

# МОДЕЛЮВАННЯ СТИБКОПОДІБНИХ ПЕРЕМІЩЕНЬ ДОМЕННИХ СТІНОК У ФЕРОМАГНЕТНИХ МАТЕРІАЛАХ З УРАХУВАННЯМ СТОХАСТИЧНО РОЗПОДІЛЕНИХ ЦЕНТРІВ ЗАКРІПЛЕННЯ

Є. П. Почапський, Н. П. Мельник, Б. П. Клим

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

A mathematical model of the movement of 90 degrees domain walls in a ferromagnetic material is proposed. This model is based on the energy approach intended for modelling of the motion of such walls and is taken into account the impact of stochastic processes caused by the presence of non-magnetic inclusions, dislocations or residual stresses in the examined material. The relation between parameters of the wall jumps and the magnetoelastic acoustic emission signal as well as parameters of the examined ferromagnet is established.

**Вступ.** Проведення технічного діагностування стану ферромагнетних виробів, металевих конструкцій, а також обладнання, що вичерпало свій проектний ресурс, є актуальним завданням для забезпечення працездатності та безаварійної роботи виробів та споруд різних галузей промисловості, трубопровідного транспорту та машинобудування. Інтенсифікація виробничих процесів і зростання рівня експлуатаційних навантажень висувають нові вимоги до створюваних конструкцій та відповідно до використання та розроблення нових ефективних методів та засобів неруйнівного контролю.

Перспективним у цьому напрямі є застосування методу магнетопружної акустичної емісії (МАЕ) завдяки його високій чутливості до змін структури та напружено-деформованого стану матеріалу [1, 2]. Він ґрунтується на явищі випромінювання пружних хвиль, які виходять на поверхню з глибин металу за стрибкоподібного руху 90°-них доменних стінок, внаслідок перемагнетчення досліджуваного об'єкта контролю зовнішнім магнетним полем і пов'язаний з ефектом Баркгаузена [3].

Запорукою успішного застосування методу МАЕ є створення та розвиток відповідних математичних моделей, які описують рух доменних стінок за наявності випадковим чином розподілених немагнетних включень, дислокацій, залишкових напружень у тілі, встановлюють залежності між параметрами стрибків стінок, характеристиками матеріалу та параметрами сигналу МАЕ.

**Мета роботи** – провести моделювання стрибкоподібних переміщень 90°-них доменних стінок у ферромагнетних матеріалах з урахуванням стохастично розподілених центрів їх закріплення, що зумовлені наявністю у реальних матеріалах немагнетних включень, домішок, залишкових напружень, та пов'язати параметри стрибків стінок з параметрами сигналу МАЕ та досліджуваного ферромагнетика.

**Математична модель руху 90°-ної доменної стінки у ферромагнетних матеріалах.** Утворення доменної структури у ферромагнетному матеріалі з енергетичних міркувань пояснює термодинамічна теорія. Основні властивості ферромагнетиків можна пояснити за допомогою двох відомих гіпотез: 1) існування в них спонтанної намагнетченості, незалежної від зовнішнього поля, що дорівнює намагнетченості насичення  $M_s$ ; 2) розбиття ферромагнетика на окремі ділянки, намагнетчені до насичення. Такий стан матеріалу зумовлений оптимальним розподілом магнетостатичної енергії, яка пропорційна розмірам домену: що менший розмір, то нижча магнетостатична енергія. Тому енергетично вигідним є утворення доменної структури з замикаючими доменними стінками, яка охоплює весь об'єм тіла. Намагнетчення відбуватиметься внаслідок руху доменних стінок. Разом із тим зі зростанням кількості доменів зростає загальна кількість доменних стінок. Це призводить до зростання їх повної енергії. Тому реальний розмір доменів визначається умовою мінімуму суми цих двох енергій.

Ми розглядаємо рух у інтегральному магнетному полі одиничної 90°-ної доменної

стілки феромагнетного матеріалу, що розділяє два домена з перпендикулярними напрямками намагненості  $\vec{M}_1$  та  $\vec{M}_2$ , так, що  $|M_1|=|M_2|=|M|$ , а її положення можна визначити функцією  $h(x, y, t)$ . Енергію визначають за співвідношенням:

$$E = E_m + E_{dw} = E_H + E_{dem} + E_{dw}, \quad (1)$$

де  $E_m$  – магнетостатична енергія;  $E_H$  – енергія у зовнішньому полі перемагнення;  $E_{dem}$  – енергія розмагнення, що спричинена вільними магнетними зарядами;  $E_{dw}$  – енергія 90°-ної доменної стінки.

