gamma_{pl}$ від Q, визначаємо добротність, а потім вираховуємо значення функції F(γ_{pl}). Співвідношення $\hat{J}^* J_s = \tilde{\varphi}^*/\varphi_s^0$ знаходимо за допомогою ЕФ. Намагніченість насичення J_s досягається при збільшенні МП \hat{H}_0 від нуля до рівня насичуючого. Сам момент насичення визначається за фактом припинення зростання сталої складової ЕФ, яка вимірюється і становить у цей момент значення φ_s^0 . Визначення $\tilde{\varphi}^*$ відбувається за результатами виміру амплітуди загальної змінної складової ЕФ φ^* . Для уникнення впливу складової намагніченості J_σ^{*} лінійна частота f для цього виміру вибирається нижчою за резонансну частоту f₀, на рівні f = (0,8 – 0,9) f₀ (при Q > 100) МП \hat{H}^* знаходимо за формулою $\hat{H}^* = 2LI^*/N$. За наших умов вимірювання співвідношення \hat{J}_1^*/J_s становить 0,039 ± 10%, f₀ = 171,2 кГц, $\hat{H}_2^* = 57$ А/м, $\gamma_{pl} = 1,565$, $\gamma_{al} = 1,580$, Q = 120, F(γ_{pl}) = 75. Було також використано табличні значення для ІФГ: $\lambda_s = -1,4 \cdot 10^{-6}$, K₁ = 6,2 · 10² Дж/м³.

Відповідно до результатів експерименту значення матеріальних констант зразка становлять: Y^B = 136,4 ГПа, $\tilde{m}_{22} = 1060T$, при МП $\hat{H}_0 = 0,5$ кА/м. Для порівняння теоретичне значення модуля Юнга згідно з коментарем до виразу (12) становить Y = 138,8 ГПа при використанні даних з роботи [9]: c₁₁ = 268 ГПа; c₁₂ = 110,6 ГПа; c₄₄ = 76,6 ГПа. Розходження теоретичного (Y) і експериментального (Y^B) значень модуля Юнга можна пояснити двома факторами. По-перше, складова ΔY має приводити до збільшення модуля Юнга. За відсутності значення μ_2^σ , для оцінки ΔY , покладемо значення μ_2^σ рівне початковій магні-

тній проникності ІФГ: $\mu_2^g \approx 4\pi \cdot 10^{-5}$ Гн/м [16], тоді згідно з (18) ΔY матиме значення 8,9 ГПа, що становить 6,4% від Y . По-друге, це відхилення в експерименті від моделі тонкого стрижня, оскільки замість потрібних $2l \gg b$ ми маємо лише $2l = 3,75b$. В межах моделі тонкого стрижня внесок цього чинника на швидкість пружної хвилі визначити неможливо. Обидва фактори одночасно впливають на значення частоти f_0 , тому можна сказати, що отримане експериментальне значення Y^B лише наближається до реального значення модуля Юнга тонкого намагніченого стрижня.

При використанні запропонованої методики вимоги до механічної добротності МОК як коливальної системи не є особливо критичними. Це пояснюється тим, що МОК повинен мати високу оптичну однорідність та оптичну якість обробки робочих граней. Тому вимоги до акустичної якості зразка виконуються майже автоматично. Можливі розбіжності у добротності різних зразків МОК під час експерименту приведуть до змін максимуму функції $F(\gamma_p l)$, що потребує відповідної зміни амплітуди поля \hat{H}^* . Таким чином, у формулі (24) опосередковано враховані можливі розбіжності добротності зразка.

Як видно з рис. 4, в околі частот ММР у МОК виникають зміни (до 15%) амплітуди змінної складової ЕФ, які зумовлені зміною змінної складової намагніченості. Зазначимо, що при створенні датчиків механічних напружень на ефекті Вілларі однією з головних вимог до матеріалу чутливого елемента датчика є його спроможність змінювати намагніченість при створенні в зразку механічних напружень. В експериментах [10, 15], присвячених дослідженню нових матеріалів, за рахунок деформацій досягнуто відносних змін індукції МП у зразках на рівні 7–26%. Тому у нашому випадку зміни в змінній складовій намагніченості при пружних деформаціях МОК в умовах ММР на рівні 15% та можливість виявлення цих змін за допомогою ЕФ можна вважати задовільним результатом.

