

УДК:539.3/4:620.179.14

МОДЕЛЮВАННЯ РУХУ ДОМЕННИХ СТІНОК У ФЕРОМАГНЕТНИХ МАТЕРІАЛАХ (ОГЛЯД)

В. Р. СКАЛЬСЬКИЙ, Є. П. ПОЧАПСЬКИЙ, Н. П. МЕЛЬНИК

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

Проаналізовано основні підходи до математичного моделювання руху доменних стінок феромагнетиків під впливом зовнішнього магнетного поля. За результатами синтезу літературних джерел подано рівняння переміщень доменної стінки з урахуванням броунівського розподілу поля. Описано відомі математичні моделі, побудовані за залежностями товщини доменних стінок від механічних напружень, які дають змогу розрахувати максимальні переміщення доменної стінки й оцінити амплітуду магнетопружної акустичної емісії.

Ключові слова: *доменна стінка, феромагнетний матеріал, поверхнева густина енергії, механічні напруження, магнетопружна акустична емісія.*

Стан об'єктів тривалої експлуатації в Україні, зокрема у трубопровідному транспорті, машинобудуванні, теплоенергетиці, необхідно постійно діагностувати, оскільки більшість з них вичерпали свій проектний ресурс та потребують заміни. Для забезпечення їх безаварійного функціонування потрібні новітні методи та засоби діагностування. Оскільки основна частина конструкцій виготовлена з феромагнетних матеріалів, то цікаво поєднати фізичні ефекти: дію на них зовнішнього магнетного поля та збудження пружних хвиль АЕ – магнетопружної акустичної емісії (МАЕ), що при цьому виникають.

У 1907 р. Вейс [1] висунув гіпотезу, що феромагнетний матеріал складається з окремих ділянок спонтанного намагнетчення – доменів, при цьому у кожному домені намагнетченість однорідна, а сусідні відрізняються її напрямком. У 1926 р. Ленгмюр, аналізуючи ці дослідження [2, 3], вперше сформулював означення доменної межі: це шари з непаралельними спінами, що розділяють домени з різною орієнтацією намагнетченості. У 1932 р. Блох [4] вперше побудував теорію доменної стінки, припустивши, що на межі двох доменів спіни поступово змінюють своїм напрямком від паралельного вектору намагнетченості одного домена на паралельний йому іншого домена. Це спричинено тим, що їх обмінна енергія пропорційна квадрату кута між ними і різка зміна їх напрямку у доменній стінці викликає швидке зростання обмінної енергії.

Залежно від зміни напрямку вектора намагнетченості доменні стінки класифікують на 180-градусні, в яких під час переходу від одного домена до іншого напрямок намагнетченості змінюється на 180°, та 90-градусні, в яких він змінюється на 90° [5].

Дослідженням застосування МАЕ для діагностики феромагнетних матеріалів присвячено чимало праць [6–10]. Вивчали вплив структури матеріалу та водневого чинника на зміну амплітуд сигналів МАЕ у феромагнетних матеріалах [6, 7], а також водню на потужність стрибків Баркгаузена у них [8], методом магнетоакустичного діагностування – феромагнетні конструкції, що містили плоскі тріщини [9], а у праці [10] за сигналами МАЕ кількісно оцінювали стрибки Баркгаузена.

Загалом, зосереджували увагу на зміні структури феромагнетиків під дією квазі-статичного магнетного поля, але для ефективного діагностування стану елементів конструкцій необхідно мати математичні моделі, які кількісно описують появу МАЕ під час переміщень доменних стінок феромагнетика.

Мета дослідження – проаналізувати та синтезувати відомі підходи математичного моделювання руху доменних стінок у феромагнетних матеріалах.

Математичні моделі руху доменної стінки. *Доменна структура феромагнетика.* Аналіз різних типів взаємодії у феромагнетиків підтверджує, що енергетично вигідний стан, коли феромагнетний зразок розділений на окремі ділянки спонтанного намагнення (домени) так, щоб його результуюча намагненість дорівнювала нулю. У доменних стінках феромагнетиків спіни змінюють напрямки від паралельного вектору намагненості одного домена на паралельний вектору намагненості іншого. Обмінна енергія спінів пропорційна квадрату кута φ між ними і різка зміна напрямку викличе швидке зростання обмінної енергії, тому поворот спінів у доменній стінці плавний. Задачу поступового повороту напрямку спінів у 180-градусній доменній стінці розглядав Тікадзумі (рис. 1) [5].

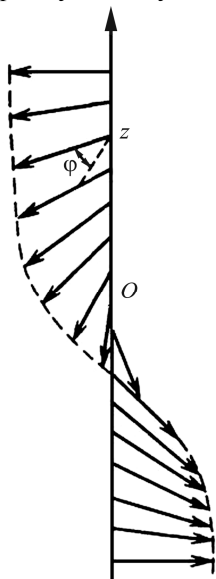


Рис. 1. Азимутальний поворот спінів у доменній стінці [5].

