

# ОЦІНЮВАННЯ ПЕРЕМІЩЕНЬ ДОМЕННОЇ СТІНКИ У ФЕРОМАГНЕТНИХ МАТЕРІАЛАХ

Є. П. Почапський, Н. П. Мельник

Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України, Львів

The energy of a ferromagnetic material as a sum of different terms are described. The equation of the  $90^\circ$  domain walls displacements and distribution of the magnitude jump at the different value the applied field are considered. The maximum displacements and magneto-elastic acoustic emission amplitude values can be calculated using models.

**Вступ.** Сьогодні в Україні, зокрема в авіакосмічній, хімічній, енергетичній, нафтопереробній галузях промисловості, у трубопровідному транспорті та машинобудуванні, важливою проблемою є діагностика стану виробів і елементів конструкцій, а також обладнання, що вичерпало свій експлуатаційний ресурс. Розробка та експлуатація великогабаритних споруд, різного типу газо- чи нафтопроводів, ємностей високого тиску в хімічній та ядерній промисловості, нових транспортних засобів тощо робить все актуальнішою задачу створення сучасних методів і засобів неруйнівного контролю (НК) для діагностування технічного стану цих об'єктів. В Україні ситуація ускладнюється ще й тим, що значний відсоток об'єктів довготривалої експлуатації вже вичерпали свій регламентований ресурс.

Перспективним у вирішенні цієї проблеми є метод акустичної емісії (АЕ), що широко застосовується в сучасних методиках НК. Явище акустичної емісії ґрунтується на випромінюванні пружних хвиль унаслідок утворення та докритичного поширення тріщин у конструкційних матеріалах. Традиційна реалізація методу АЕ вимагає прикладання зовнішнього навантаження до об'єкта, що контролюється, чи його деформації. Ураховуючи, що рівень цих чинників, необхідний для поширення малих дефектів може бути значно вищим за оптимальні режими навантаження об'єкта контролю в цілому, застосування такого підходу у практиці АЕ-діагностування є обмеженим. Щоб розширити межі застосування, а також ефективніше проводити локальне діагностування феромагнетних елементів конструкцій та виробів, варто використовувати генерування сигналів магнетопружної акустичної емісії (МАЕ) під впливом зовнішнього магнетного поля, яке спричинює рух стінок магнетних доменів (ефект Баркгаузена). Інформаційні параметри сигналу МАЕ (підсумковий рахунок, сума амплітуд) є чутливим до структурних змін матеріалу об'єкта контролю, режиму термообробки, пластичної деформації, залишкових напружень, наводнення тощо.

**Метою дослідження** є аналіз підходів до математичного опису руху доменних стінок у феромагнетних матеріалах та оцінювання величини переміщень доменної стінки, що залежить від характеристик феромагнетного матеріалу та визначає параметри сигналу МАЕ.

**Теоретичне моделювання руху доменної стінки у феромагнетних матеріалах.** Незважаючи на наявність у феромагнетиків спонтанної намагнетченості, сильно намагнетити їх вдається не завжди. Вейсс висунув гіпотезу про те, що феромагнетний матеріал складається з окремих областей спонтанного намагнетчення – доменів, при цьому у кожному домені намагнетченість однорідна, а сусідні – відрізняються напрямком вектора намагнетченості. Феромагнетний матеріал можна уявити як ансамбль локалізованих магнетних моментів чи спінів, що взаємодіють між собою та із зовнішнім магнетним полем  $H$ , а його енергію можна записати сумою [1]

$$E = E_{ex} + E_m + E_{an} + E_{dis}, \quad (1)$$

де  $E_{ex}$  – обмінна енергія;  $E_m$  – магнетостатична енергія;  $E_{an}$  – енергія магнетної анізотропії;  $E_{dis}$  – енергія розупорядкування.

Обмінна енергія складає значну частку суми, оскільки вона характеризує сили короткого радіуса дії, що намагаються впорядкувати спіни. Феромагнетизм виникає в

речовинах, у яких внаслідок обмінної взаємодії, спінам електронів вигідно орієнтуватися паралельно. В результаті такої узгодженої орієнтації спінів виникає макроскопічний магнетний момент, який може існувати навіть без зовнішнього магнетного поля.

