

С.Б. Убізський¹, Л.П. Павлик¹, І.І. Сиворотка²
¹Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра напівпровідникової електроніки,
²Науково-виробниче підприємство “Карат”

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕФЕКТИВНОСТІ МАГНІТООПТИЧНОЇ ВІЗУАЛІЗАЦІЇ ПРОСТОРОВИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ МАГНІТНОГО ПОЛЯ МЕТОДОМ ІНДИКАТОРНОЇ ПЛІВКИ

ã Убізський С.Б., Павлик Л.П., Сиворотка І.І. 2009

Ubizskii S.B., Pavlyk L.P., Syvorotka I.I.

PERFORMANCE CHARACTERISTICS OF MAGNETO-OPTIC VISUALIZATION OF THE SPATIALLY IRREGULAR MAGNETIC FIELD BY MEANS OF INDICATOR FILM METHOD

ã Ubizskii S.B., Pavlyk L.P., Syvorotka I.I. 2009

У роботі з точки зору перехідної характеристики перетворення проаналізована ефективність магнітооптичної візуалізації (МОВ) просторово-неоднорідних магнітних полів розсіяння методом індикаторної плівки з площинною намагніченістю, зокрема чутливість, лінійність перетворення, польова та просторова роздільна здатність. Розглядаються два режими реалізації МОВ – традиційний режим максимального оптичного контрасту та режим максимальної чутливості. Показано, що саме другий режим разом з вторинним обробленням отриманих зображень доцільно використовувати з погляду отримання кількісної інформації про параметри розподілу магнітних неоднорідностей на поверхні об'єкта дослідження.

The performance of the magneto-optic visualization (MOV) spatially irregular magnetic leakage fields by means of indicator film with in-plane magnetization is analyzed on the base of transducer characteristic, namely sensitivity, transducing linearity, field and spatial resolution. Two MOV modes are considered: the traditional one of maximum optical contrast and the maximum sensitivity one. It is shown that exactly the second mode accompanied with the secondary image processing is purposeful to use for quantitative information obtaining about the distribution parameters of magnetic irregularities on the inspection subject surface.

Вступ

Магнітооптична візуалізація (МОВ) як метод спостереження магнітних неоднорідностей за допомогою створення оптичного контрасту так званою індикаторною плівкою (ІП), відомий також як метод магнітооптичної ІП, використовується вже більше тридцяти років [1–3]. Вона знайшла широке застосування у неруйнівному контролі та дефектоскопії різноманітних магнітних та електропровідних матеріалів [4–7], дослідженні надпровідників [8–10], різноманітних матеріалів з магнітним упорядкуванням [11–19], у практиці криміналістичної експертизи [20–21] тощо, передусім завдяки можливості *in-situ* дослідження у реальному часі в широкому інтервалі температур [6, 8–10, 14].

Як правило, під час візуального спостереження неоднорідностей магнітного поля намагаються отримати зображення з найвищим оптичним контрастом, яке реєструється для

документування та аналізу. Інтерпретація спостережуваних чи зареєстрованих у таких умовах зображень МОВ відбувається здебільшого якісно з врахуванням апріорних відомостей про об'єкт візуалізації та властивостей індикаторної плівки. Такий підхід є виправданим під час спостереження самого факту наявності просторових неоднорідностей магнітного поля або їхніх топологічних особливостей як, наприклад, при проникненні магнітного поля у надпровідник, що обумовлено станом надпровідника, його формою чи його структурною недосконалістю [8–10]. Окрім спостереження зображень МОВ в умовах найвищого оптичного контрасту, в деяких роботах (див. [4–5]) був застосований режим найвищої чутливості інтенсивності зображення до змін магнітного поля. Отримання кількісної інформації із зареєстрованих зображень істотно розширюють можливості методу МОВ, що продемонстровано у кількох роботах (див. напр. [10]), де як III використовували епітаксійні плівки ферогранатів з напрямком спонтанної намагніченості у площині плівки та відзначені їхні переваги [18, 19]. Однак дослідження метрологічних характеристик МОВ як засобу вимірювального перетворення не проводилося, як і порівняння двох режимів МОВ з точки зору можливості отримання кількісної інформації про просторовий розподіл поля розсіяння від об'єкта дослідження.

Мета роботи – проаналізувати умови та характеристики ефективності МОВ з точки зору можливості отримання кількісної інформації про просторово неоднорідні магнітні поля. У першому розділі побудовано модель оптичного відгуку III. Наступні розділи присвячені аналізу двох режимів МОВ – традиційному режиму максимального оптичного контрасту та режиму максимальної чутливості. В останньому розділі обидва режими аналізуються та порівнюються з точки зору оптичної ефективності, чутливості, роздільної здатності.

Модель оптичного відгуку в системі МОВ

Принцип МОВ за допомогою індикаторної плівки пояснює схема на рис. 1. Світло від джерела 1 через коліматор проходить паралельним пучком через поляризатор 2, змінює напрямок при відбиванні від напівпрозорого дзеркала 3, двічі проходить через активне середовище III 4, відбившись від її дзеркала, і далі через напівпрозоре дзеркало 3 і аналізатор 5 потрапляє у пристрій реєстрації зображення 6, яким є окуляр мікроскопа (за візуального спостереження) або ПЗЗ камера. Просторово неоднорідні поля розсіяння від об'єкта візуалізації 7 створюють у магнітом'якому шарі III 4 неоднорідний стан намагніченості. Зображення у вигляді просторового розподілу інтенсивності світла, що потрапляє на пристрій реєстрації 6, утворюється під час проходження світла через

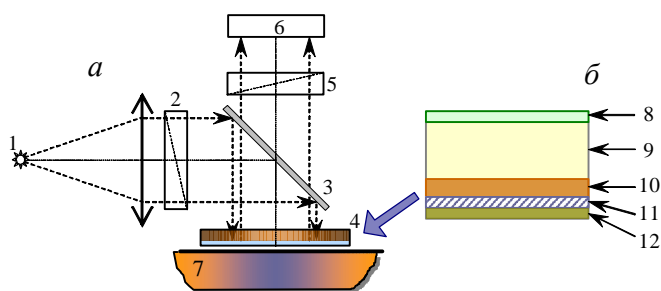


Рис. 1. Схема магнітооптичної візуалізації магнітних неоднорідностей (а):

- 1 – джерело світла; 2 – поляризатор; 3 – напівпрозоре дзеркало; 4 – індикаторна плівка; 5 – аналізатор;
6 – пристрій реєстрації; 7 – досліджувана поверхня;
та структура III (б): 8 – антивідбивне покриття;
9 – прозора підкладка; 10 – індикаторний шар (плівка ферогранату); 11 – дзеркало; 12 – захисне покриття

неоднорідно намагнічену у зовнішньому полі III за рахунок магнітооптичного ефекту Фарадея, що полягає у повороті площини лінійно поляризованого світла на кут, пропорційний до складової намагніченості вздовж напрямку розповсюдження світла та товщини активного шару. Структуру індикаторної плівки показано на рис. 1, б.

Значення інтенсивності світла, яке пройшло через поляризатор, магнітооптично активне середовище (III) та аналізатор, визначається значенням ефекту Фарадея у локальній ділянці індикаторного шару і для схеми на рис. 1, а за законом Малюса [22, 23] може бути виражена:

$$I(x, y) = cI_0 \exp(-\alpha 2h) [(1-p) \cos^2(\beta + 2\varphi(x, y)) + p], \quad (1)$$

де x та y – координати в площині ІІІ; I_0 – інтенсивність світла джерела 1; h – товщина індикаторного шару 10; α та $\varphi(x, y)$ – показник оптичного поглинання та кут повороту площини поляризації світла в ІІІ відповідно; β – кут розвороту азимутів поляризації світла поляризатора 2 і аналізатора 5.