Fig. 1. Azimuthal rotation of spins in the domain wall [5].

Обмінна енергія одиниці поверхні стінки зменшується зі збільшенням товщини N перехідного шару, оскільки

$$\gamma_{ex} = \frac{JS^2\pi^2}{a^2N}, \quad (1)$$

де J – обмінний інтеграл (для феромагнетиків $J > 0$); S – розмір спінів; a – стала ґратки. Водночас внаслідок відхилення спінів від осі легкого намагнення енергія магнетокристалічної анізотропії зростає, а зі звуженням доменної стінки – зменшується:

$$\gamma_a = KNa, \quad (2)$$

де K – константа магнетокристалічної анізотропії.

У реальному феромагнетному кристалі товщину доменної стінки визначають умова балансу обмінної енергії та енергії магнетної анізотропії. Отже, мінімізуючи повну енергію, можна визначити напрям спінів у різних точках доменної стінки:

$$\gamma = \gamma_{ex} + \gamma_a = \frac{JS^2\pi^2}{a^2N} + KNa. \quad (3)$$

Автори праці [11] вивчали одновісну анізотропію та феромагнетний матеріал з однією віссю легкого намагнення (наприклад, кобальт). У цьому випадку енергія анізотропії

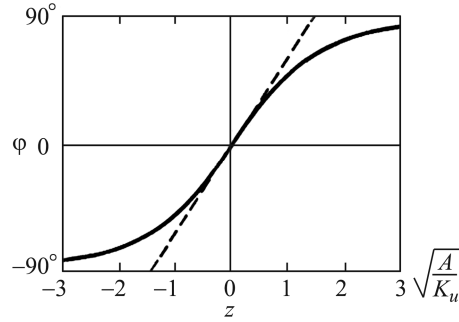
$g(\varphi) = K_u \cos^2 \varphi$, де K_u – константа одновісної анізотропії, а закон розподілу спінів

$$z = \sqrt{\frac{A}{K_u}} \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\cos \varphi} = \sqrt{\frac{A}{K_u}} \ln \operatorname{tg} \left(\frac{\varphi}{2} + \frac{\pi}{4} \right), \quad (4)$$

де A – константа обмінної взаємодії. Вони встановили, що за максимального її значення (у точці $z = 0$) кут φ між спінами швидко змінюється. Це відбувається плавно, якщо вони розташовані вздовж осі легкого намагнення або під кутом до неї. Тому за товщину доменної стінки приймали таке її значення, за якого кут φ сталий і не змінюється за умови, що нахил кривої $\varphi(z)$ у межах всієї стінки такий самий, як і при $z = 0$ (штрихова лінія на рис. 2), тобто становить $\sqrt{A/K_u}$.

Рис. 2. Поворот спінів (зміна кута φ) у 180-градусній доменній стінці кристала з одновісною магнетною анізотропією [5].

Fig. 2. Rotation of spins (change of the angle φ) in 180-degree domain wall of crystal with uniaxial magnetic anisotropy [5].



Використовуючи цю модель, отримали вирази для знаходження товщини доменної стінки феромагнетика $\delta = \pi\sqrt{A/K_u}$ та її енергії $\gamma = 4\sqrt{AK_u}$ [5]. Отже, якщо коефіцієнт K_u збільшується, то, відповідно, доменна стінка стає вужчою, а її енергія зростатиме.

Френкель та Дорфман одними з перших обґрунтували кількісну теоретичну гіпотезу про ділянки спонтанного намагнення – домени, де крім обмінної, врахували лише енергію поля розмагнення і сформулювали вираз для визначення ширини доменів [12]:

$$l = (l_0 d)^{1/2}. \quad (5)$$

Тут d – лінійний розмір зразка; $l_0 \sim 10^{-4}$ см.

Пізніше, вдосконаливши цей підхід та взявши до уваги енергію магнетної анізотропії, розраховану за відомими результатами [13], Ландау та Ліфшиц [14, 15] побудували строгую теорію доменної структури феромагнетика, вперше описали прецесію магнетного моменту з урахуванням зникання та запропонували вираз для знаходження товщини граничного шару доменної стінки:

$$\delta \approx (A/K_{eff} a^3)^{1/2}, \quad (6)$$

де A – обмінний інтеграл; K_{eff} – ефективна константа магнетної анізотропії; параметр a має розмірність довжини та порядок сталої кристалічної ґратки.

Модель прецесії магнетного моменту з урахуванням параметра зникання. У праці [14] вивели закон зміни намагненості J доменної стінки феромагнетика:

$$\frac{\partial J}{\partial t} = \gamma [J \times H_{eff}] - \left(\frac{\alpha \gamma}{J^2} \right) [J \times [J \times H_{eff}]], \quad (7)$$

де H_{eff} – ефективне магнетне поле; γ – гіромагнетний фактор; α – параметр дисипації (зникання). Магнетний момент під час ввімкнення магнетного поля починає прецесувати. За умови $\alpha = 0$, тобто за відсутності зникання, він рухатиметься боковою поверхнею конусу необмежено довго (рис. 3а), але за сильного зникання обернеться навколо поля без жодного повороту (рис. 3с).

