

УДК 621.318.4

ОСОБЛИВОСТІ ЗБУДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ СИЛ ПРИ МАГНІТНО-ІМПУЛЬСНІЙ ОБРОБЦІ ЛИСТОВИХ ФЕРОМАГНІТИКІВ

Ю.В.Батигін, докт.техн.наук, **А.В.Гнатів**, канд.техн.наук,
Харківський національний автомобільно-дорожній університет,
вул. Петровського, 25, Харків, 61002, Україна.

У роботі сформульовано і обґрунтовано фізичний механізм силової дії імпульсних магнітних полів на тонкостінні листові заготовки з феромагнітних провідників. Показано, що при низьких робочих частотах превалюють сили притягання, обумовлені магнітними властивостями металу оброблюваних об'єктів. При підвищенні частот понад певне граничне значення притягання змінюється відштовхуванням, обумовленим превалюючим впливом сил Лоренца. Бібл. 10, табл. 1, рис. 5.

Ключові слова: формування металу, імпульсне магнітне поле, дія сили, тонкостінний феромагнетик, низькі робочі частоти, притягання, високі частоти, відштовхування.

Аналіз основних досягнень, постановка задачі. Виключно нові можливості для реалізації сучасних магнітно-імпульсних технологій відкриває явище, експериментально виявлене в 2004 р. професорами Ю.В.Батигіним, В.І.Лавінським і Л.Т.Хіменко [7]. Йдеться про зміну спрямованості деформуючої силової дії з боку зовнішнього магнітного поля при варіації його робочих частот, що призводить до появи увігнутих або опуклих ділянок тонкостінного металевих листа.

Силова дія магнітного поля на провідні рідини і металеві стрічки раніше аналізувалася в численних роботах по індукційному нагріву [2,8,10]. Більш детально сутність вищезгаданого явища полягає у наступному. Як виявилось, напрямок зусиль при дії імпульсного магнітного поля на достатньо тонкостінні листові магнітні метали залежить від робочої частоти імпульсу струму в обмотці інструмента-індуктора. Експериментальними зразками були феромагнітні сталеві пластини завтовшки $\sim 0.5 \div 1.0$ мм, генераторами магнітного поля – одновиткові індуктори, які підключалися до джерела з енергією ~ 10 кДж.

При частоті ~ 2.2 кГц силова дія з боку магнітного поля призводила до притягання ділянки рівного сталевих зразка і утворення вм'ятини відповідно до поперечних розмірів робочої зони індуктора. При підвищенні робочої частоти до ~ 7.5 кГц сили магнітного поля призводили до відштовхування цієї ж ділянки сталевих пластини. Мало місце утворення опуклості, тобто прояв відомого магнітного тиску на провідник.

Підкреслимо, що в проведених експериментах спостерігалось не відштовхування або притягання експериментальних зразків у цілому, а їхня деформація з утворенням опуклостей або вм'ятин.

Первинні гіпотези щодо природи знайденого ефекту ігнорували можливість впливу магнітних властивостей оброблюваних об'єктів і припускали чисто електродинамічну взаємодію полів і індукованих струмів (збудження сил Лоренца). Тому, як здавалося, єдиним вірним фізичним поясненням знайденого ефекту була зміна напряму струмів, індукованих у металі оброблюваного об'єкту [1,4,7].

Аналогічні питання розглядалися в роботі [3], де, виходячи з класичних уявлень про збудження тільки дотичної компоненти напруженості, авторами оцінювалось притягання заготовки, обумовлене фазовим зсувом між зовнішнім полем та магнітним полем, що проникало крізь заготовку.

Як виявилось, у разі достатньої тонкостінності листового провідника (що еквівалентно низьким робочим частотам діючих магнітних полів) індукований струм прагне до часової похідної від збуджуючого струму. Відповідно, сили електродинамічної дії на оброблюваний об'єкт в інтегралі за часом прагнуть до нуля. Тобто, вони не відштовхуватимуть та не притягатимуть його. При високих частотах (скін-ефект) індукований струм повторює часову форму збуджуючого струму, а магнітний тиск при цьому максимальний. Він з великою силою відштовхує заготовку від індуктора [1,5,7]. Отже, при достатньо низьких значеннях робочих частот діючих полів тонкостінні металеві об'єкти в інтегралі не мають на собі ніякої електродинамічної дії (а саме, дії сил Лоренца). Але при високих робочих частотах має місце добре відомий у магнітно-імпульсній обробці металів ефект магнітного тиску на провідну заготовку.