Коефіцієнт “2” перед значенням товщини h у показнику експоненти та перед значенням φ показує, що світло двічі проходить через товщину ІІІ. Коефіцієнт c враховує інші загальні втрати в оптичній системі (наприклад, втрати на відбивання), а параметр p , що є відношенням коефіцієнтів оптичного пропускання системи поляризатор-аналізатор у схрещеному та паралельному положенні їхніх азимутів поляризації, характеризує якість поляризаторів, що використовуються (за високої якості поляризатора параметр p є малим). Кут $\varphi(x, y)$ визначається середнім по товщині ІІІ значенням нормальної компоненти намагніченості $M_{\perp}(x, y)$ у відповідній ділянці ІІІ:

$$\varphi(x, y) = \frac{M_{\perp}(x, y)}{M_s} \varphi_s = \frac{M_{\perp}(x, y)}{M_s} \Phi h, \quad (2)$$

де M_s – намагніченість насичення плівки; $\varphi_s = \Phi h$ – кут фарадеевого повороту в ІІІ в намагніченому до насичення в перпендикулярному напрямку стані; Φ – питома фарадеева обертання в матеріалі ІІІ.

Отже, при МОВ візуально спостерігається не розподіл магнітного поля розсіяння від об’єкта візуалізації, а картина просторового розподілу намагніченості в ІІІ, який знаходиться у

неоднорідному полі розсіяння об’єкта дослідження. Для ІІІ з напрямком спонтанної намагніченості, що лежить чітко у її площині, крива намагнічування у перпендикулярному напрямку має особливо простий вигляд [24], зображений на рис. 2. Намагнічування такої плівки у перпендикулярному напрямку відбувається за рахунок повороту вектора намагніченості плівки від напрямку спонтанної намагніченості у площині плівки до напрямку поля (перпендикулярного до ІІІ), причому в інтервалі між від’ємним та додатним значенням поля насичення ІІІ намагнічування відбувається лінійно:

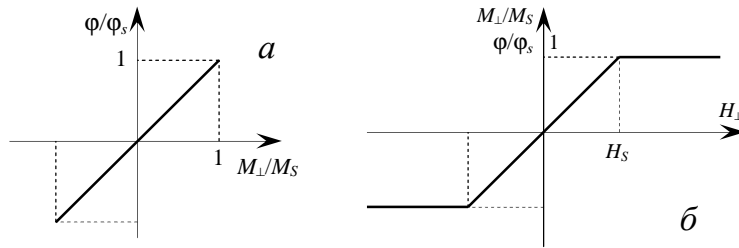


Рис. 2. Залежність відносного кута фарадеевого повороту j/j_s від відносної намагніченості індикаторної плівки вздовж нормалі до неї M_{\perp}/M_s (а) та типова залежність M_{\perp}/M_s у магнітній плівці з площинною намагніченістю від магнітного поля, прикладеного в напрямку нормалі (б)

$$\frac{M_{\perp}(x, y)}{M_s} = \frac{H_{\perp}(x, y)}{H_s}. \quad (3)$$

За певних умов це приводить до того, що розподіл значень нормальної компоненти поля розсіяння об’єкта дослідження створює просторовий розподіл інтенсивності в оптичному зображенні МОВ, тобто градації яскравості зображення. Кут фарадеевого повороту площини поляризації світла, що проходить через товщу ІІІ вздовж його нормалі, буде

$$\varphi(x, y) = \int_0^h \frac{M_{\perp}(x, y, z)}{M_s} \Phi dz = \frac{M_{\perp}(x, y)}{M_s} \Phi h, \quad (4)$$

де $M_{\perp}(x, y, z)$ – локальне значення нормальної компоненти намагніченості ІІІ, а $M_{\perp}(x, y)$ – його усереднене значення по товщині.

Очевидно, що чим тоншим є індикаторний шар і чим ближче він знаходиться до поверхні джерела поля розсіяння, тим більше розподіл $M_{\perp}(x, y)$ відповідає розподілу $H_{\perp}(x, y)$ на поверхні.

Не аналізуючи у цій роботі проблему взаємозв'язку між конфігурацією полів розсіяння $H_{\perp}(x, y)$ на поверхні об'єкта дослідження та розподілом локальної намагніченості $M(x, y, z)$ в ІІ, зосередимось на можливості отримання кількісної інформації про середні значення $M_{\perp}(x, y)$ з розподілу яскравості у зображенні МОВ.

Для подальшого аналізу та розрахунку характеристик ефективності системи МОВ потрібно задати властивості ІІ. Ми використаємо для розрахунку властивості ІІ на основі епітаксійної структури ферогранату номінального складу $\text{Lu}_{1.51}\text{Pr}_{0.56}\text{Bi}_{0.93}\text{Fe}_{4.1}\text{Al}_{0.9}\text{O}_{12}$ (надалі LPBFA), яка була отримана та досліджена раніше у [25].

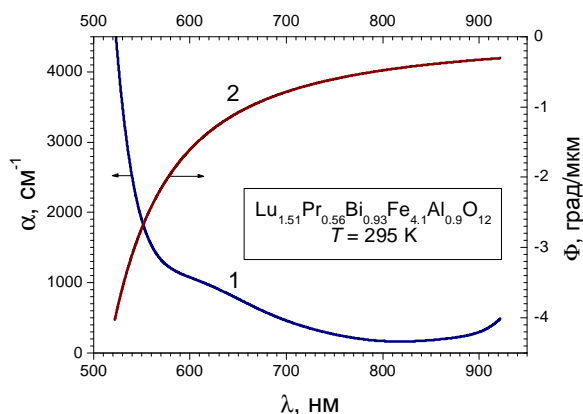


Рис. 3. Спектральні залежності показника оптичного поглинання (1) та питомого фарадеевого обертання площини поляризації лінійно поляризованого світла (2) індикаторної плівки LPBFA [25]

Спектри оптичного поглинання та питомого фарадеевого обертання плівки цього складу показано на рис. 3, а їх характер є достатньо типовим для Ві-активованих ферогранатів для магнітооптичних застосувань.

МОВ у режимі максимального контрасту

Режим максимального контрасту (МК) при МОВ – типовий режим спостереження магнітних неоднорідностей, викликаних варіаціями локальних значень нормальної компоненти намагніченості $M_{\perp}(x, y)$. Нехай максимальна зміна значень $M_{\perp}(x, y)$ в зображенні відповідає величині $\Delta M = M_2 - M_1$, яка, своєю чергою, викликає максимальну зміну

кута фарадеевого повороту в різних ділянках індикаторної плівки $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$.

Залежності інтенсивності світла в ділянках зображення з кутами фарадеевого повороту ϕ_1 та ϕ_2 від кута розвороту азимутів поляризації поляризатора та аналізатора, розраховані за (1), показано на рис. 4. Інтенсивність змінюється в межах від значення $I_0 T p / (1 - p)$ до $I_0 T$, де величина T має зміст коефіцієнта оптичного пропускання системи МОВ за паралельної орієнтації напрямків поляризації поляризатора і аналізатора та відсутності фарадеевого повертання в ІІ ($M_{\perp} = 0$): $T = c \exp(-2\alpha h)(1 - p)$.