Поверхнева густина енергії такої доменної стінки

$$\gamma_{sd} = (K_{eff} A/a)^{1/2}. \quad (8)$$

Її значення та залежність від координат відіграє важливу роль для дослідження зміщення доменних стінок. Відомо, що для багатовісних кристалів характерні 180-градусні доменні стінки, а також зі взаємно перпендикулярними напрямками спонтанної намагненості, тобто 90-градусні. Однак у реальних кристалах є структурні дефекти та внутрішні напруження [17–19], тому доменна стінка розташовується так, щоб збільшення енергії внаслідок її руху було мінімальне.

Тому 180-градусні розташовуються у місцях, де внутрішні напруження, коефіцієнт K_{eff} та густина енергії γ_{sd} будуть найменші, а 90-градусні – там, де внутрішні напруження змінюють знак, оскільки це відповідатиме зміні напрямку осей легкого намагнення.

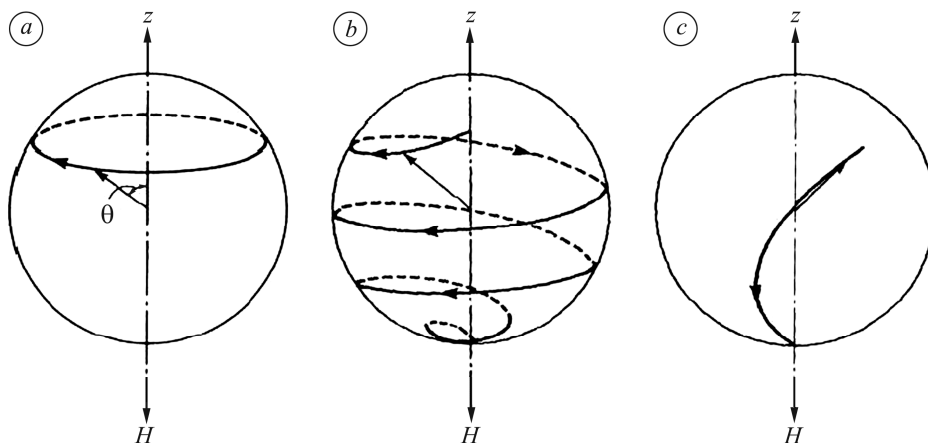


Рис. 3. Прецесія магнетного моменту в полі H : a – без зникання; b, c – зі слабким та сильним зниканнями [16].

Fig. 3. Precession of the magnetic moment at the field H : a – without attenuation; b, c – with weak and high attenuations [16].

Потенціально-енергетична модель Беккера. У праці [20] Беккер сформулював модель окремого стрибка Баркгаузена і описав основні закономірності виникнення таких стрибків внаслідок необоротного руху доменної стінки. Оскільки початкове розташування доменних стінок за відсутності зовнішнього магнетного поля в умовах термодинамічної рівноваги визначає мінімум вільної енергії феромагнетного зразка [21], то під час статистичного аналізу стрибків Баркгаузена її подають як випадкову та детерміновану функції положення доменної стінки. За руху в кристалі плоскопаралельних 180-градусних доменних стінок досить лише враховувати енергію доменної стінки та енергію полів розмагнення. Якщо такий кристал помістити в магнетне поле з напруженістю H , паралельною до напрямку намагнення доменів, то через виникнення сили F_H у кристалі порушиться термодинамічна рівновага, оскільки це призведе до зміщення усіх доменних стінок. Враховуючи зміну внутрішньої енергії поля намагнення (F_H), розмагнечувального поля (F_N) і граничного шару (F_γ) зі зміщенням доменної стінки на відстань dx , нове розташування стінок автори праці [20] визначали з умови рівноваги сил:

$$F_H - F_\gamma - F_N = 0, \quad (9)$$

де $F_H = 2S(x)J_S H$; $F_N = \frac{2N(x)J_S^2 S(x)}{x_0} x$; $F_\gamma = S(x) \frac{\partial \gamma(x)}{\partial x}$; J_S – намагненість насичення; $S(x)$ – площа доменної стінки, що залежить від координати доменної стінки x ; $N(x)$ – розмагнечувальний чинник; $\frac{\partial \gamma(x)}{\partial x}$ – градієнт поверхневої густини енергії.

За умови $N(x) = \text{const}$ внутрішні сили можна розділити на детерміновану F_d та випадкову F_r складові. Якщо структура кристала гомогенна, то основну роль відіграє складова F_γ і внутрішні напруження σ виражають через параметр

$\gamma = (K_{eff} A/a)^{1/2}$; $K_{eff} = \alpha k_1 + \beta \lambda \sigma$; α, β – сталі коефіцієнти для даного кристала; k_1 – константа кристалографічної анізотропії; λ – константа магнетострикції, а якщо гетерогенна, – за наявності дефектів зростає внесок складової $F_\gamma = \gamma \frac{\partial S(x)}{\partial x}$ [20].