Для пояснення експериментально цього ефекту зміни спрямованості сил, що діють на тонкостінні листові феромагнетика при варіації робочих частот електромагнітних полів, що збуджуються, слід повернутися до раніше проігнорованого впливу магнітних властивостей металу оброблюваного об'єкту, і вже з цих позицій обкреслити гіпотезу, що пояснює зазначений ефект.

1. Притягання феромагнетика, обумовлене його магнітними властивостями, в більшій або меншій мірі існує завжди. В діапазоні робочих значень напруженості діючих полів ($H_m \sim 10^5 \div 10^7 \text{ А/м}$) для тонкостінного листового феромагнетика величина відносної магнітної проникності $\mu_r \rightarrow 1$, але $\mu_r \neq 1$ і $\mu_r > 1$. Це положення узгоджується з думкою авторів роботи [9], що реалізували досліджуваний ефект в практиці рихтування автомобільних кузовів та стверджують, що для прояву магнітних властивостей у плані притягання достатньо, щоб $\mu_r > 1.2$.

2. У режимах різкого скін-ефекту сили магнітного притягання відносно малі. Тут превалюють сили Лоренцівського відштовхування. Має місце відомий магнітно-імпульсний тиск на оброблюваний провідний об'єкт. Заготівка відштовхується від індуктора – джерела поля.

3. При низьких значеннях робочих частот сили магнітного притягання превалюють над силами лоренцівського відштовхування, інтегральна дієвість останніх прямує до нуля. Заготівка притягується до індуктора – джерела поля – саме за рахунок впливу магнітних властивостей оброблюваного об'єкту.

Метою цієї роботи є аналіз особливостей процесів збудження зусиль у тонкостінних листових феромагнетиках при магнітно-імпульсній обробці металів, кінцевим результатом якого має бути теоретичне пояснення фізичного механізму зміни напрямку діючих сил при варіації робочих частот струму індуктора.

Об'єкт досліджень – одновитковий циліндричний індуктор з феромагнітною листовою заготівкою. Розрахункова модель індуктора показана на рис. 1, де 1 – одновитковий соленоїд, 2 – плоска листовая феромагнітна заготівка, $\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_z$ – направляючі орти циліндричної системи координат.

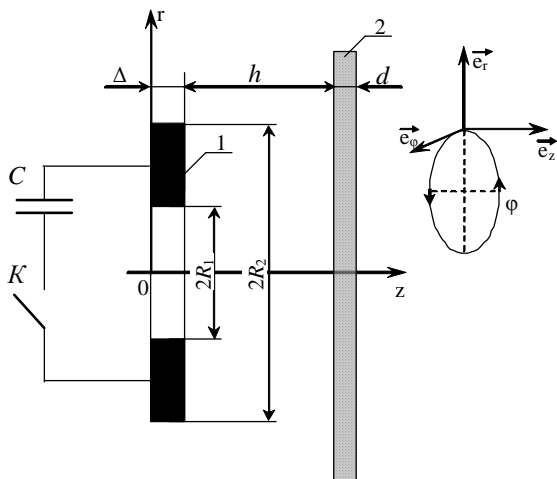


Рис. 1

$\omega\tau \ll 1$ ($\tau = \mu_1 \gamma d^2$, γ, d – питома електропровідність і товщина заготівки, $R_{1,2}$ – внутрішній і зовнішній радіуси індуктора).

- Магнітна проникність металу листової заготівки постійна та дорівнює $\mu_1 = \mu_0 \mu_r$, μ_0 і μ_r – магнітна проникність вакууму і відносна магнітна проникність металу відповідно. Це припущення потребує додаткових коментарів. Йдеться про справедливість або межі його реального застосування.

Відомо, що точність розгляду визначається рівнем варіації значення відносної магнітної проникності μ_r протягом певного процесу. Безумовно і те, що реально ця характеристика феромагнетика змінюватиметься в широких межах з максимумом, набагато більшим одиниці. Але, якщо подивитися на типову залежність магнітної проникності, приведену, наприклад, у відомій монографії [6], то стає очевидним, що зміна цієї характеристики металу як похідної $d\mu_r(H)/dH$ буде достатньо малою для амплітуд напруженості ($H \sim 10^5 \text{ А/м}$ і вище), характерних для практичної магнітно-імпульсної обробки металів [1,5,7].

Опускаючи математичні операції з інтегрування рівнянь Максвелла, що виконані аналогічно [5], запишемо вирази для струмів і полів, що збуджуються в металі листового феромагнетика $z \in [0, d]$, рис. 1.

Аналіз процесів у тонкостінних листових феромагнетиках. Теоретична модель досліджуваного ефекту побудована за наступних припущень.