Доданок магнетостатичної енергії зумовлений взаємодією між спінами та зовнішнім полем, а також диполь-дипольною взаємодією між різними спінами, і не пов'язаний з наявністю доменних стінок, але має безпосереднє відношення до доменної структури. Щоб отримати загальну магнетостатичну енергію для однорідно намагнетченого еліпсоїда, потрібно враховувати ще й енергію, зумовлену полем розмагнетчування, що визначається як енергія поля, яке створене локальною намагнетченістю.

Відомо, що намагнетченість феромагнетних матеріалів має переважні напрямки, які відповідають кристалографічним осям матеріалу, тому легше намагнетчувати зразки вздовж цих осей. Наявність енергії магнетокристалічної анізотропії відображає цю обставину. Зміна намагнетченості всередині феромагнетного зразка може спричинити деформацію структури ґратки – викликати ефект магнетострикції, однак якщо до зразка прикладене зовнішнє механічне напруження – це може спричинити зміни магнетної структури, тому для опису явища магнетострикції потрібно також враховувати магнетопружну енергію.

Визначальними для пояснення флуктуацій шумів Баркгаузена є структурні неоднорідності, наявні у всіх феромагнетних матеріалах. Зокрема, у кристалічних матеріалах такі неоднорідності спричинені вакансіями, дислокаціями або немагнетними домішками, а для полікристалічних характерна наявність границь зерен, зміна напрямків анізотропії у різних зернах. Наявність випадковим чином розподілених немагнетних включень збільшує внесок магнетостатичної компоненти завдяки магнетним зарядам, які формуються на границях включень. Такий внесок можна виразити як локальну флуктуацію дипольної та обмінної взаємодій. У полікристалах кожне зерно має свою кристалографічну анізотропію, напрям осей анізотропії змінюється у просторі. Енергія розупорядкування відображає мікроструктуру матеріалу.

У загальному повна енергія феромагнетного тіла в одновісному випадку набуде вигляду [1]

$$E = \sum_{\alpha=1}^3 \int d^3r \left[ A (\vec{\nabla} M_{\alpha})^2 + K_0 (M_{\alpha} e_{\alpha})^2 - (H_{\alpha} + H_{dm}^{(\alpha)}) M_{\alpha} \right], \quad (2)$$

де  $A$  – константа обмінної взаємодії,  $M_{\alpha}$  –  $\alpha$ -компонента вектора намагнетченості,  $K_0$  – константа магнетної анізотропії в одновісному випадку,  $e_{\alpha}$  –  $\alpha$ -компонента випадкової функції положення  $\vec{e}$ , що співпадає з віссю легкого намагнетчення зерна досліджуваного матеріалу,  $H_{\alpha}$  –  $\alpha$ -компонента зовнішнього магнетного поля,  $H_{dm}^{(\alpha)}$  –  $\alpha$ -компонента розмагнетчуючого поля.

У випадку  $90^{\circ}$ -ї доменної стінки, яка розділяє дві частини тіла із перпендикулярними напрямками намагнетченості (наприклад, вздовж осі  $Ox$ ), положення такої стінки можна визначити функцією  $h(\vec{r}, t)$  (рис. 1). Магнетостатична енергія у зовнішньому полі  $\vec{H}$ , прикладеному вздовж осі  $Ox$ , буде [2]

$$E_m = -2\mu_0 (H + H_{dm}) M_s \int d^2r h(\vec{r}, t), \quad (3)$$

де  $\mu_0$  – магнетна проникність вакууму,  $H$  – напруженість зовнішнього магнетного поля,  $H_{dm}$  – поле розмагнетчування, яке у загальному випадку є складною функцією  $h(\vec{r}, t)$ , а також залежить від форми тіла,  $M_s$  – намагнетченість насичення.

Баланс між енергією магнетокристалічної анізотропії та обмінної енергії визначає ширину доменної стінки та її поверхневу енергію. Повна енергія доменної стінки, зумовлена цими двома доданками [2]

$$E_{dw} = \gamma_w \int d^2r \sqrt{1 + |\nabla h(\vec{r}, t)|^2}, \quad (4)$$

де  $\gamma_w \cong 2\sqrt{AK_0}$  – поверхнева енергія доменної стінки. Можливе джерело затримки доменної стінки пов'язане зі зміною енергії  $\gamma_w$  за рахунок флуктуації напрямку анізотропії. Ця енергія є функцією положення стінки  $\gamma(\vec{r}, h) = \gamma_w + \eta(\vec{r}, h)$  [3], а порушення порядку можна моделювати введенням випадкового потенціалу, похідна від якого визначає силове поле  $\eta(\vec{r}, t)$ , що діє на доменну стінку.