Під час руху доменної стінки детермінована складова $F_d(x) = bx$, тобто змінюється лінійно, де $b = 2NJ_s^2 S_0 / x_0$, S_0 – площа переміщуваної доменної стінки, а випадкова $F_r(x) = K(\omega, x)$ має вигляд стаціонарної випадкової функції аргументу x , де величина ω визначає закон її розподілу. Доведено, що за пуассонівського розподілу дефектів і піків напружень у кристалі функція $K(\omega, x)$ нормальна [22].

Також у праці [20] виведено рівняння магнетного моменту феромагнетного зразка під час стрибків Баркгаузена

$$m(t) = 2S_0 J_S x(t), \quad (10)$$

де $x(t)$ – переміщення доменної стінки, та рівняння руху доменної стінки

$$m_{ef} \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + bx + K(\omega, x) = 2S_0 J_S H(t), \quad (11)$$

де m_{ef} – її ефективна маса.

Модель із випадковим потенціалом. Мікромагнетні моделі добре описують повороти спінів, магнетну анізотропію, однак, не враховують тривимірність, діапазон взаємодії, ефект розмагнечування тощо. Для цього розроблені нові підходи, які відтворюють важливі аспекти ефекту Баркгаузена, зокрема випадковий характер магнетної системи. Неель вперше запропонував модель із випадковим потенціалом для вивчення петлі гістерезису на ділянці Релея [23, 24], в якій випадкову функцію подав як суму парабол із випадковою кривизною. Але ця модель не узгоджується з експериментами, оскільки випадкове поле некорельоване, тому розподіл розмірів стрибків експоненціальний, проте випробі підтверджують степеневу його форму [25–29]. Щоб отримати саме степеневу форму, необхідно розглядати корельоване випадкове поле.

АВВМ-модель рівняння руху зі сильним демпфуванням. У працях [30, 31] вперше сформульовано підхід, пов'язаний із броунівським розподілом поля. Ця теоретична модель руху доменної стінки у феромагнетних матеріалах добре описує статистику шумів Баркгаузена і відома як АВВМ-модель [32, 33]. Розглянувши рух однієї 180-градусної доменної стінки, яка розділяє зразок на два домени з протилежними напрямками намагнеченості (рис. 4), вчені отримали рівняння руху зі сильним демпфуванням (заниканням) для знаходження зміни намагнеченості:

$$\frac{dm}{dt} = ct - km + W(m), \quad (12)$$

де $H = ct$; c – швидкість зростання зовнішнього поля H ; m – магнетопружна енергія; k – коефіцієнт розмагнечування; $W(m)$ – випадкове поле; коефіцієнт демпфування дорівнює одиниці.

Деякі вчені задавали випадкове поле як броунівський процес та, врахувавши ріст кореляцій, отримали рівняння, подібне до рівняння Ланжевена для випадкових блукань у полі з обмежувальним потенціалом $U(v) = kv - c \ln(v)$ [33]:

$$\frac{\partial v}{\partial m} = \frac{c}{v} - k + f(m), \quad (13)$$

де $v \equiv \frac{dm}{dt}$; $f(m) \equiv \frac{dW}{dm}$; $f(m)$ – некорельоване випадкове поле з дисперсією D .

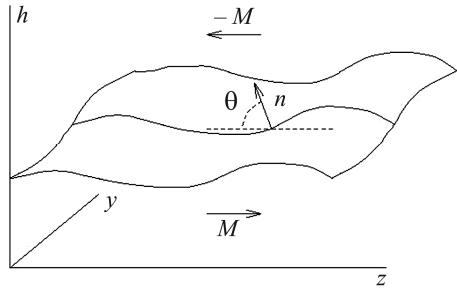


Рис. 4. Схема доменної стінки, яка розділяє зразок на два домени з протилежними напрямками намагненості [33].

Fig. 4. Scheme the domain wall that divides the sample into two domains with opposite magnetization directions [33].

Повна енергія доменної стінки зумовлена магнетостатичною енергією та полем розмагнення:

$$E_{dw} = \gamma_w \int d^2 r \sqrt{1 + |\nabla h(\vec{r}, t)|^2}, \quad (14)$$

де $\gamma_w \equiv 2\sqrt{AK_0} = \sqrt{\alpha k_a + \beta \lambda \sigma}$; $h(\vec{r}, t)$ – функція, що визначає положення доменної стінки.