- Виток індуктора достатньо тонкий і „прозорий” для діючих полів ($\Delta \rightarrow 0$), тому його метал не створює ніякого впливу на електромагнітні процеси, що протікають.

- В індукторі протікає струм $I(t)$, часові параметри якого такі, що в розрахунках цілком прийнятна відома умова квазістаціонарності електромагнітних процесів $\omega\ell/c \ll 1$ (тут ω – кругова частота процесу, c – швидкість світла у вакуумі, ℓ – найбільший характерний геометричний розмір системи).

- Система має аксіальну симетрію $\partial/\partial\phi = 0$ (ϕ – полярний кут).

- Листова заготівка є достатньо тонкостінною з геометричної та електродинамічної точок зору, а її радіальна протяжність – достатньо велика, тобто $d/R_{1,2} \ll 1$ і

$$\text{Густина струму} - j_{\varphi}(z, r, \varphi) = \frac{2j_m}{d} \int_0^{\infty} f(x) e^{-x \frac{h}{d}} x J_1(x \frac{r}{d}) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_k F_{1k}(\mu_r x, z)}{\Phi_k(\mu_r x)} \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} * e^{-\frac{(\beta_k^2 + x^2)}{\omega\tau} \varphi} dx, \quad (1)$$

де j_m і $j(\varphi)$ – амплітуда і фазова залежність струму в індукторі; $\varphi = \omega \cdot t$ – фаза, ω – кругова (циклічна) частота збуджуючого струму; $f(x) = \frac{1}{d^2} \int_{R_1}^{R_2} f(r) r J_1(xr/d) dr$, $f(r)$ – радіальний розподіл струму в індукторі; $J_1(xr/d)$ – функція Бесселя першого порядку; β_k – корені рівняння $\text{tg}(\beta_k) = -2(\beta_k(\mu_r x)^{-1} - \mu_r x \beta_k^{-1})^{-1}$; $F_{1k}((\mu_r x), z) = (\mu_r x) \sin(\beta_k(1 - zd^{-1})) + \beta_k \cos(\beta_k(1 - zd^{-1}))$; $\Phi_k(\mu_r x) = \cos(\beta_k)[(\mu_r x)^2 + 2(\mu_r x) - \beta_k^2] - 2\beta_k \sin(\beta_k)[1 + (\mu_r x)]$.

Слід відзначити існування очевидних граничних переходів у згортку виразу (1), що підтверджують достовірність отриманого результату

$$\frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \exp\left[-(\beta_k^2 + x^2)(\omega\tau)^{-1}\varphi\right] = \int_0^{\varphi} \frac{dj(\zeta)}{d\zeta} \exp\left[-(\beta_k^2 + x^2)(\omega\tau)^{-1}(\varphi - \zeta)\right] d\zeta = \begin{cases} j(\varphi), \gamma \rightarrow \infty, \\ \frac{dj(\varphi)}{d\varphi}, \gamma \rightarrow 0. \end{cases}$$

У режимі скін-ефекту ($\gamma \rightarrow \infty$) часова форма індукованого струму і струму індуктора співпадають між собою, але направлені протилежно. В режимі інтенсивного проникнення поля ($\gamma \rightarrow 0$) індукований струм пропорційний похідній від збуджуючого струму [1,5].

Компоненти напруженості магнітного поля:

а) тангенціальна складова напруженості магнітного поля

$$H_r(z, r, \varphi) = -\frac{2j_m}{(\omega\tau)} \int_0^{\infty} f(x) e^{-x \frac{h}{d}} x J_1(x \frac{r}{d}) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_k^2 F_{2k}(\mu_r x, z)}{\Phi_k(\mu_r x)} j(\varphi) * e^{-\frac{(\beta_k^2 + x^2)}{\omega\tau} \varphi} dx, \quad (2)$$

де $F_{2k}((\mu_r x), z) = (\mu_r x) \cos(\beta_k(1 - zd^{-1})) - \beta_k \sin(\beta_k(1 - zd^{-1}))$;

б) нормальна складова напруженості магнітного поля

$$H_z(z, r, \varphi) = -\frac{2j_m}{(\omega\tau)} \int_0^{\infty} f(x) e^{-x \frac{h}{d}} x^2 J_0(x \frac{r}{d}) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_k F_{1k}(\mu_r x, z)}{\Phi_k(\mu_r x)} j(\varphi) * e^{-\frac{(\beta_k^2 + x^2)}{\omega\tau} \varphi} dx, \quad (3)$$

де $J_0(xr/d)$ – функція Бесселя нульового порядку.