Оптичний контраст між інтенсивностями з максимально відмінними кутами фарадеевого повороту залежно від кута β визначається відношенням

$$C(\beta) = \frac{I_{\max}(\beta)}{I_{\min}(\beta)} = \frac{(1 - p) \cos^2(\beta + 2\phi_i) + p}{(1 - p) \cos^2(\beta + 2\phi_j) + p}, \quad (5)$$

де індекс i відповідає 1 або 2, а індекс j , – навпаки, 2 або 1, залежно від того, яка інтенсивність є більшою. З рис. 4 зрозуміло, що максимального контрасту в зображенні можна досягнути у двох різних положеннях з $\beta_i = -\pi/2 - 2\phi_i$, і ще двох, ідентичних до них, за зсуву β на π : $\beta_i = \pi/2 - 2\phi_i$. Ці положення (положення МК) відповідають мінімальній інтенсивності світла у точках зображення з крайніми значеннями кута фарадеевого повороту, а кутова відстань між положеннями МК $\Delta\beta = 2\Delta\phi$. Максимальне значення оптичного контрасту при цьому досягає значення:

$$C_{MC} = ((1 - p) \sin^2(2\Delta\phi) + p) / p. \quad (6)$$

Якщо значення $2\Delta\phi$ є невеликим ($\ll \pi/2$), а параметр p малий ($\ll 1$), то максимальне значення контрасту можна оцінити за виразом $C_{MC} \approx 4\Delta\phi^2 / p$. Врахувавши (4), зрозуміло, що

максимальний контраст пропорційний до квадрата товщини, квадрата питомого фарадеевого повороту індикаторної плівки та обернено пропорційний до p . У положеннях МК, тобто, коли кут β зафіксований ($\beta_i = \pi/2 - 2\varphi_i$), залежність інтенсивності світла в ділянках зображення матиме вигляд:

$$I_i(x, y) = I_0 \exp(-2ah) \left((1-p) \sin^2(2(j_i - j(x, y))) + p \right) = I_0 \exp(-2ah) \left((1-p) \sin^2(2S_j(M_i - M_{\perp}(x, y))) + p \right), \quad (7)$$

де індекси i відповідають різним положенням $\beta_i = \pi/2 - 2\varphi_i$, а $S_{\varphi} = \Phi h/M_S$ як відношення кута фарадеевого повороту до нормальної компоненти намагніченості в діапазоні МОВ має зміст магнітооптичної чутливості індикаторної плівки. При цьому у положеннях МК монотонній зміні намагніченості в межах $\Delta M = M_2 - M_1$ відповідає монотонна зміна локальної інтенсивності зображення.

Для спрощення аналізу припустимо, що інтервал $\Delta\varphi$ відповідає симетричній зміні фарадеевого кута в індикаторній плівці в межах від $-\gamma$ та $+\gamma$ ($\Delta\varphi = 2\gamma$). Якщо інтервал зміни кута фарадеевого повороту в індикаторній плівці є несиметричним стосовно нуля, наприклад від $\varphi_1(M_1)$ до $\varphi_2(M_2)$, то він може бути перетворений у симетричний інтервал стосовно середнього значення $\phi = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$, однак очевидно, що зміщення інтервалу $\Delta\varphi$ по шкалі кутів на кут ϕ однозначно пов'язане з відповідним зміщенням інтервалу ΔM по шкалі нормальної компоненти намагніченості на величину $M_{\phi} = (M_1 + M_2)/2$. Тому зроблене припущення про симетричність інтервалу $\Delta\varphi$ стосовно нуля не обмежує загальності подальшого розгляду. Вважатимемо надалі, що значення $\pm\gamma$ визначають положення МК.

Залежність локального значення інтенсивності зображення від локального значення кута фарадеевого повороту має таку саму форму, як і залежність від β на рис. 4. На рис. 5 показано залежності $I(\varphi(x, y))$ для двох положень МК з $\beta_{\pm} = \pi/2 \pm 2\gamma$, що відповідають інтервалу зміни нормальної компоненти намагніченості ΔM , що візуалізується. Ці залежності є одночасно залежностями $I(M_{\perp}(x, y))$ і по суті є перехідними характеристиками МОВ перетворювача вхідної величини $M_{\perp}(x, y)$ у вихідну величину $I(x, y)$. Обидві залежності, позначені на рис. 5 кривими 1 і 2, є симетричними, а зображення МОВ, отримане в одному з положень МК, є негативним по відношенню до отриманого в іншому положенні МК. У випадку, коли $\gamma = \varphi_s$ усі стани локальної намагніченості $M_{\perp}(x, y)$ в межах від $-M_S$ до $+M_S$ можуть бути правильно візуалізовані як монотонна зміна інтенсивності. Якщо ж кут $\varphi(x, y)$ в індикаторній плівці змінюється у вузьких межах, то для тих самих положень $\beta_{\pm} = \pi/2 \pm 2\varphi_s$ це приведе лише до звуження інтервалу змін інтенсивностей зображення, але перехідні характеристики на рис. 5 не зміняться. З іншого боку, положення МК $\beta_{\pm} = \pi/2 \pm 2\gamma$ можуть бути отримані не лише для граничних значень зміни кута φ , але для будь-яких значень $\gamma < \varphi \leq \varphi_s$, у тому числі і для інтервалу змін кута $2\gamma < \Delta\varphi$. Однак

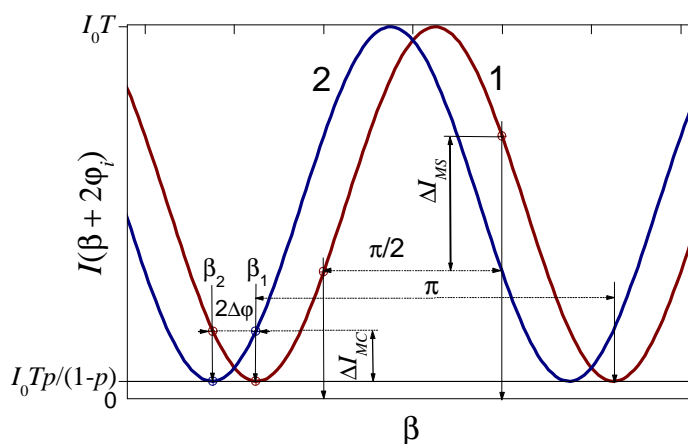


Рис. 4. Залежності $I(\beta + 2j_1)$ (1) та $I(\beta + 2j_2)$ (2) від кута розвороту β між азимутами поляризатора та аналізатора. Пояснення позначень див. у тексті

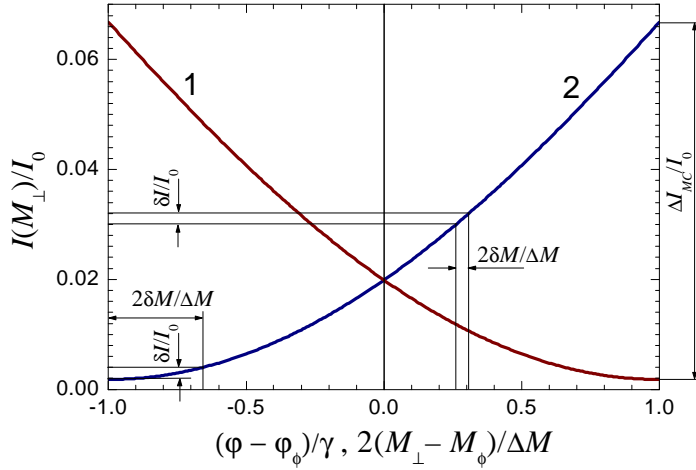


Рис. 5. Залежності відносної інтенсивності світла, зареєстрованої в режимі МК для кутів $b = p/2 + 2g(1)$ та $b = p/2 - 2g(2)$ від відносного кута фарадеєвого повороту або $\Delta M/M_s$. Розрахунки проведені для параметрів $p = 0.01$, $g = j_s$ та характеристик ІП LPBFA [25] на довжині хвилі 532 нм, що має оптимальну товщину $h_{MC} = 2.65$ мкм