Оскільки у матеріалі є немагнетні включення, дислокації, залишкові напруження, які призводять до деформування та закріплення доменної стінки, то їх моделювали, вводячи випадковий потенціал, похідна якого визначає силовое поле $\eta(\vec{r}, h)$, що діє на доменну стінку. Також на затримку доменної стінки впливають флуктуації напрямку анізотропії, що пов'язані зі зміною поверхневої енергії γ_w , яка є функцією положення стінки $\gamma(\vec{r}, h) = \gamma_w + \eta(\vec{r}, h)$ [34]. Урахувавши усі складові енергії, отримали рівняння руху доменної стінки [33]:

$$\frac{\partial h(\vec{r}, t)}{\partial t} = H - \bar{k}\tilde{h} + \gamma_w \nabla^2 h(\vec{r}, t) + \int d^2 r' K(\vec{r} - \vec{r}') (h(\vec{r}') - h(\vec{r})) + \eta_i(\vec{r}, t), \quad (15)$$

де $\bar{k} = 4\mu_0 k M_S / V$ – ефективний коефіцієнт розмагнення; M_S – намагненість насичення; μ_0 – магнетна проникність вакууму; V – об'єм домена;

$\tilde{h} = \int d^2 r' h(\vec{r}', t)$; $K(\vec{r} - \vec{r}') = \frac{\mu_0 M_S^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \left(1 - \frac{3(z - z')^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \right)$ – ядро дипольної взаємодії.

Однак найчастіше для розрахунків використовують дискретний аналог (15):

$$\frac{dh_i}{dt} = ct - k\bar{h} + J(\bar{h} - h_i) + \eta_i(h), \quad (16)$$

де J – ефективна парна взаємодія.

Просумувавши рівняння (16) за кількістю центрів закріплення донної стінки i , отримали подібне до (12) рівняння для повної намагненості m :

$$\frac{dm}{dt} = \tilde{c}t - km + \sum_{i=1}^N \eta_i(h), \quad (17)$$

де $\tilde{c} = c/D$; c – швидкість зростання зовнішнього магнетного поля; D – дисперсія некорельованого випадкового поля. Асимптотично статистичний розподіл швидкості руху доменної стінки v визначає розподіл Больцмана:

$$P(v, m \rightarrow \infty) \sim \exp(-U(v)/D) = v^{c/D} \exp(-kv/D). \quad (18)$$

Розподіл у часовій області, отриманий за допомогою простих перетворень, має вигляд [11]

$$P(v) \equiv P(v, t \rightarrow \infty) = \frac{k^{c/D} v^{c/D-1} \exp(-kv/D)}{D^{c/D} \Gamma(c/D)}. \quad (19)$$

Замінивши складову $\sum_{i=1}^N \eta_i$ у рівнянні (17) ефективним полем $W(m)$, що характеризується броунівською кореляцією, отримали стрибок доменної стінки між двома конфігураціями [35]:

$$W(m') - W(m) = \sum_{i=1}^n \Delta \eta_i, \quad (20)$$

де підсумовували за положеннями, через які рухалась доменна стінка. У теорії середнього поля це число пропорційне до розміру лавини стрибків $S = |m' - m|$. Припустивши, що величина $\Delta \eta_i$ некорельована та має випадково розподілені знаки, отримали броунівське блокувальне поле, що досить ефективно описує розпорядкування внаслідок колективного руху гнучких доменних стінок [36]:

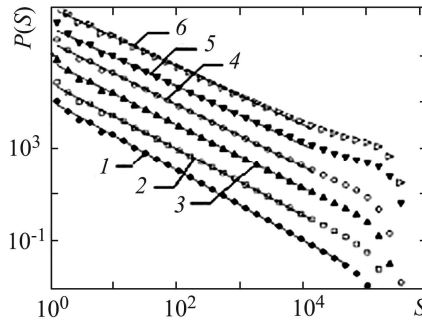
$$\langle |W(m') - W(m)|^2 \rangle = D |m' - m|, \quad (21)$$

де D кількісно визначає флуктуацію W .

Скориставшись розподілом Больцмана (згідно з АВВМ-моделлю) (19), можна зробити висновки, що за умови $\tilde{c} < 1$ доменна стінка рухається лавиноподібно, а розміри стрибків та їх тривалість розподілені за степеневим законом (рис. 5).

Рис. 5. Розподіл розміру стрибка доменної стінки за різної швидкості зміни магнетного поля [35]:
1 – $\tilde{c} = 0,0$; 2 – 0,125; 3 – 0,2;
4 – 0,25; 5 – 0,375; 6 – 0,6.

Fig. 5. The distribution of avalanche sizes domain wall for different driving rates [35]:
1 – $\tilde{c} = 0,0$; 2 – 0,125; 3 – 0,2;
4 – 0,25; 5 – 0,375; 6 – 0,6.



За умови $\tilde{c} > 1$ рух стінки плавніший із флуктуаціями, які зменшуються зі зростанням швидкості \tilde{c} , а розміри стрибка S переміщень стінок розподілені за законом [35]

$$P(S) \sim S^{-\tau} f(S/S_0), \quad (22)$$

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

Пружні переміщення у тілі через раптове виникнення об'ємного джерела трансформаційних (без зовнішніх механічних напружень) деформацій [37], зумовлених магнетострикцією (стрибками 90-градусних доменних стінок), можна оцінити за підходом Ешелбі [38]. Тобто, якщо уявно видалити матеріал ділянки джерела вирізуванням по поверхні, яка охоплює цей об'єм, то цей матеріал (включення) трансформаційно деформується без зміни напружень всередині включення. Саме ця деформація $\Delta \epsilon_{rs}$ характеризує джерело МАЕ.