Відзначимо, що вирази (1)–(3) описують розподіли характеристик електромагнітних процесів у заготовці досліджуваної індукторної системи для довільної часової форми збуджуючого струму.

Просторово-часова залежність магнітного тиску, діючого на провідну феромагнітну пластину, має вигляд [5]

$$P_L(r, t) = -\mu_1 \int_0^d j_{\varphi}(z, r, t) H_r(z, r, t) dz. \quad (4)$$

Формула (4), доповнена виразами (1) і (2), є рішенням задачі щодо збудження сил Лоренца, які діють у напрямку нормалі до поверхні об'єкту, що обробляється.

Поверхнева густина сил, обумовлених магнітними властивостями металу тонкостінної пластини, описується виразом [5]

$$P_M = -0,5(\mu_0 \mu_r)(\mu_r - 1) \left[(H_{1z}^2 - H_{2z}^2) + \mu_r^{-1} (H_{1r}^2 - H_{2r}^2) \right], \quad (5)$$

де H_{1z} , H_{2z} та H_{1r} , H_{2r} – нормальні та тангенціальні складові напруженості магнітного поля на граничних поверхнях пластини.

Аналіз виразу (5) показує, що отриманий результат узгоджується з аналогічною залежністю, яку наведено в різних наукових виданнях, наприклад, [5], що свідчить про його достовірність; на металеву пластину з магнітними властивостями, яка знаходиться у вакуумі, діє результуюча сила, пропорційна різниці квадратів нормальної і тангенціальної складових напруженостей на границях і направлена у бік більшого значення амплітуди магнітного поля, на відміну від сил Лоренца, направле-

них протилежно; у режимі насичення при $\mu_r \gg 1$ діюча сила визначатиметься, в основному, нормальними компонентами напруженості магнітного поля, що знову ж таки повністю співпадає з відомими науковими положеннями.

Перевірку сформульованої гіпотези можна здійснити за допомогою виразу, що є сумою сили Лоренца (4) і сили, обумовленої магнітними властивостями металу оброблюваної пластини (5),

$$P_s(r, t) = \mu_1 \left(\int_0^d j_\varphi(z, r, t) H_r(z, r, t) dz - (\mu_r - 1) / 2 \left[(H_{1z}^2 - H_{2z}^2) + \mu_r^{-1} (H_{1r}^2 - H_{2r}^2) \right] \right). \quad (6)$$

Числові оцінки проведемо для однієї експериментальної індукторної системи з параметрами: виток – $R_1 = 0.025$ м; $R_2 = 0.03$ м; робочий зазор між витком індуктора і листовою заготовкою – $h = 0.0005$ м. Радіальний розподіл струму у витку індуктора вважатимемо рівномірним: $f(r) = \eta(r - R_1) - \eta(r - R_2)$, де $\eta(r)$ – одинична східчаста функція Хевісайда.

В проведених експериментах часова функція густини струму індуктора мала вид експоненціально затухаючої синусоїди, тобто $j(t) = j_m e^{-\delta_0 t} \sin \varphi$, де $j_m = I_m / (R_2 - R_1)$ – амплітуда густини струму; I_m – амплітуда струму; δ_0 – відносний декремент затухання [1,5]. Листова заготовка – сталь з питомою електропровідністю $\gamma = 0.4 \cdot 10^7$ 1/Ом·м і товщиною $d = 0.00075$ м. Величина відносної магнітної проникності відповідає усередненим оцінкам по кривих монографії [9] для значень напруженості магнітного поля $\sim 10^6$ А/м і складає $\mu_r \approx 2.5$. Амплітуда струму в індукторі – $I_m = 50$ кА, частота в імпульсі – $f = 2 \div 8$ кГц, відносний декремент затухання – $\delta_0 = 0.3$.

Обчислення збуджуваних сил різної фізичної природи проведені за допомогою формул (4), (5), (6).

Результати розрахунків розподілу сили, що збуджується в металі тонкостінної феромагнітної пластини, показані на рис. 2 (при частоті ~ 2 кГц) і рис. 3 (при частоті ~ 8 кГц), де a – залежність від фази, b – радіальний розподіл.