У зовнішньому полі  $\vec{H}$ , прикладеному вздовж осі  $Ox$  так, що рух 90°-ної доменної стінки у ньому відбувається квазіпаралельно самій собі, магнетостатичну енергію можна задати виразом:

$$E_m = E_H + E_{dem} = -\mu_0(\vec{H} + \vec{H}_{dem})M_s \iint_S h(x, y, t) dx dy, \quad (2)$$

де  $\mu_0$  – магнетна проникність вакууму;  $\vec{H}$  – вектор напруженості зовнішнього магнетного поля;  $\vec{H}_{dem}$  – вектор поля розмагнення, яке у загальному випадку є складною функцією  $h(x, y, t)$ , а також залежить від форми тіла.

Для опису енергії 90°-ної доменної стінки врахуємо густину поверхневої енергії  $\gamma$ , а також її залежність від координат:

$$E_{dw} = \gamma \iint_S \sqrt{1 + |\nabla h(x, y, t)|^2} dx dy, \quad (3)$$

де  $\gamma$  визначається балансом між енергією магнетокристалічної анізотропії та обмінною енергією.

Утворення доменної структури пояснюється виконанням термодинамічної умови мінімуму всіх видів енергії. У більшості випадків рух доменної стінки відбувається за умов сильного демпфування, а рівняння руху матиме вигляд:

$$\Gamma \frac{\partial h(x, y, t)}{\partial t} = -\frac{\delta E(\{h(x, y, t)\})}{\delta h(x, y, t)} = -\frac{\partial E(\{h(x, y, t)\})}{\partial h(x, y, t)}, \quad (4)$$

де  $\Gamma$  – ефективна в'язкість ( $\Gamma = 1$ );  $E(\{h(x, y, t)\})$  – функціонал повної енергії.

Застосувавши вираз (4) отримали рівняння руху 90°-ної доменної стінки [4]:

$$-\frac{\partial h(x, y, t)}{\partial t} = \mu_0 M_s H - \bar{k} \mu_0 \gamma \nabla^2 h(x, y, t), \quad (5)$$

де  $H$  – зовнішнє поле намагнення;  $\bar{k} = 2\mu_0 k M_s^2 V^{-1}$  – ефективний коефіцієнт розмагнення;  $k$  – коефіцієнт розмагнення зразка;  $V$  – об'єм зразка;  $\tilde{h} = \iint_S h(x', y', t) dx' dy'$ .

Для врахування впливу структурних неоднорідностей, наявних у феромагнетнику, що спричинені вакансіями, дислокаціями або немагнетними домішками та розподілені у досліджуваному реальному об'єкті випадковим чином необхідно у праву частину (5) внести випадковий доданок  $\eta(x, y, h)$  [5].

Ми дискретизуємо поверхню 90°-ної доменної стінки, розбиваючи її на  $N$  однакових елементів, та за рух доменної стінки приймаємо рух у випадковому полі закріплень однієї усередненої точки. Припускаємо, що усі  $N$  елементів  $h_i$  знаходяться на однаковій відстані один від одного, тоді [4]:

$$\frac{dh_i}{dt} = ct - k\bar{h} + \eta_i(h), \quad (6)$$

де  $c$  – швидкість зміни зовнішнього поля перемагнення протягом часу  $t$ ;  $\bar{h} = N^{-1} \sum_{i=1}^N h_i(t)$  – описує середнє положення 90°-ної доменної стінки.

Підсумувавши за всіма центрами  $i$  ( $i=1,2,\dots,N$ ) обидві частини виразу (6) отримаємо залежність для повної намагненості [5]  $m \equiv \bar{h}N$ :

$$\frac{dm}{dt} = ct - km + \sum_{i=1}^N \eta_i(h). \quad (7)$$

Припускаючи, що  $\Delta\eta_i$  некорельоване (розподіл розмірів стрибків має експоненціальний характер, а експерименти вказують на степеневу форму), ми замінили складову  $\sum_{i=1}^N \eta_i$  у (7) ефективним закріпленням  $W(m)$ , що залежить лише від намагненості, описує порушення порядку спричинені колективним рухом  $90^\circ$ -них доменних стінок та блокує їх рух [6]. У такому разі доменна стінка здійснює стрибок між двома конфігураціями, що призводить до зміни  $W$ :