4. Висновки

Результати теоретичних досліджень показали, що МС ефекти, які виникають у феро- та ферімагнітних МОК, вміщених у сталі підмагнічуюче та додаткове змінне МП, приводять до додаткових внесків у змінну складову намагніченості МОК в околі частот ММР. Ці внески можуть бути виявлені за допомогою ЕФ. Результати експериментальних до-

сліджень з використанням МОК з ІФГ підтвердили обґрунтованість запропонованої математичної моделі. Зафіксовано додаткові (до 15%) зміни амплітуди змінної складової ЕФ за рахунок МС в умовах ММР. Одержано чисельні значення модуля Юнга та п'єзомагнітної константи ІФГ. Отримані результати можуть бути використані при визначенні матеріальних констант феро- та ферімагнітних МОК, при побудові модуляторів на основі ЕФ та датчиків механічних напружень.

1. Г.И. Дьяконов, В.А. Югов, Изв. АН СССР. Сер. физ. **3**, 424 (1959).
2. В.Е. Кузнецов, В.У. Усатов, Приборы и техника эксперим. **3**, 157 (1962).
3. І.В. Лінчевський, О.М. Петрищев, В.О. Трохимець, УФЖ **55**, 947 (2010).
4. І.В. Лінчевський, О.М. Петрищев, О.П. Трохимець, Наукові вісті НТУУ "КПІ" **4**, 139 (2010).
5. Г.А. Смоленский, Р.В. Писарев, И.Г. Синий, УФН **116**, 231 (1975).
6. Б.Ю. Соколов, ЖТФ **5**, 56 (2006).
7. G. Racah, Rend. Acad. Linc. **17**, 386 (1933).
8. К.Б. Власов, ФММ **3**, 551 (1956).
9. А.М. Прохоров, Г.А. Смоленский, А.Н. Агеев, УФН **143**, 33, (1984).
10. R. Szewczyk, A. Bienkowski, and R. Kolano, Cryst. Res. Technol. **38**, 320 (2003).
11. Т. Нарасимхамурти, *Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов* (Мир, Москва, 1984).
12. Г.С. Кринчик, *Физика магнитных явлений* (Изд-во МГУ, Москва, 1985).
13. Р.М. Бозорт, *Ферромагнетизм* (Изд-во иностр. лит., Москва, 1956).
14. А.А. Бондаренко, Г.В. Куценко, А.Ф. Улитко, Прикладная механика **16**, 84 (1980).
15. K. Oppermann and B.G. Zagar, XIX IMEKO World Congress on Fundamental and Applied Metrology, Lisbon, Portugal, **9**, 6 (2009).
16. *Таблицы физических величин*, под ред. И.К. Кикоина (Атомиздат, Москва, 1976).

Одержано 28.09.10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНЫХ
КОНСТАНТ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ
КРИСТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ
ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В УСЛОВИЯХ
МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

И.В. Линчевский, О.Н. Петрищев

Р е з ю м е

Теоретически обосновано и на примере иттриевого феррит-граната экспериментально доказано, что в ферро- и ферримагнитных кристаллах, помещенных в постоянное подмагничивающее и дополнительное переменное магнитное поле, за счет магнитоstrictionных явлений в последних возникают дополнительные изменения в переменной составляющей намагниченности кристалла в области частот переменного поля, близких к резонансным частотам собственных магнито механических колебаний кристалла. Показано, что эти изменения могут быть выявлены путем измерения переменной составляющей поворота плоскости поляризации света, который проходит через кристалл. Предложена методика определения материальных констант кристалла.

DETERMINATION OF MATERIAL CONSTANTS
OF MAGNETO-OPTICAL CRYSTALS
USING THE FARADAY EFFECT
UNDER MAGNETO-MECHANICAL
RESONANCE CONDITIONS

I.V. Linchevskiy, O.N. Petrishev

National Technical University, "Kyiv. Polytekh. Inst." of Ukraine,
Physico-Mathematical Faculty
(37, Peremogy Prosp., Kyiv, 03056, Ukraine;
e-mail: igorvl2009@gmail.com)

S u m m a r y

It is theoretically substantiated and experimentally proven by the example of yttrium garnet ferrite that, in ferro- and ferrimagnetic crystals subjected to a constant bias and an additional alternating magnetic fields, magnetostriction phenomena result in additional changes of the variable magnetization component in a vicinity of the alternating-field frequencies close to the resonance frequencies of natural magneto-mechanical oscillations of the crystal. It is shown that these changes can be revealed by measuring the variable component of a turn of the polarization plane of light that passes through the crystal. A technique for the determination of the material constants of a crystal is proposed.