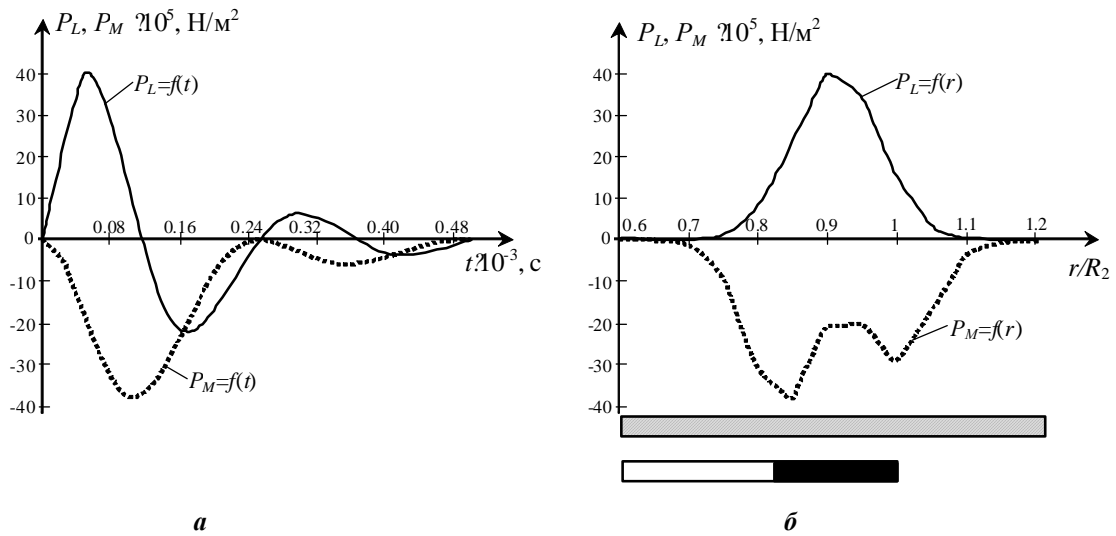


Рис. 2

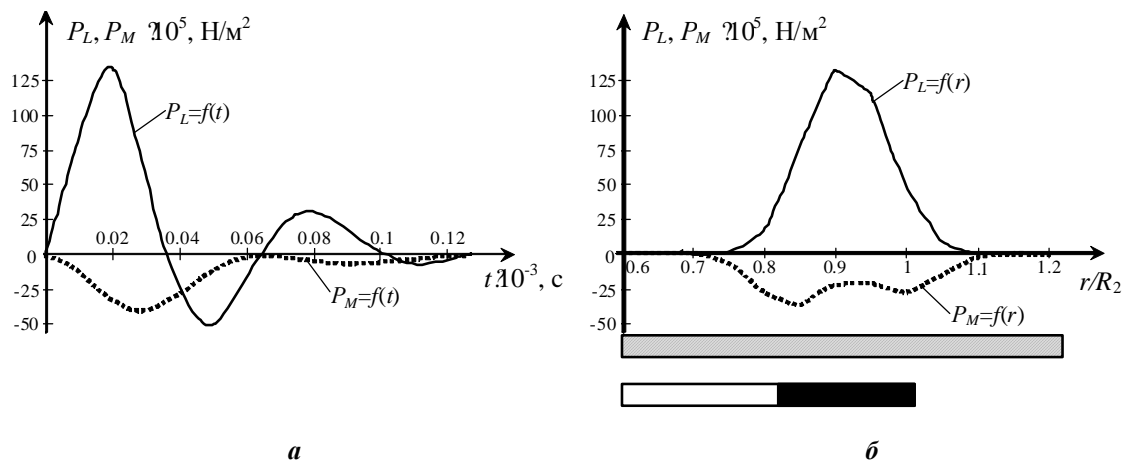


Рис. 3

Як видно, максимуми сил притягання та відштовхування рознесені у просторі (рис. 2, б і рис. 3, б). Радіальні екстремуми сил відштовхування розташовані по центру витка. Сили притягання досягають максимуму поблизу його внутрішнього краю.

Хоча наведені графічні залежності й ілюструють зростання сил магнітного притягання в порівнянні з силами відштовхування при зниженні робочої частоти діючого поля та збільшенні дієвості останніх при підвищенні частот, проте візуальної констатації даного факту для остаточного висновку явно не достатньо.

Для порівняння в цифрах слід перейти до усереднених характеристик розподілених сил за часом – за період дії поля (таблиця, поз. 1, 2) і по радіусу – на інтервалі, де величини сил складають не менше, наприклад, ~ 0.05 максимального значення (таблиця, поз. 3,4). Цікавою характеристикою представляється сила – як інтеграл за площею (таблиця, поз. 5, 6). Слід додати, що результати математичного усереднення відповідають абсолютному мінімуму дієвості виділених сил різної фізичної природи, оскільки будь-які перенапруження і можливі подальші деформації оброблюваного об'єкту (як добре відомо з опору матеріалів) починаються в місцях локалізації екстремумів механічних зусиль.