$$W(m') - W(m) = \sum_{i=1}^n \Delta\eta_i, \quad (8)$$

де сумування обмежене  $n$  – центрами, по яких рухалася стінка, загальна кількість яких пропорційна середньому розміру стрибка. Це поле описується стохастичним Вінерівським процесом [6], що є частковим випадком марківського стохастичного процесу та має наступні властивості: 1) незалежні прирости, 2)  $\langle W(0) \rangle = 0$ , 3)  $\langle (W(m) - W(m'))^2 \rangle = D |m - m'|$ , де  $D$  кількісно визначає флуктуації  $W$ , 4) одновимірний нормальний закон розподілу. Отож вираз (7) матиме вигляд

$$\frac{dm}{dt} = ct - km + W(m). \quad (9)$$

Проведено чисельні розрахунки для випадкового поля закріплення доменної стінки (рис. 1) та одержано залежність зміни намагненості у часі (рис. 2). Розрахунки проводили за початкової умови  $m(0) = 0$  та беручи до уваги, що  $(dm/dt) \geq 0$ .

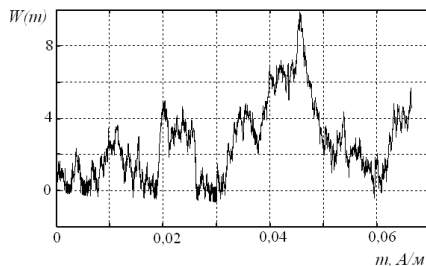


Рис. 1. Реалізація випадкового поля закріплення  $W(m)$  одичної  $90^\circ$ -ної доменної стінки

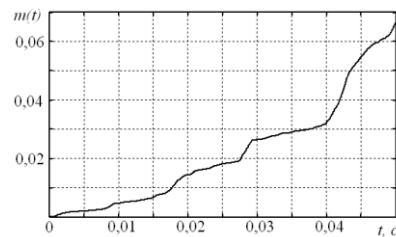


Рис. 2. Залежність зміни намагненості  $m$  у часі

В результаті чисельних розрахунків одержали реалізацію послідовності стрибків намагненості феромагнетика, внаслідок руху  $90^\circ$ -них доменних стінок у випадковому полі закріплення, за зростання напруженості зовнішнього магнетного поля. Аналізуючи механізм генерування сигналу МАЕ та враховуючи вплив зумовлених включеннями випадкових полів, що затримують рух стінок у матеріалі, виокремили характерні його ознаки: випадковість появи у часі окремих подій (стрибків доменних стінок), обмеженість у часі, випадковість амплітуди. Ці чинники дають підставу розглядати зареєстрований сигнал у межах статистичної моделі випадкового імпульсного потоку.

**Зв'язок параметрів стрибка  $90^\circ$ -ної доменної стінки з параметрами сигналу магнетопружної акустичної емісії.** Стрибки Баркгаузена (СБ) зумовлені рухом  $90^\circ$ -них доменних стінок у матеріалі за дії прикладеного до нього магнетного поля. Основними параметрами, що характеризують СБ є тривалість та розмір стрибка  $90^\circ$ -ної доменної стінки, зміна об'єму перемагнення, що відбулася внаслідок одичного стрибка. Розмір СБ у феромагнетних матеріалах визначається зміною намагненості, що відбулася внаслідок цього стрибка. Для вивчення процесів намагнення необхідно встановити зв'язок між параметрами СБ та МАЕ. Аналіз чисельних експериментальних досліджень свідчить про те, що параметри МАЕ за перемагнення різних феромагнет-

них матеріалів змінюються, тому потрібно також враховувати їх зв'язок з параметрами досліджуваного об'єкта контролю.