коли зміни інтенсивності світла в усьому діапазоні зміни намагніченості ΔM є максимальними ΔI_{MC} . Це еквівалентно максимізації оптичної ефективності МОВ у режимі МК, яка визначається:

$$\eta_{MC} = \frac{\Delta I_{MC}}{I_0} = T \sin^2(2\Delta\phi). \quad (8)$$

Якщо візуалізується діапазон намагніченостей ΔM , то очевидно, що максимальна оптична ефективність в режимі МК досягатиметься за деякого значення товщини ІП:

$$h_{MC} \left(\frac{\Delta M}{M_s} \right) = \frac{\arctan \left(\frac{2\Phi \Delta M}{\alpha M_s} \right)}{2\Phi \cdot \Delta M / M_s}. \quad (9)$$

Для максимально можливого $\Delta M = 2M_s$ оптимальна товщина в режимі МК визначається

$$h_{MC} = \frac{\arctan(4\Phi/\alpha)}{4\Phi}, \quad (10)$$

що відрізняється від оптимальної товщини, яка забезпечує максимальну оптичну ефективність інших магнітооптичних пристроїв [23].

Головною особливістю перехідної характеристики МОВ у режимі МК є її нелінійність. Це означає, що чутливість МОВ перетворення до магнітного поля залежить від значення поля:

$$S_{MC}(M_{\perp}) = 2I_0 T S_{\phi} \sin(4S_{\phi}(M_i - M_{\perp})) \approx 8I_0 T S_{\phi}^2 (M_i - M_{\perp}), \quad (11)$$

з чого видно, що чутливість МОВ до нормальної компоненти намагніченості прямує до нуля в ділянках зображення з мінімальною інтенсивністю, і навпаки, є максимальною в ділянках з максимальною інтенсивністю. Оскільки значення M_i у шкалі намагніченостей відповідає краю інтервалу візуалізованих полів, а з іншого боку, йому відповідає одне з кутових положень МК, то з (11) випливає, що для досягнення найвищої чутливості МОВ у режимі МК ділянка зображення МОВ, що являє найбільший інтерес, повинна бути в інтервалі найбільших інтенсивностей. Це може бути зроблено у тому числі і зі зсувом інтервалу $\Delta\beta$ по кутовій шкалі. Середня по усьому діапазону візуалізації чутливість перетворення в режимі МК визначатиметься виразом

монотонна зміна намагніченості відповідатиме монотонній зміні інтенсивності лише у межах інтервалу кутів фарадеєвого обертання 2γ . Інтенсивність зображення в ділянках з $\phi > \gamma$ зростатиме так само, як і в $\phi < \gamma$. Тому правильно інтерпретувати візуалізований розподіл намагніченості індикаторної плівки за інтенсивністю зображення МОВ можна лише в межах інтервалу, що відповідає інтервалу зміни кута фарадеєвого повороту в індикаторній плівці 2γ .

Для підвищення чутливості та точності визначення локальної компоненти намагніченості індикаторного шару за локальним значенням інтенсивності зображення бажано створити умови,

$$\overline{S_{MC}} = \frac{\Delta I_{MC}}{\Delta M} = I_0 T \frac{\sin^2(2\Delta\phi)}{\Delta M} \approx 4I_0 T S_\phi^2 \Delta M, \quad (12)$$

з чого випливає, що середня чутливість є тим більшою, чим ширший інтервал намагніченостей візуалізується.

З іншого боку, за обмеженої роздільної здатності фотометричної реєстрації зображення це спричиняє різну роздільну здатність визначення нормальної компоненти намагніченості за значеннями зареєстрованої інтенсивності. На рис. 5 для двох різних ділянок перехідної характеристики показано, як однакова відносна похибка визначення інтенсивності світла $\delta I/I_0$ спричиняє різну відносну похибку визначення намагніченості $\delta M/\Delta M$. Максимальна похибка МОВ перетворення у режимі МК існує в ділянках зображення з найменшою інтенсивністю, тобто у протилежних частинах залежностей 1 і 2 на рис. 5. Характер спотворення зображення демонструють змодельовані зображення на рис. 6 для умов, коли динамічний діапазон реєстрації інтенсивності світла відповідає I_0 . З порівняння зображень *a* та *б* помітно спотворення лінійності розподілу, а в зображенні *в*, що моделює умови реєстрації з обмеженою роздільною здатністю ($\delta I/I_0 = 2^{-8}$), можна побачити зміну роздільної здатності зі зміною нормальної компоненти намагніченості індикаторного шару.

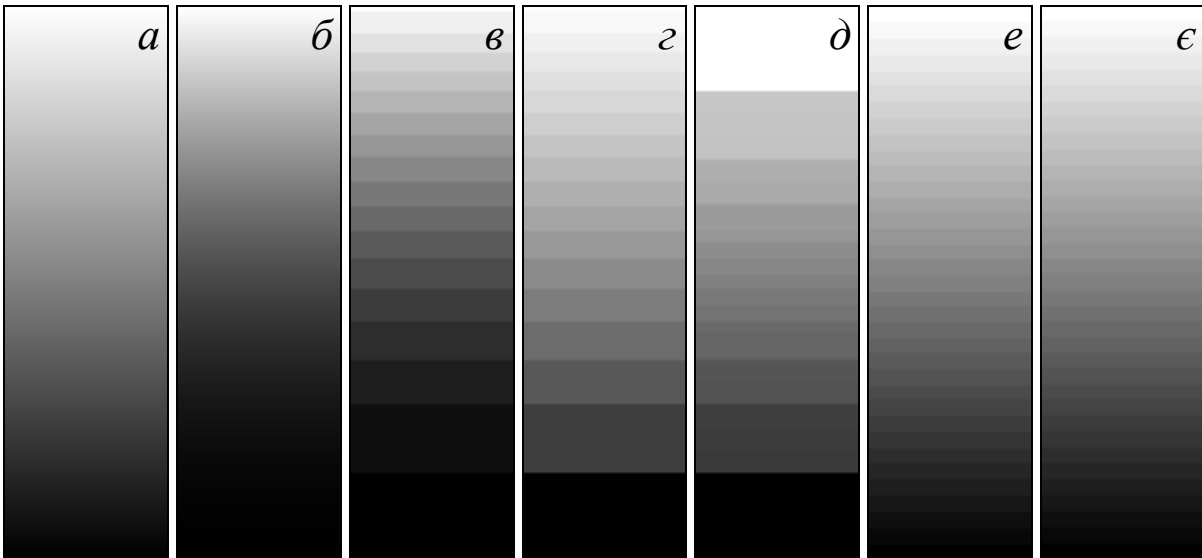


Рис. 6. Змодельовані зображення, що відповідають лінійному розподілу намагніченості в інтервалі $[-M_S, +M_S]$ вздовж вертикалі:

a – неспотворене зображення; *б* – зображення, що точно відповідає перехідній характеристиці МОВ у режимі МК, зображеній на рис. 5; *в* – таке саме зображення, зареєстроване ПЗЗ камерою з 8-бітним кодуванням інтенсивності; *г* – зображення (*в*) після лінеаризації за (15); *д* – зображення (*в*) після лінеаризації за методом двох положень згідно з (16); *е* – зображення МОВ, зареєстроване ПЗЗ камерою у режимі максимальної чутливості з 8-бітним кодуванням інтенсивності; *є* – аналогічне зображення після вторинного оброблення за методом двох положень згідно з (25). Усі зображення перенормовані за інтенсивністю до однакового масштабу змін інтенсивності

Максимальна відносна похибка визначення нормальної компоненти намагніченості індикаторного шару у цьому випадку визначається виразом

$$\epsilon_{MC_{\max}} = \frac{2\delta M}{\Delta M} = \frac{1}{2\Phi h} \sqrt{\frac{\delta I}{I_0 T}}. \quad (13)$$

З (11)–(13) зрозуміло, що, підвищуючи інтенсивність світла I_0 у режимі МК, можна підвищити як чутливість, так і роздільну здатність за нормальною складовою намагніченості. Якщо підвищенням I_0 забезпечити реєстрацію усього інтервалу зміни інтенсивності ΔI_{MC} в межах динамічного діапазону фотореєструвального пристрою, то для заданих властивостей індикаторної плівки і для кожного значення намагніченості M_{\perp} відносна похибка її визначення в режимі МК за $\Delta M = 2M_s$ залежатиме лише від фотометричної роздільної здатності реєстрації (тобто від δI).