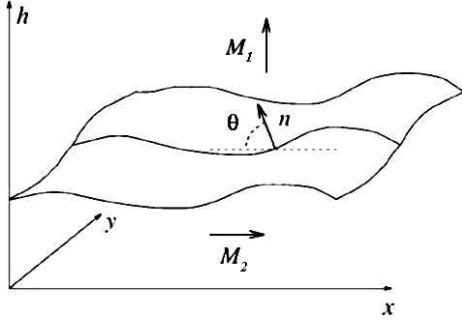


Рис. 1. Схема доменної стінки, яка розділяє зразок на два домени з перпендикулярними напрямками намагнетиченості

Якщо віддаль між центрами закріплення менша за масштаб усереднення, розподіл  $\eta(\vec{r}, h)$  матиме форму  $\delta$ -корельованого шуму Гауса [4]

$$\langle \eta(\vec{r}, h) \eta(\vec{r}', h') \rangle = \delta^2(\vec{r} - \vec{r}') R(h - h') \quad (5)$$

де  $R(x)$  – різко загасає для великих  $x$ . Конкретний вигляд функції  $R(x)$  як у випадку випадкових зв'язків, так і випадкового поля не впливає суттєво на закони подібності розподілів лавиноподібних процесів, що характеризують шум Баркгаузена, пов'язані із рухами доменних стінок.

У більшості випадків рух доменної стінки відбувається за умов сильного демпфування, а рівняння руху матиме вигляд [4]

$$\frac{\partial h(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \frac{\delta E(\{h(\vec{r}, t)\})}{\delta h(\vec{r}, t)}, \quad (6)$$

де  $E(\{h(\vec{r}, t)\})$  – функціонал повної енергії.

Підсумовуючи всі члени для енергії  $90^\circ$ -ї доменної стінки можна записати рівняння її руху у вигляді

$$\begin{aligned} \frac{\partial h(\vec{r}, t)}{\partial t} = & \gamma_w \nabla^2 h(\vec{r}, t) + (H + H_{dm})(\overline{M_1} / M_1 - \overline{M_2} / M_2) + \\ & + \int d^2 r' K(\vec{r} - \vec{r}') (h(\vec{r}', t) - h(\vec{r}, t)) + \eta(\vec{r}, t), \end{aligned} \quad (7)$$

де  $K(\vec{r} - \vec{r}') = \frac{\mu_0 M_s^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \left( 1 - \frac{3(z - z')^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \right)$  – ядро дипольної взаємодії, ефективний коефіцієнт розмагнетчування  $\bar{k} = 4\mu_0 k M_s^2 / V$ ,  $\tilde{h} = \int d^2 r' h(\vec{r}', t)$ .

Теорія середнього поля, яка добре описує рух доменної стінки під час її відриву, передбачає дискретизацію рівняння руху (7) та зв'язок усіх місць кріплення із середнім положенням доменної стінки, а також дозволяє отримати залежність для повної намагнетиченості  $m$ , використавши підхід широко відомої АВВМ-моделі [5]

$$\frac{dm}{dt} = \tilde{c}t - km + \sum_{i=1}^N \eta_i(h), \quad (8)$$

подібну до рівняння Ланжевена для випадкових блукань у полі з обмежувальним потенціалом, де  $\tilde{c} = c/D$ ,  $c$  – швидкість зростання зовнішнього поля, а  $D$  – дисперсія некорельованого випадкового поля. Щоб подібність стала більш очевидною потрібно замінити складову  $\sum_i \eta_i$  ефективним полем, що блокує рух доменної стінки  $W(m)$ , яке описується броунівською кореляцією. Отож, доменна стінка робить стрибок між двома конфігураціями, що призводить до зміни  $W$  [2]

$$W(m') - W(m) = \sum_{i=1}^n \Delta \eta_i, \quad (9)$$

де сумування здійснюється за положеннями, через які доменна стінка рухалась. У теорії середнього поля це число є пропорційним до розміру лавини  $S = |m' - m|$ . Якщо

припустити, що величина  $\Delta\eta_i$  є некорельованою та має випадково розподілені знаки, то можна отримати броунівське блокуюче поле, для якого [6]

$$\langle |W(m') - W(m)|^2 \rangle = D|m' - m|, \quad (10)$$

де  $D$  кількісно визначає флуктуацію  $W$ .