У праці [37] цей спосіб узагальнили для динамічної задачі збудження МАЕ. Припускали, що АЕ генерують ділянки біля доменних стінок (рис. 6a) [8]. Вважали, що область, в якій доменна структура перебудовується і яка внаслідок магнетострикційного ефекту є джерелом МАЕ, початково сфероподібна із півосями a_1 і b ($a_1 > b$), а магнетострикційна зміна ділянки переміщення симетрична відносно точки 0. Внаслідок цього ділянка видовжиться вздовж осі Oz так, що більша її піввісь дорівнюватиме a_2 (рис. 6b), а зміна об'єму ділянки переміщення

$$\Delta V = 4\pi b(a_2^2 - a_1^2)/3. \quad (23)$$

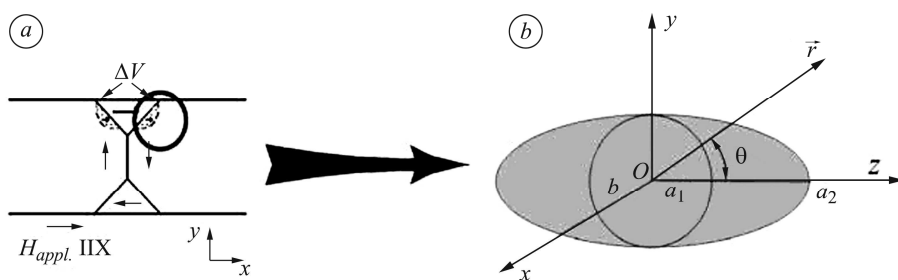


Рис. 6. Схема ділянки випромінювання МАЕ (а) та об'ємне його джерело (б) [8].

Fig. 6. Chart of the region of the magneto-elastic acoustic emission radiation (a) and the volume source of radiation (b) [8].

Отримано [37] залежність для оцінювання компоненти u_r вектора переміщень у полярній системі координат r, θ (кут θ відраховують від площини, яка відповідає поширенню поздовжньої пружної хвилі від зміни доменної структури у феромагнетика через ефект Баркгаузена) [8]:

$$u_r \approx \frac{\lambda + 2\mu \cos^2 \theta}{4\pi\rho c_1^3 r} \varepsilon_{zz} \frac{d}{dt} [\Delta V(t - r/c_1)], \quad (24)$$

де λ і μ – сталі Ламе; ρ – густина середовища; ε_{zz} – компонента тензора деформацій; c_1 – швидкість поздовжньої хвилі.

Таким чином, коли напруженість магнетного поля стає критичною, відбуватимуться стрибки доменних стінок, а переміщення, викликані ними, можна оцінити за залежністю (24). Амплітуда сигналу МАЕ пропорційна до трансформаційних деформацій та до швидкості зміни об'єму ділянки перемагнетчування. Цей результат експериментально підтверджено в працях [40, 41], де за аналізом зареєстрованих сигналів МАЕ для амплітудних значень встановили аналогічну залежність.

Для експериментальних досліджень автори праці [8] використовували пластини розмірами $1100 \times 45 \times 0,2$ mm із ніколу та сталі 30 і встановили для ніколу: лінійна магнетострикція $\Delta l = 10,0 \cdot 10^{-3}$ mm, зміна об'єму $\Delta V = 9,0 \cdot 10^{-2}$ mm³; для сталі 30: $\Delta l = 1,6 \cdot 10^{-3}$ mm, $\Delta V = 1,44 \cdot 10^{-2}$ mm³. За параметрами МАЕ визначили максимальні переміщення $u_r = (1 \dots 4) \cdot 10^{-12}$ m для ніколу; $(2 \dots 7) \cdot 10^{-14}$ m для сталі 30. Розрахункові $1,28 \cdot 10^{-12}$ та $3,47 \cdot 10^{-14}$ m відповідно. У розрахунках для ніколу брали: $\rho = 8900$ kg/m³; $E = 210$ GPa; $\nu = 0,3$; $\Delta l = 10^{-6}$ m; $\varepsilon_{zz} = 9,1 \cdot 10^{-7}$; $\dot{V} = 1,0 \cdot 10^{-5}$ m/s; $r = 0,1 \cdot 10^{-3}$ m; для сталі 30: $\rho = 7800$ kg/m³; $E = 210$ GPa; $\nu = 0,28$; $\Delta l = 1,6 \cdot 10^{-7}$ m; $\varepsilon_{zz} = 1,46 \cdot 10^{-7}$; $\dot{V} = 1,6 \cdot 10^{-6}$ m/s; $r = 0,1 \cdot 10^{-3}$ m.