№	Усереднені силові показники	Робочі частоти	
		2.0 кГц	8.0 кГц
1	P_L за період дії поля (у радіальному максимумі)	$1.98 \cdot 10^5$, Н/м ²	$18.27 \cdot 10^5$, Н/м ²
2	P_M за період дії поля (у радіальному максимумі)	$-9.86 \cdot 10^5$, Н/м ²	$-8.37 \cdot 10^5$, Н/м ²
3	P_L на площі $r/R_2 \in [0.7, 1.1]$ (у часовому максимумі)	$12.8 \cdot 10^5$, Н/м ²	$42.8 \cdot 10^5$, Н/м ²
4	P_M на площі $r/R_2 \in [0.7, 1.1]$ (у часовому максимумі)	$-16.9 \cdot 10^5$, Н/м ²	$-13.85 \cdot 10^5$, Н/м ²
5	P_L на площі $r/R_2 \in [0.7, 1.1]$ (у часовому максимумі)	2556, Н	8550, Н
6	P_M на площі $r/R_2 \in [0.7, 1.1]$ (у часовому максимумі)	-3285, Н	-2765, Н

Вельми ілюстративні і показові графічні результати обчислень на рис. 4 – фазова (а) і радіальна (б) залежності сумарної розподіленої сили при частоті ~ 2 кГц, де сили відштовхування – вище нуля, сили притягання – нижче нуля.

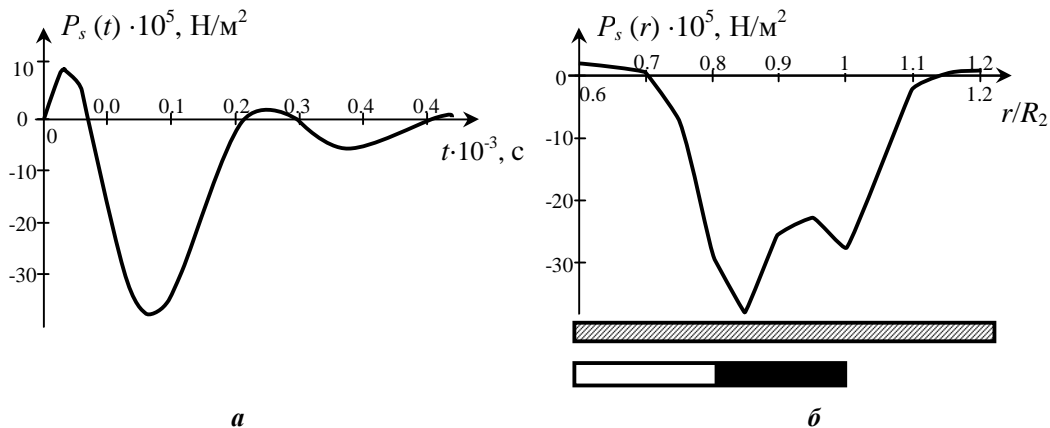


Рис. 4

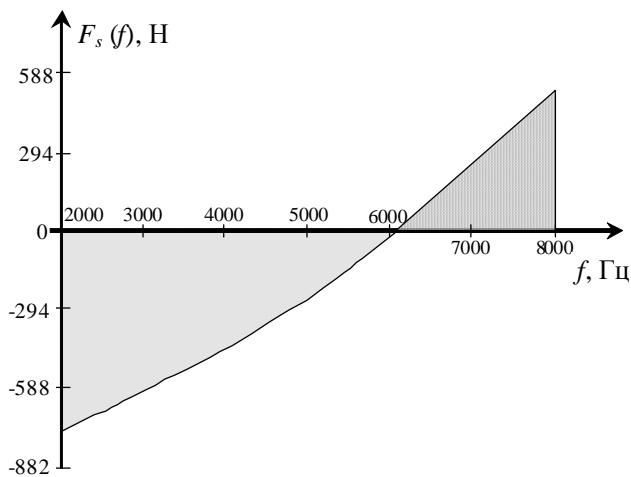


Рис. 5

Нарешті, досить представницькою характеристикою для порівняння може бути величина інтегральної сили (у вибраному радіальному інтервалі), яка діє на феромагнітну пластину в магнітному полі одновиткового індуктора (сили відштовхування – вище нуля, сили притягання – нижче нуля), і є усередненою за період дії поля. Результати цих обчислень показані на рис. 5.

Заключні коментарії до проведених обчислень.

- Сили взаємодії зовнішнього магнітного поля з індуктованими струмами (сили Лоренца) мають осцилюючий характер у часі, що означає їхню змінну спрямованість. Інтегральною дією цих сил на провідник за час імпульсу є відштовхування оброблюваного об'єкту від джерела поля

– індуктора. Із зниженням робочої частоти осциляції сил Лоренца в часі зростають і, зрештою, їхня відштовхуюча інтегральна дія на об'єкт обробки прямує до нуля.