Таким чином, броунівське блокуюче поле досить ефективно описує розупорядкування, яке походить від колективного руху гнучких доменних стінок. Скориставшись розподілом Больцмана (згідно АВВМ-моделі), можна зробити висновки, що за умови  $\tilde{c} < 1$  доменна стінка рухається лавиноподібно, а розміри стрибків та їх тривалість розподілені за степеневим законом (рис. 2), якщо  $\tilde{c} > 1$  рух стінки плавніший із флуктуаціями, які зменшуються зі зростанням  $\tilde{c}$ , а розміри стрибка  $S$  переміщень

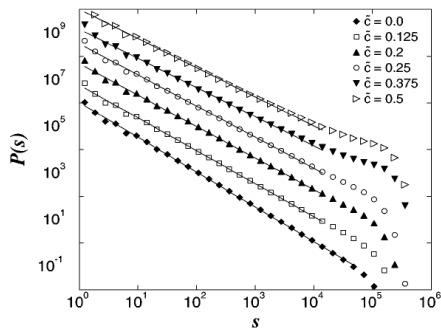


Рис. 2. Розподіл величини стрибка доменної стінки за різних значень швидкості зміни поля [2]

ся дією внутрішніх сил, зокрема внутрішніх напружень, які викликані деформаціями кристалічної ґратки чи неоднорідними включеннями, магнетними полями розсіювання, дислокаціями тощо. Зміщення доменної стінки ферромагнетного матеріалу за дії зовнішнього магнетного поля відбуватиметься доти, доки гідростатичний тиск не зрівноважиться з внутрішнім тиском, роль якого відіграє поверхнева густина енергії доменної стінки, що пов'язана з механічними напруженнями (наприклад, від дислокацій). Проведений аналіз свідчить, що метод МАЕ є чутливим до реєстрації малих переміщень, спричинених рухом доменних стінок під час стрибків Баркгаузена, а отже до структурних особливостей ферромагнетних матеріалів.

стінок розподілені за законом [2]

$$P(S) \sim S^{-\tau} f(S/S_0), \quad (11)$$

де  $S_0 \sim (H-H_c)^{-1/\sigma}$ ,  $\sigma$  – константа матеріалу,  $\tau$  – критичний показник.

Оцінивши величину стрибка доменної стінки можна визначити максимальні пружні переміщення, зумовлені такими стрибками, а відтак, і амплітуду сигналу МАЕ оцінити за залежністю одержаною в праці [7].

**Висновки.** Розташування доменних стінок у ферромагнетиках за відсутності зовнішнього магнетного поля визначається

1. Durin G. The Barkhausen effect / G. Durin, S. Zapperi // arXiv: cond-mat / 0404512. – 2004. – 1.
2. Zapperi S. Dynamics of a ferromagnetic domain wall: avalanches, depinning transition and the Barkhausen effect / S. Zapperi, P. Cizeau, G. Durin and H. E. Stanley // Phys. Rev. – 1998. – 58. – P. 6353–6366.
3. Néel L. Bases d'une nouvelle theorie generale du champ coercitif / L. Néel // Ann. Univ. Grenoble – 1946. – 22. – P. 299–343.
4. Cizeau P. Dynamics of a ferromagnetic domain wall and the barkhausen effect / P. Cizeau, S. Zapperi, G. Durin, H. E. Stanley // Phys. Rev. – 1997. – 79 (23). – P. 4669–4672.
5. Domain wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials. II Experiments / Alessandro B., Beatrice C., Bertotti G., Montorsi A. // J. Appl. Phys. – 1990. – 68 (11). – P. 2908–2915.
6. Vergne R. Quelques aspects statistiques des processus d'aimantation dans les corps ferromagnetiques. Cas du deplacement d'une scule paroi de Bloch à 180° dans un milieu monocri stallin aleatoirement perturbe / R. Vergne, J. C. Cotillard, J. L. Porteseil // Phys. Rev. Appl. – 1981. – 16. – P. 449–476.
7. Сергієнко О. Встановлення залежностей між сигналами магнетопружної акустичної емісії у ферромагнетику і стрибками Баркгаузена / О. Сергієнко, Н. Мельник // Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій: зб. наук. праць 5-ї Міжнар. конф. (Львів, 24–27 черв. 2014р.) / Під заг. ред. В. В. Панасюка. – Л.: НАН України, Фіз.-механ. Ін-т ім. Г. В. Карпенка, 2014. – С. 131-134.