ВИСНОВКИ

Порівняльний аналіз математичних моделей руху доменних стінок у феромагнетиках свідчить про великі досягнення у цій галузі досліджень. Однак ще недостатньо математичних моделей, за якими можна було б оцінити одиничний стрибок доменної стінки, а також визначати переміщення доменних стінок під час стрибків Баркгаузена або напруження, які їх зумовлюють. Розташування доменних стінок у феромагнетних матеріалах за відсутності зовнішнього магнетного поля визначають внутрішні сили, зокрема внутрішні напруження, викликані деформаціями кристалічної ґратки чи неоднорідними включеннями, магнетними полями розсіювання, дислокаціями тощо. Якщо помістити зразок такого матеріалу у зовнішнє поле, то у стінці, яка розділяє два домени, один з яких розташований енергетично вигідніше за інший, виникне гідростатичний тиск. Доменна стінка зміщуватиметься доти, доки цей тиск не зрівноважиться з внутрішнім,

роль якого у розглянутих моделях відіграє поверхнева густина енергії доменної стінки. Її дослідження потребує особливої уваги, оскільки вона пов'язана з механічними напруженнями (наприклад, від дислокацій). За цими математичними моделями та залежностями розмірів стрибків доменних стінок від механічних напружень можна обчислити максимальні переміщення доменних стінок, а відтак, і оцінити амплітуди сигналів МАЕ.

РЕЗЮМЕ. Проанализированы основные подходы к математическому моделированию движения доменных стенок ферромагнетиков под влиянием внешнего магнитного поля. По результатам синтеза литературных источников приведены уравнения перемещений доменной стенки с учетом броуновского распределения поля. Описаны известные математические модели, построенные на зависимостях толщины доменных стенок от механических напряжений, с помощью которых можно рассчитать максимальные перемещения доменной стенки и оценить амплитуду магнитоупругой акустической эмиссии.

SUMMARY. The basic approaches of mathematical modeling of the ferromagnetic domain walls motion in the applied external magnetic field are considered. The equation of the domain walls displacements with the Brownian field distribution, taking into account the result of the literature data synthesis, are presented. The described known mathematical models are built with account of the dependence of the domain walls value on the mechanical stresses. The maximum displacements and magneto-elastic acoustic emission amplitude values can be calculated using the mentioned above models.

1. Weiss P. L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique // J. de Phys. – 1907. – 6. – P. 661–690.
2. Forrer M. R. Sur les grands phénomènes de discontinuité dans l'aimantation de nickel // J. de Phys. – 1926. – 7. – P. 109 (On the great magnetization jump phenomena of nickel).
3. Preisach F. Untersuchungen über den Barkhauseneffekt // Ann. Physik. – 1929. – 3. – P. 737 (Investigations on the Barkhausen effect).
4. Bloch F. Zur Theorie des Austauschproblems und der Remanenzerscheinung der Ferromagnetika // Z. Phys. – 1932. – 74 (5–6). – P. 295.
5. Такадзуми С. Фізика ферромагнетизма. Магнітні властивості речовини / Пер. з яп. – М.: Мир, 1987. – С. 179–185.
6. Вплив структури матеріалу на зміну амплітуд магнетопружної акустичної емісії / В. Р. Скальський, В. Б. Михальчук, П. М. Долішній, Р. І. Семенівський // Зб. наук. праць ФМІ НАН України “Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів”. – Львів, 2008. – Вип. 13. – С. 80–83.
7. Скальський В. Р., Назарчук З. Т., Андрейків О. Є. Вплив водневого чинника на зміну амплітуд сигналів магнетопружної акустичної емісії у ферромагнетиках // Фіз.-хім. механіка матеріалів. Спец. вип. – 2008. – 1, № 7. – С. 77–81.
8. Кількісна оцінка стрибків Баркгаузена за сигналами магнетоакустичної емісії / В. Р. Скальський, О. М. Сергієнко, В. Б. Михальчук, Р. І. Семенівський // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2009. – № 3. – С. 67–75.
9. Рудавський Д. В. Метод магнетоакустичного діагностування конструкцій із ферромагнетних матеріалів, що містять плоскі тріщини // Зб. наук. праць ФМІ НАН України “Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів”. – Львів, 2008. – Вип. 13. – С. 114–117.
10. Вплив водню на зміну потужності стрибків Баркгаузена у ферромагнетиків / З. Т. Назарчук, В. Р. Скальський, Б. П. Клим, Д. В. Рудавський, П. П. Великий, Я. Д. Толопко // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2009. – № 5. – С. 49–54.
11. Domain wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials. I. Theory / В. Alessandro, С. Beatrice, G. Bertotti, A. Montorsi // J. Appl. Phys. – 1990. – 68(11). – P. 2901–2908.
12. Frenkel J. and Dorfman J. Spontaneous and Induced Magnetization in Ferromagnetic Bodies // Nature. – 1930. – 126. – P. 274–275.
13. Акулов Н. С. Ферромагнетизм – М.: Гостехиздат, 1939. – 74 с.
14. Landau L. D., Lifshitz E. M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // Phys. Z. Sowjetunion. – 1935. – 8. – P. 153.
15. Лифшиц Е. М. О магнитном строении железа // Журн. эксп. и теорет. физики. – 1945. – 15 (3). – С. 97–107.