Нелінійність перехідної характеристики перетворення МОВ у режимі МК може бути усунена за допомогою вторинного оброблення зображення. Для малих значень кутів фарадеевого повороту та малих значень параметра p залежність інтенсивності від прикладеного поля $I(H_{\perp})$ може бути подана наближено для двох положень МК:

$$I_i(M_{\perp}) \approx I_0 T (2S_{\phi} (M_i - M_{\perp}))^2. \quad (14)$$

Найбільш очевидним є обчислення інтенсивності вторинного зображення за інтенсивністю одного з первинних зображень у режимі МК (14) за виразом:

$$I_{MC}(M_{\perp}) = \sqrt{I_i(M_{\perp})} \approx \sqrt{I_0 T} 2S_{\phi} |M_i - M_{\perp}|. \quad (15)$$

Однак такий спосіб має два недоліки. По-перше, оброблення за (15) не усуває нелінійності та нерівномірності польової роздільної здатності первинного зображення і тому вторинне зображення містить більші спотворення в ділянках з низькою інтенсивністю (див. рис. 6, з). По-друге, у вторинному зображенні зберігається оптичний контраст, що виникає не від ефекту Фарадея, а через неоднорідності поля освітлення, пил та дефекти компонентів оптичної схеми тощо. Тому на практиці найчастіше користуються іншим способом, який виділяє лише магнітооптичний контраст і отримав назву методу двох положень (двох азимутів) [26]. Цей метод полягає у реєстрації двох первинних зображень у двох положеннях МК $I_1(M_{\perp})$ та $I_2(M_{\perp})$. Вторинне зображення за методом двох положень обчислюється за виразом

$$I_{MC2} = \frac{\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2}}{\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2}}. \quad (16)$$

За малих значень кутів фарадеевого повороту в індикаторній плівці та параметра p вираз (16) може бути спрощений:

$$I_{MC2}(x, y) = \frac{\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2}}{\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2}} \approx \frac{2\phi(x, y)}{\Delta\phi} = \frac{\phi(x, y)}{\gamma} = \frac{2M_{\perp}(x, y)}{\Delta M}. \quad (17)$$

Результати лінеаризації за методом двох положень можна спостерігати на рис. 5, д. Як бачимо, зображення (д) в ділянках коло граничних значень намагніченості має найбільші спотворення, викликані обмеженнями роздільної здатності, і мінімальні спотворення в ділянці полів, близьких до $M_{\perp} = 0$, хоча в усьому інтервалі забезпечена лінійність перетворення $M_{\perp}(x, y) \rightarrow I_{MC2}(x, y)$. Вираз (17) показує, що в результаті застосування методу двох положень одержують вторинне зображення, в якому інтенсивність лінійно залежить від відносного значення прикладеного поля в межах ΔM . Очевидно, що за $\gamma = \phi_s$ справедливим буде $\phi/\gamma = M_{\perp}/M_s$. З іншого боку, враховуючи, що кутова відстань між двома положеннями МК $\Delta\beta = 2\Delta\phi$, інтервал кутів фарадеевого повороту, що потрапляє в область лінеаризованої МОВ за методом двох положень, може бути звужений за рахунок зменшення $\Delta\beta = 4\gamma$, що має наслідком формальне підвищення чутливості вторинного зображення. Однак при цьому ділянки зображення з кутом повороту $\gamma < \phi(x, y) \leq \phi_s$ будуть неправильно інтерпретовані, що видно з рис. 7, а. Окрім того, за надто малих значень параметра p такий спосіб формального підвищення чутливості не дає бажаних результатів, що демонструє рис. 7, б. З іншого боку, звуження інтервалу $\Delta M < 2M_s$ дає змогу

зміщувати його у ту частину усього інтервалу від $-M_S$ до $+M_S$, яка являє найбільший інтерес для дослідження, так, щоб перетворення МОВ відбувалося з максимальною точністю. Це може бути зроблено шляхом зміщення положень МК на додатковий кут ϕ : $\beta_{\pm} = \pi/2 + \phi \pm 2\gamma$. На рис. 7, в показано перехідну характеристику вторинного зображення, обчисленого за точним виразом (16) для умов реєстрації первинних зображень у положеннях $\beta_{\pm} = \pi/2 + \phi \pm 2\gamma$.

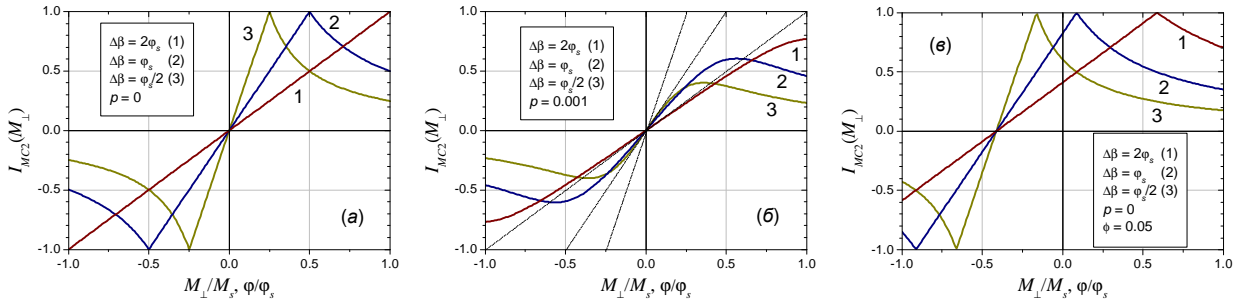


Рис. 7. Розраховані за (13) залежності $I_{MC2}(M_{\perp})$ від приведеної нормальної компоненти магнітного поля або від приведеного кута фарадеєвого повороту під час реалізації методу двох азимутів, що відрізняються на $Dj = 2j_s$ (1), j_s (2) та $j/\sqrt{2}$ (3) за значень параметра $p = 0$ (а, в) та 0.001 (б) та за значень азимутального зміщення $f = 0$ (а, б) та $f = 0.05$ (в)

МОВ у режимі максимальної чутливості

Режим максимальної чутливості (МЧ) при МОВ реалізується за вибору кута розвороту поляризатора-аналізатора $\beta = \pm \pi/4$, так само, як і для магнітооптичного модулятора [23], що ілюструє рис. 4, де відзначені зміни інтенсивності ΔI_{MS} , викликані різницею в кутах повороту $\Delta\phi$ потрапляють в область найбільшої крутизни залежності інтенсивності світла від кута β . Інтенсивність світла, що проходить через ділянку з кутом фарадеєвого повороту $\phi(x, y)$ у режимі МЧ, згідно з (1) має вигляд:

$$I_{MS}(x, y) = cI_0 \exp(-\alpha 2h) [(1-p)(1 - \sin(4\phi(x, y)))/2 + p], \quad (18)$$

а для невеликих кутів $\phi(x, y)$ перехідна характеристика МОВ у режимі МЧ буде лінійною:

$$\begin{aligned} I_{MS}(x, y) &\approx cI_0 \exp(-a2h) [(1-p)(1/2 - 2j(x, y)) + p] = \\ &= cI_0 \exp(-a2h) [(1-p)(1/2 - 2S_j M_{\perp}(x, y)) + p]. \end{aligned} \quad (19)$$

Перехідні характеристики МОВ у режимі МЧ, розраховані за (18), показані на рис. 8 для порівняння разом з розрахованими для тієї ж ІП характеристиками у режимі МК.