- Силова дія зовнішнього поля на провідник з магнітними властивостями зберігає незмінним свій знак у часі. Це означає, що дані сили мають постійний напрям. Їхня дія на провідник – це притягання об'єкту, що обробляється, до індуктора.

- Максимуми сил відштовхування і притягання рознесені у часі та в просторовому положенні. Дані відмінності обумовлені різними фізичними механізмами збудження виділених сил, і, практично, вони можуть стати причинами неоднорідної деформації феромагнітних листових заготовок при дії імпульсних магнітних полів.

- При підвищенні робочих частот діючих полів амплітуди сил відштовхування істотно зростають, амплітуди сил магнітного притягання падають.

- Силова дія низькочастотних полів на феромагнітні листові метали майже незмінна в часі. Практично має місце тільки притягання до індуктора.

- Проведені обчислення підтверджують достовірність фізичного механізму, прийнятого для пояснення експериментів, де спостерігалася зміна спрямованості силової дії на сталеві тонкостінні листові заготовки в залежності від робочої частоти магнітного поля одновиткового циліндрового соленоїда, а саме, при зниженні частоти від ~ 8 кГц до ~ 2 кГц відоме магнітне відштовхування змінювалося притяганням об'єкта обробки до індуктора. Дійсно, як впливає із залежності на рис. 5, при $f < 6$ кГц превалює притягання, при $f > 6$ кГц – відштовхування.

Висновки. 1. Розглянуто особливості збудження електромагнітних сил при магнітно-імпульсній обробці листових феромагнетиків. Сформульовано та обґрунтовано фізичний механізм збуджуваної силової дії.

2. Показано, що при низьких робочих частотах діючих полів превалюють сили притягання, обумовлені магнітними властивостями металу оброблюваних об'єктів. При підвищенні частоти понад певне граничне значення змінюється характер силової дії. Притягання змінюється відштовхуванням, яке обумовлене превалюючим впливом сил Лоренца – сил взаємодії зовнішнього поля з індуктованими струмами.

3. Запропонований механізм силової взаємодії магнітних полів з тонкостінними феромагнітними провідниками підтверджується проведеними обчисленнями і пояснює результати експерименту, де був зафіксований ефект зміни спрямованості силової дії на сталеві тонкостінні листові заготовки в залежності від робочої частоти магнітного поля одновиткового циліндричного соленоїда.

1. Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю. Силы, действующие на тонкостенный проводник, в проникающем поле плоского одновиткового соленоида // Техн. электродинамика. – 2010. – №1. – С. 9–14.

2. Виштак Т.В., Кондратенко И.П., Рацпенкин А., Электромагнитное поле и силы в однофазных индукторах поперечного магнитного поля для нагрева лент // Техн. электродинамика. – 2005. – №5. – С. 9–14.

3. Лютенко Л.А., Михайлов В.М. Влияние формы импульса внешнего магнитного поля на электродинамические усилия, деформирующие цилиндрическую оболочку // Техн. электродинамика. – 2007. – №6. – С. 17–18.

4. Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н. Элементы теории и численного расчёта электромагнитных процессов в проводящих средах. – Киев: Институт электродинамики НАН Украины. – 1999. – 362 с.

5. Туренко А.Н., Батыгин Ю.В., Гнатов А.В. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 3. Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями. – Харьков: ХНАДУ, 2009. – 240 с.

6. Туровский Я. Техническая электродинамика. – Москва: "Энергия". – 1974. – 488 с.

7. Batygin Yu.V., Lavinskii V.I., Khimenko L.T. Direction Change of the Force Action upon Conductor under Frequency Variation of the Acting magnetic Field. Proceedings of the 1-st International Conference on High Speed Metal Forming. March 31/April 1, 2004. Dortmund, Germany. – P. 157–160.

8. Fireteanu V., Tudorache. Electromagnetic Forces in Transverse Flux Induction Heating // IEEE Transaction on Magnetics. – 2000. – Vol. 36. – №4. – Pp. 1792–1795.

9. Meichtry R., Kouba I. Dent removing method and device. Patent US 2008/0163661A1, Jul.10, 2008.

10. Neau Y., Paya B., Anderhuber M., Griffay G., Ducloux F., Hellegouarch, J., Ren J.Y. "High Power (3 MW) transverse flux inductor for industrial heating of wide range size strips", Proc. of Int. Conf. EPM 2003 Electromagnetic Processing of Materials, Oct. 2003, Lyon (France). – Pp. 570–575.