16. Чеченин Н. Г. Магнитные наноструктуры и их применение: уч. пос. – М.: Грант Виктория ТК, 2006. – С. 87.
17. Кринчик Т. С. Физика магнетных явлений. – М.: Изд-во МГУ, 1976. – 186 с.
18. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. – М.: Гостехиздат, 1948. – 816 с.
19. Гречишкин Р. М. Доменная структура магнетиков. – Калинин: КГУ, 1975. – Ч. I. – 264 с.
20. Becker R. and Doring W. Ferromagnetismus. – Berlin: Springer-Verlag, 1939. – 284 s.
21. Вонсовский С. В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро- и ферримагнетиков. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
22. Ломаев Г. В. Метод магнитных шумов в неразрушающем контроле ферромагнетиков // Дефектоскопия. – 1977. – **4**. – С. 75–94.
23. Néel L. Theorie des lois d'aimantation de Lord Rayleigh. I: Le déplacements d'un paroi isolée // Cah. Phys. – 1942. – **12**. – P. 1–20.
24. Néel L. Theorie des lois d'aimantation de Lord Rayleigh. II: Multiples domaines et champ coercitif // Cah. Phys. – 1943. – **13**. – P. 18–30.
25. Durin G. and Zapperi S. Scaling exponents for Barkhausen avalanches in polycrystalline and amorphous ferromagnets // Phys. Rev. Lett. – 2000. – **84**. – P. 4075–4078.
26. Barkhausen noise: elementary signals, power laws, and scaling relations / D. Spasojevic, S. Bukvic, S. Milosevic, H. E. Stanley // Phys. Rev. E. – 1996. – **77** (9). – P. 2531.
27. Durin G., Magni A., and Bertotti G. Fractal properties of the Barkhausen effect // J. Magn. Magn. Mat. – 1995. – **140–144**. – P. 1835–1836.
28. Lieneweg U. and Grosse-Nobis W. Distribution of size and duration of Barkhausen pulses and energy spectrum of Barkhausen noise investigated on 81% Nickel-iron after heat treatment // Inter. J. Magnetism. – 1972. – **3**. – P. 11–16.
29. Durin G. and Zapperi S. On the power spectrum of magnetization noise // J. Magn. Magn. Mat. – 2002. – **242–245**. – P. 1085–1088.
30. Bertotti G. Statistical interpretation of magnetization processes and eddy current losses in ferromagnetic materials // Proc. 3rd Int. Conf. Physics of Magnetic Materials. – Singapore: World Scientific, 1986. – P. 489–508.
31. Dynamics of magnetic domain walls and Barkhausen noise in metallic ferromagnetic systems / U. Balucani, S. W. Lovesey, M. G. Rasetti, and V. Tognetti // Magnetic Excitations and Fluctuations II. – Berlin: Springer, 1987. – P. 135–139.
32. Domain wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials. II Experiments / B. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti, and A. Montorsi // J. Appl. Phys. – 1990. – **68** (11). – P. 2908–2915.
33. Durin G. and Zapperi S. The Barkhausen effect. – (Submitted on 21 Apr 2004) “The Science of Hysteresis” / Eds.: G. Bertotti and I. Mayergoyz. – Amsterdam: Elsevier, 2006. – **Vol. II**. – P. 181–267.
34. Fisher D. S. Sliding charge-density waves as a dynamic critical phenomenon // Phys. Rev. B. – 1985. – **31** (8). – P. 1396–1427.
35. 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.
36. Vergne R., Cotillard J. C., Porteseil J. L. Quelques aspects statistiques des processus d'aimantation dans les corps ferromagnétiques. Cas du déplacement d'une seule paroi de Bloch à 180° dans un milieu monocristallin aléatoirement perturbé // Phys. Rev. Appl. – 1981. – **16**. – P. 449–476.
37. Аки К., Ричардс П. К. Количественная сейсмология: теория и методы – М.: Мир, 1983. – **1**. – 519 с.
38. Eshelby J. D. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems // Proc. Roy. Soc. London. – 1957. – **A241**. – P. 379–396.
39. Кількісна оцінка стрибків Баркгаузена за сигналами магнетоакустичної емісії / В. Р. Скальський, О. М. Сергієнко, В. Б. Михальчук, Р. І. Семенівський // Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій: зб. наук. праць 5^а Міжнар. конф. (Львів, 24–27 черв. 2014 р.) / За заг. ред. В. В. Панасюка. – Львів: Фіз.-мех. ін-т ім. Г. В. Карпенка, 2014. – С. 131–134.
40. Shibata M. and Ono K. Magnetomechanical acoustic emission – a new method of nondestructive stress measurement // NDT International. – 1981. – P. 227–234.
41. Sánchez R. L. Barkhausen effect and acoustic emission in a metallic glass – preliminary results // Review of Quant. Nond. Eval. – 2004. – **23**, № 4. – P. 1328–1335.

Одержано 17.03.2015