Чутливість МОВ в інтервалі малих кутів фарадеєвого повороту виражатиметься:

$$S_{MS} = 2I_0 T S_{\phi}. \quad (20)$$

Як і в режимі МК для візуалізації несиметричного інтервалу значень кутів фарадеєвого повороту від $\phi_1(M_1)$ до $\phi_2(M_2)$ кутове положення МЧ β може бути зміщене на малий кут $\phi = (\phi_1 + \phi_2)/2$ так, щоб у новому положенні $\beta = \pi/4 + \phi$ увесь інтервал візуалізованих значень кута повороту потрапив у більш лінійну ділянку перехідної характеристики.

Оптична ефективність МОВ у режимі МЧ в інтервалі значень кутів фарадеєвого повороту $\Delta\phi$ від $\phi_1(M_1)$ до $\phi_2(M_2)$ становить:

$$\eta_{MS} = \frac{\Delta I_{MS}}{I_0} = 2T \sin(2\Delta\phi) \cos(2(\phi_1 + \phi_2)) \approx 4T\Delta\phi. \quad (21)$$

Якщо візуалізується діапазон намагніченостей ΔM , то очевидно, що максимальна оптична ефективність в режимі МК досягатиметься за деякого значення товщини ІП:

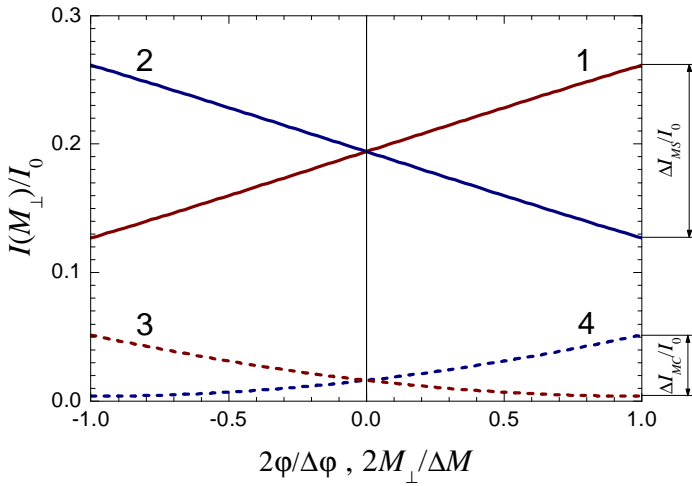


Рис. 8. Залежності відносної інтенсивності світла, зареєстрованої в режимі МЧ для кутів $b = -p/4$ (1) і $b = p/4$ (2) та у режимі МК для кутів $b = p/2 + 2j_s$ (3) та $b = p/2 - 2j_s$ (4) від відносного кута фарадеевого повороту або $\Delta M/M_s$.

Розрахунки проведені для параметра $p = 0.01$ та характеристик ІП LPBFA [25] на довжині хвилі 532 нм, що має оптимальну товщину $h_{MS} = 1.48$ мкм

зареєстроване зображення не потребує додаткової лінеаризації. Однак воно може містити спотворення інтенсивності, внесені факторами, що не пов'язані з магнітооптичним ефектом Фарадея. Тому, як і в попередньому розділі, розглянемо метод двох положень для режиму МЧ. Для цього зображення МОВ слід реєструвати двічі з кутами $\beta_1 = -\pi/4 + \phi$ та $\beta_2 = \pi/4 + \phi$, де для симетричного інтервалу $\Delta\phi$ кут $\phi = 0$. З урахуванням (19) можна побачити, що вторинне зображення, отримане за виразом

$$I_{MS2}(x, y) = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = 4\phi(x, y) = 4S_\phi M_\perp(x, y), \quad (25)$$

не містить впливів неоднорідності оптичного поля системи МОВ. На відміну від вторинного зображення, поданого виразом (17), зображення (25) не є нормованим на увесь діапазон зміни $M_\perp(x, y)$, але за необхідності таке перенормування легко зробити, поділивши додатково значення $I_{MS2}(x, y)$ на $2\Delta\phi$.

Результати моделювання зображень МОВ під час реєстрації у режимі МЧ тестового лінійного розподілу нормальної компоненти намагніченості індикаторного шару показані на рис. 6, *e* та *є*. З порівняння з оригіналом на рис. 6, *a* бачимо, що в режимі МЧ зберігається лінійність перехідної характеристики, а спотворення, пов'язані з обмеженою роздільною здатністю реєстрації інтенсивності, є приблизно однаковими в усьому інтервалу значень і істотно меншими, ніж у режимі МК.

Порівняльний аналіз режимів МОВ

З отриманих вище аналітичних виразів для характеристик МОВ у двох режимах реалізації (максимального контрасту та максимальної чутливості), а також з проведених розрахунків можна провести порівняльний аналіз та зробити висновки стосовно ефективності застосування різних режимів МОВ.

У режимі МК середня чутливість МОВ є максимальною тоді, коли $\Delta M = 2M_s$ (див. (12)), тобто коли візуалізується увесь інтервал значень кутів фарадеевого повороту в межах $\pm\phi_s$. З іншого боку, якщо значення ϕ_s є настільки великими, що порушується лінійність перехідної

$$h_{MC} \left(\frac{\Delta M}{M_s} \right) = \frac{\arctan \left(\frac{\Phi \Delta M}{\alpha M_s} \right)}{2\Phi \cdot \Delta M / M_s}. \quad (22)$$

Для максимально можливого $\Delta M = 2M_s$ оптимальна товщина у режимі МЧ визначається так:

$$h_{MS} = \frac{\arctan(2\Phi/\alpha)}{4\Phi}, \quad (23)$$

що відрізняється від (10) та значень оптимальної товщини інших магнітооптичних пристроїв [23].

Відносна похибка визначення нормальної компоненти намагніченості індикаторного шару у режимі МЧ визначається виразом:

$$\epsilon_{MS} = \frac{2\delta M}{\Delta M} = \frac{1}{4\Phi h} \frac{\delta I}{I_0 T}. \quad (24)$$

Через лінійність перехідної характеристики МОВ у режимі МЧ

характеристики МОВ у режимі МЧ, то значення цієї чутливості буде меншим за те, що визначається виразом (20). Тому для порівняння чутливостей у двох режимах МОВ слід визначити умови, за яких середня чутливість МОВ у режимі МЧ є вищою за середню чутливість у режимі МК, скориставшись точними виразами для перехідних характеристик (7) та (18) у відповідних режимах. З точних розрахунків можна отримати, що відношення середніх чутливостей дорівнює $\overline{S}_{MS}/\overline{S}_{MC} = 1/\sin(4\varphi_s)$, тобто асимптотично зменшується до одиниці лише за значень $\varphi_s = \pi/8$. Оскільки в реальних умовах МОВ значення φ_s , як правило, значно менше, то слід вважати, що чутливість МОВ у режимі МЧ на практиці завжди вища від чутливості у режимі МК. Аналогічний висновок можна зробити і стосовно оптичної ефективності МОВ – вона фактично завжди вища у режимі МЧ, оскільки умовою рівності значень оптичної ефективності в обох режимах є $\varphi_s = \pi/8$. Із сказаного очевидно також і те, що й похибки, викликані обмеженням фотометричної роздільної здатності, фактично завжди будуть меншими у режимі МЧ.