УДК 621.318.4

Особенности возбуждения электромагнитных сил при магнитно-импульсной обработке листовых ферромагнетиков

Ю.В.Батыгин, докт.техн.наук, **А.В.Гнатов**, канд.техн.наук,
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет,
ул. Петровского, 25, Харьков, 61002, Украина.

В работе сформулирован и обоснован физический механизм силового воздействия импульсных магнитных полей на тонкостенные листовые заготовки из ферромагнитных проводников. Показано, что при низких рабочих частотах преобладают силы притяжения, обусловленные магнитными свойствами металла обрабатываемых объектов. При повышении частот сверх определённого порогового значения притяжение сменяется отталкиванием, обусловленным преобладающим влиянием сил Лоренца. Библиографический список: 10, табл. 1, рис. 5.

Ключевые слова: формовка металла, импульсное магнитное поле, действие силы, тонкостенный ферромагнетик, низкие рабочие частоты, притяжение, высокие частоты, отталкивание.

The Features of the Electrical Magnetic Forces Excitation in the Magnetic Pulse Sheet Ferromagnetic Metal Working

Yu.V.Batygin, A.V.Gnatov,
Kharkov National Automobile-Highway University,
Petrovskoho str. 25, Kharkiv, 61002, Ukraine.

The article subject is being related to the magnetic pulse metal forming some problem. The physical mechanism of the pulse magnetic fields force action on the thin-walled sheet ferromagnetic conducting plates is theoretically formulated and justified. It is shown the attracting forces what are caused by magnetic properties of the metals worked out are prevailing for the low working frequencies. In increasing frequencies over some fixed limit value the attraction is changed into repulsion what is caused by prevailing action of the Lorenz's forces the nature of which is the electrical dynamical interacting the external fields with induced whirlwind currents. References 10, table 1, figures 5.

Key words: metal forming, pulse magnetic field, force action, sheet ferromagnetic, low working frequencies, attraction, high frequencies, repulsion.

1. *Batygin Yu.V., Bondarenko A.Yu.* The forces operating on the thin-walled conductor in the penetrable field of flat single turn solenoid // *Tekhnichna elektrodynamika*. – 2010. – №1. – Pp. 9–14. (Rus)
2. *Vishtak T.V., Kondratenko I.P., Rashchepkin A.P.* Electromagnetic field and forces in single-phase inductors of a transverse magnetic field for bands heating // *Tekhnichna elektrodynamika*. – 2005. – №5. – Pp. 9–14. (Rus)
3. *Liutenko L.A., Mikhailov V.M.* Influence of form of impulse of the external magnetic field on electrodynamic efforts deforming a cylindrical shell // *Tekhnichna elektrodynamika*. – 2007. – №6. – Pp. 17–18. (Rus)
4. *Podoltsev A.D., Kucheriavaia I.N.* Elements of theory and numerical calculation for the electromagnetic processes in conducting environments. Monograph. – Kyiv: Institut elektrodinamiki Natsionalnoi Akademii Nauk Ukrainy. – 1999. – 362 p. (Rus)
5. *Turenko A.N., Batygin Yu.V., Gnatov A.V.* The pulse magnetic fields for progressive technologies. Vol.3. Theory and experiment of attraction of the thin-walled metals by the mpulse magnetic fields. – Kharkov: KhNADU, 2009. – 240 p. (Rus)
6. *Turovskii Ya.* Technical electrodynamic. – Moskva: Energiia. – 1974. – 488 p. (Rus)
7. *Batygin Yu.V., Lavinskii V.I., Khimenko L.T.* Direction Change of the Force Action upon Conductor under Frequency Variation of the Acting magnetic Field. Proceedings of the 1-st International Conference on High Speed Metal Forming. March 31/April 1, 2004. Dortmund, Germany. – Pp. 157–160.
8. *Fireteanu V., Tudorache T.* Electromagnetic Forces in Transverse Flux Induction Heating // *IEEE Transaction on Magnetics*. – 2000. – Vol. 36. – №4. – Pp. 1792–1795.
9. *Meichtry R., Kouba I.* Dent removing method and device. Patent US 2008/0163661A1, Jul.10, 2008.
10. *Neau Y., Paya B., Anderhuber M., Griffay G., Ducloux F., Hellegouarch, J., Ren J.Y.* "High Power (3 MW) transverse flux inductor for industrial heating of wide range size strips", Proc. of Int. Conf. EPM 2003 Electromagnetic Processing of Materials, Oct. 2003, Lyon (France). – Pp. 570–575.

Надійшла 27.04.2011
Received 27.04.2011