Для оцінювання зв'язку величини стрибка 90°-них доменних стінок у ферромагнетиках обчислили компоненти  $u_r$  вектора переміщень у полярній системі координат  $r, \theta$  (кут  $\theta$  відраховували від площини, яка відповідає поширенню поздовжньої пружної хвилі, спричиненої зміною доменної структури у ферромагнетиках внаслідок ефекту Баркгаузена), враховуючи параметри СБ [3, 7]:

$$u_r = (\lambda + 2\mu \cos^2 \theta)(4\pi\rho c_1^3 r)^{-1} \varepsilon_{zz} \frac{d}{dt} [\Delta V(t - rc_1^{-1})], \quad (10)$$

де  $\lambda$  і  $\mu$  – сталі Ляме;  $\rho$  – густина середовища;  $\varepsilon_{zz}$  – компонента тензора деформацій;  $c_1$  – швидкість поздовжньої хвилі; для ніколу:  $\rho = 8900$  кг/м<sup>3</sup>;  $\lambda = 121$  ГПа;  $\mu = 81$  ГПа;  $c_1 = 5477$  м/с;  $\lambda_s = 35 \cdot 10^{-6}$ ;  $M_s = 5,1 \cdot 10^5$  А/м, за якими можна оцінити сигнали МАЕ, зумовлені стрибками 90°-них доменних стінок. Для оцінки максимальних переміщень маємо:

$$u_{\max} \sim \lambda_s M M_s^{-1} (\lambda + 2\mu \cos^2 \theta) V' / (4\pi\rho c_1^3 r), \quad (11)$$

де  $V'$  – похідна за часом зміни об'єму області перемагнетчення.

Таким чином, амплітудні значення сигналу МАЕ пропорційні до інформативних параметрів стрибків 90°-них доменних стінок та досліджуваного ферромагнетного матеріалу. Цей результат експериментально підтверджено в працях [3, 7] на підставі аналізу зареєстрованих сигналів МАЕ. Згідно запропонованої нами математичної моделі руху 90°-них доменних стінок за незначною зміною об'єму області перемагнетчення розраховані наближені мізерні переміщення під час одиничного стрибка 90°-ної доменної стінки у ферромагнетиках.

**Висновки.** Запропоновано математичну модель руху 90°-них доменних стінок ферромагнетиків, що ґрунтується на енергетичному підході до моделювання руху таких стінок, враховуючи вплив стохастичних процесів, що зумовлені наявністю немагнетних включень, дислокацій чи залишкових напружень у досліджуваному матеріалі. Запропоновано співвідношення, що дозволяє пов'язати параметри стрибків 90°-них доменних стінок з параметрами сигналу МАЕ та досліджуваного ферромагнетика. Отримані результати моделювання дають підставу розглядати зареєстрований сигнал у межах статистичної моделі випадкового імпульсного потоку.

1. Jiles D. C. Review of magnetic methods for nondestructive evaluation // NDT&International. – 1988. – 21 (5). – P. 311–319.

2. Nazarchuk Z. T. Ozinuvannia vodnevoi dehradazii feromagnetykiv u magnetnomu poli // Z. T. Nazarchuk, O. Ye. Andrey kiv, V. R. Skalskyi. – Kyiv: Nauk. dumka, 2013. – 271 p.

3. Кількісна оцінка стрибків Баркгаузена за сигналами магнетоакустичної емісії / В. Р. Скальський, О. М. Сергієнко, В. Б. Михальчук, Р. І. Семегенівський // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2009. – № 3. – С. 67–75.

4. Мельник Н. П. Кількісне оцінювання величини стрибка 90-градусної доменної стінки у ферромагнетиках за впливу випадкових полів та полів розмагнетчення / матеріали XXV відкритої науково-технічної конференції молодих науковців і спеціалістів Фізико-механічного інституту ім. Г. В. Карпенка НАН України “Проблеми корозійно-механічного руйнування, інженерія поверхні, діагностичні системи” (27–29 вересня 2017 р., м. Львів). – Львів. – 2017. – С. 221–223.

5. Dynamics of a Ferromagnetic Domain Wall and the Barkhausen Effect // P. Cizeau, S. Zapperi, G. Durin, H. Eu. Stanley / Phys. Rev. Let., 1997. – Vol 79 (23). – P. 4669–4672.

6. Domain wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials. I. Theory / Alessandro B., Beatrice, C., Bertotti, G., Montorsi A. // J. Appl. Phys., 1990. – 68 (11). – P. 2901–2908.

7. Сергієнко О., Мельник Н. Встановлення залежностей між сигналами магнетопружної акустичної емісії у ферромагнетиках і стрибками Баркгаузена. “Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій”: Зб. наук. праць 5-ї Міжнародної конференції (24–27 червня 2014 р., м. Львів). Львів, 2014. С. 131–134.