Потрібно зробити зауваження також і стосовно оптичного контрасту зображень МОВ, отриманих у різних режимах. Очевидно, що первинні зображення, зареєстровані у режимі МЧ, мають менший контраст, ніж максимально досяжний у режимі МК. З іншого боку, інформація про розподіл магнітних полів розсіяння у вигляді зміни інтенсивності в зображенні міститься лише в інтервалі ΔI_{MS} , який, як бачимо з рис. 8, є ширший, ніж інтервал ΔI_{MC} , тому вторинне оброблення зображення МОВ, отриманого в режимі МЧ, яке виділяє лише магнітооптичний контраст з первинного зображення разом з перенормуванням, дає змогу насправді отримати зображення МОВ з кращим контрастом. При обробленні зображення МОВ, отриманого в режимі МЧ, обмеження на підвищення контрасту виникають лише від обмежень фотометричної роздільної здатності. За оцінку максимально досяжного оптичного контрасту в режимі МЧ можна прийняти відношення $\Delta I_{MS}/\delta I$, тоді

$$C_{MS} = \frac{\Delta I_{MS}}{\delta I} = \eta_{MS} \frac{I_0}{\delta I}, \quad (26)$$

яке для заданого відношення $I_0/\delta I$ стає максимальним за оптимальної товщини індикаторного шару h_{MS} , що визначається виразом (23). З (26) також випливає, що контраст зображення МОВ, отриманого в режимі МЧ, максимально досяжний після вторинного оброблення, можна підвищити за рахунок підвищення $I_0/\delta I$. При цьому обмеження виникає лише тоді, коли інтервал зміни вихідних значень інтенсивності ΔI_{MS} заповнить увесь інтервал вхідних значень фотореєструвального пристрою.

Ще однією перевагою МОВ у режимі МЧ є те, що значення оптимальної товщини, за якої оптична ефективність стає максимальною, є меншим, ніж у режимі МК. Оскільки з використанням ПП фіксується середній стан намагніченості по її товщині, то тонка ПП менше спотворює розподіл полів розсіяння від об'єкта дослідження, а зображення МОВ у цьому випадку точніше відповідає розподілу полів розсіяння на поверхні об'єкта візуалізації. На рис. 9 показано спектральні залежності оптимальної товщини та кута насичення фарадеевого обертання індикаторного шару оптимальної товщини для режимів МК та МЧ. При звуженні інтервалу значень намагніченостей ПП, що візуалізуються, значення оптимальної товщини значно менше змінюється саме в режимі МЧ, що ілюструє рис. 10. Зокрема, при МОВ у зеленій області спектра світла ($\lambda = 532$ нм) значення оптимальної товщини залишається у межах 5 % при звуженні інтервалу візуалізації практично до нуля.

Варто зазначити, що істотна спектральна залежність оптичного поглинання, питомого фарадеевого обертання, а також спектральні залежності чутливості фотореєструвального пристрою, інтенсивності джерела і поляризуючої здатності поляризуючих елементів у схемі МОВ, спричиняють спектральну залежність оптичної ефективності, оптичного контрасту і навіть значень кута β , в яких спостерігається максимальний контраст. Тому під час використання немонохроматичного освітлення виникають паразитні хроматичні ефекти, які знижують ефективність

МОВ, але вторинне оброблення зображень за виразами (16) та (25) дає змогу значною мірою послабити цей вплив або цілком його усунути.

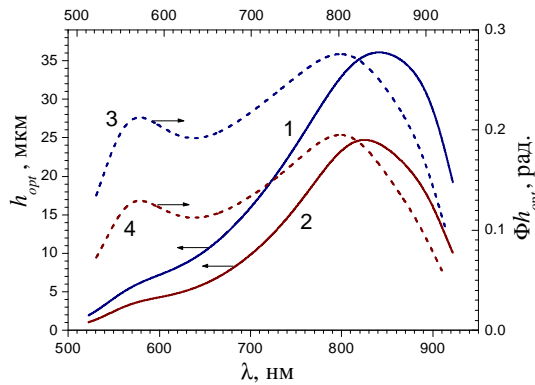


Рис. 9. Спектральна залежність значення оптимальної товщини (суцільні лінії) та кута насичення фарадеевого обертання $j_s = Fh_{opt}$ (пунктирні лінії) ІП LPBFA [25] оптимальної товщини у режимах МК (1, 3) та МЧ (2, 4)

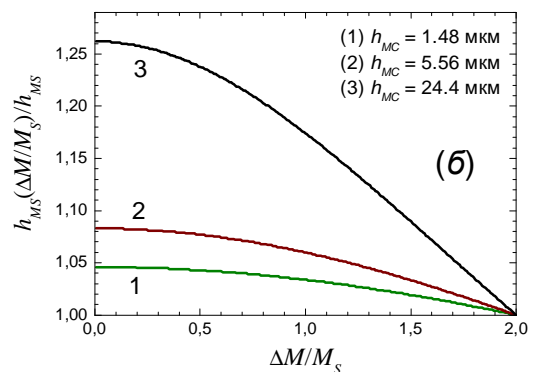
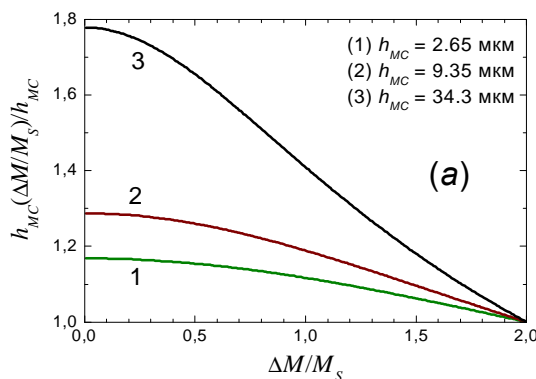


Рис. 10. Залежність оптимальної товщини ІП для МОВ у режимі МК (а) та МЧ (б) у вигляді відношення відповідно $h_{MC}(\Delta M/M_S)/h_{MC}$ та $h_{MS}(\Delta M/M_S)/h_{MS}$ (див. (9), (10)–(22), (23)) від $\Delta M/M_S$ для довжин хвилі 532 (1), 633 (2) та 810 нм (3), розраховані для ІП LPBFA [25]

Висновки

У цій роботі проведено аналіз умов магнітооптичної візуалізації (МОВ) з використанням індикаторної плівки (ІП) з площинною намагніченістю у режимі максимального контрасту та максимальної чутливості з погляду отримання кількісної інформації про просторовий розподіл нормальної компоненти намагніченості, утворений в ІП у неоднорідному полі розсіяння об'єкта візуалізації, та отримані оцінки характеристик ефективності МОВ.

Режим максимального контрасту (МК) часто використовують на практиці під час візуального спостереження зображення МОВ та реєструють для документування чи якісного аналізу. Однак можливості отримання кількісних даних про розподіл намагніченості в ІП при цьому обмежені нелінійністю характеристики перетворення та наслідками, які з цього випливають: залежністю чутливості МОВ від величини намагніченості, нерівномірності відносної похибки перетворення в інтервалі візуалізованих значень намагніченості. Для лінеаризації перехідної характеристики використовують метод, який полягає в реєстрації двох зображень одного об'єкта у двох положеннях МК та вторинному їх обробленню. Однак вторинне оброблення не може усунути нерівномірності спотворень, що виникають під час реєстрації первинного зображення внаслідок нелінійності характеристики перетворення та обмеження фотометричної роздільної здатності. Окрім того, режим МК є доволі чутливим до якості поляризуючих пристроїв, що застосовуються в системі МОВ.

На противагу режиму МК режим максимальної чутливості (МЧ) для МОВ має лінійну характеристику перетворення в інтервалі малих значень кута фарадеевого повороту. У реальних умовах МОВ він фактично завжди має вищу чутливість, оптичну ефективність та менші похибки,

породжені обмеженнями фотометричної роздільної здатності. Значення оптимальної товщини ПІ, за якого оптична ефективність перетворення є максимальною, є меншими у режимі МЧ і менш залежними від ширини інтервалу візуалізованих значень кута фарадеевого повороту. Хоча первинне зображення, отримане в режимі МЧ, має менший оптичний контраст від отриманого в режимі МК, вторинне оброблення зображень МОВ за методом двох положень дає змогу виділити лише магнітооптичний контраст. При цьому оптичний контраст після оброблення первинних зображень з перенормуванням на інтервал зміни значень інтенсивності виявляється вищим для зображень, отриманих у режимі МЧ.

Отже, з проведеного аналізу випливає, що для магнітооптичної візуалізації просторових неоднорідностей магнітного поля за допомогою ПІ з площинною намагніченістю більш ефективно використовувати режим МЧ з вторинним обробленням зображення за методом двох положень, який дає змогу підвищити характеристики ефективності методу МОВ та отримати кількісну інформацію про просторовий розподіл у площині ПІ величини середньої по товщині ПІ нормальної складової намагніченості. Для отримання кількісної інформації необхідно знати магнітооптичну чутливість ПІ, а для мінімізації похибок перетворення – використовувати ПІ оптимальної товщини.

Робота виконана в рамках НДР “ДБ-Терн”.

1. Введенский Б.С., Лисовский Ф.В., Червоненкис А.Я. Магнитооптическая визуализация магнитной записи // *Техника кино и телевидения*. – 1978, № 6. – С. 11–17.
2. Червоненкис А.Я., Кубраков Н.Ф. Магнитооптическая визуализация и топографирование магнитных полей // *Письма в ЖТФ*. – 1982. – Т. 8, вып. 11. – С. 696–699.
3. Paroli P. Magneto-optical devices based on garnet films // *Thin Solid Films*. – 1984. – Vol. 114(1–2). – P. 187–219.
4. Shamonin M., Klank M., Hagedorn O., Dötsch H. Magneto-optical visualization of metal-loss defects in a ferromagnetic plate: experimental verification of theoretical modeling // *Applied Optics*. – 2001. – Vol. 40, No 19. – P. 3182–3189.
5. Klank M., Hagedorn O., Holthaus C. et al. Characterization and optimization of magnetic garnet films for magneto-optical visualization of magnetic field distributions // *NDT&E International*. – 2003. – Vol. 36. – P. 375–381.
6. Radtke U., Zielke R., Rademacher H.-G. et al. Application of magneto-optical method for realtime visualization of eddy currents with high spatial resolution for nondestructive testing // *Optics and Lasers in Engineering*. – 2001. – Vol. 36. – P. 251–268.
7. Egorov A.N., Lebedev S.V. Magneto-optical observation of the latchup effect in CMOS ICs induced by uniform and local irradiation // *J. Appl. Phys.* – 2001. – Vol. 92(10). – P. 7006–7007.
8. Koblishka M.R., Wijngaarden R.J. Magneto-optical investigations of superconductors // *Supercond. Sci. & Technol.* – 1995. – Vol. 8. – P. 199–213.
9. Vlasko-Vlasov V.K., Crabtree G.W., Welp U., Nikitenko V.I. Magneto-Optical Studies of Magnetization Processes in High-Tc Superconductors – In *Physics and Materials Science of Vortex States, Physics and Materials Science of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics*, Eds: R. Kossovky et al., Kluwer Academic Publishers, Netherlands. – 1999. – P. 205–237.
10. Jooss Ch., Albrecht J., Kuhn H. et al. Magneto-optical studies of current distributions in high-Tc superconductors // *Rep. Prog. Phys.* – 2002. – Vol. 65. – P. 651–788.
11. Bennett L.H., Gornakov V.S., Dedukh L.M. et al. Magneto-optical indicator film observation of domain structure on magnetic multilayers // *Appl. Phys. Lett.* – 1995. – Vol. 66. – P. 888–890.
12. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Dedukh L.M., et al., Magneto-optical indicator film study of the magnetization of a symmetric spin valve // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1996. – Vol. 32(5). – P. 4639–4641.
13. Chopra H.D., Ji C., Kokorin V.V. Magnetic-field-induced twin boundary motion in magnetic shape-memory alloys // *Physical Review B*. – 2000. – Vol. 61. – P. R14913–R14915.
14. Vlasko-Vlasov V.K., Welp U., Lin Y.K., et al. Direct magneto-optical observations of a structural phase transition in thin films of CMR manganites // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 84. – P. 2239–2242.
15. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Kabanov Yu.P. et al. Magneto-optical indicator film study of the hybrid exchange spring formation and evolution processes // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2003. – Vol. 258–259. – P. 19–24.
16. Kabanov Yu., Zhukov A., Zhukova V., Gonzalez J. Magnetic domain structure of wires studied by

using the magneto-optical indicator film method // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 87. – P. 142507.

17. Gornakov V.S., Lee C.G., Lee B.S. Magneto-optical study of thickness dependences of magnetization reversal of thin NiFe and Co films // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – Vol. 310(2). – P. e896–e898.

18. Grechishkin R.M., Goosev M.Y., Iyashenko S.E., Neustroev N.S. High-resolution sensitive magneto-optic ferrite-garnet films with planar anisotropy // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1996. – Vol. 157/158. – P. 305–306.

19. Рандошкин В.В., Гусев М.Ю., Козлов Ю.Ф., Неустроев Н.С. О преимуществах безгистерезисных магнитооптических плёнок при использовании в неразрушающей дефектоскопии // *Журнал технической физики* – 2000. – Т. 70, № 8. – С. 118–124.

20. Бутрим В.И., Вишневский В.Г., Дубинко С.В. Динамический диапазон материалов для магнитооптической визуализации магнитных полей // *Журн. техн. физики.* – 2001. – Т. 71, вып. 4. – С. 63–67.

21. Агалиди Ю.С., Левый С.В., Мачнев А.М. Сравнительный анализ магнитопорошкового и магнитооптического методов визуализации пространственного распределения магнитного поля при исследовании остаточных напряжений // *Вісник НТУУ “КПІ”. Серія: Приладобудування.* – 2006. – № 31. – С. 18–24.

22. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. – М.: Наука, 1988. – 192 с.

23. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 320 с.

24. Ubizskii S.B. Magnetization Reversal Modelling for (111)-Oriented Epitaxial Films of Iron Garnets with Mixed Anisotropy // *J. Magn. Magn. Mat.* – 2000. – Vol. 219, No 1. – P. 127–141.

25. Syvorotka I.M., Ubizskii S.B., Kučera M., Kuhn M., Vértesy Z. Growth and characterization of Bi,Pr- and Bi,Sc-substituted lutetium iron garnet films with planar magnetization for magneto-optic visualization // *Journal of Physics D: Applied Physics.* – 2001. – Vol. 34. – P. 1178–1187.

26. Kubajewska E., Maziewski A., Stankiewicz A. Digital image processing for investigation of domain structure in garnet films // *Thin Solid Films.* – 1989. – Vol. 175. – P. 299–303.