

## НАПРАВЛЕНИЕ СИЛ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ЛИСТОВОЙ ФЕРРОМАГНЕТИК, В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ МИОМ

*В роботі сформульовано і обґрунтовано фізичний механізм силової дії імпульсних магнітних полів на тонкостінні листові заготовки з ферромагнітних провідників. Показано, що при низьких робочих частотах превалюють сили притягання, обумовлені магнітними властивостями металу оброблюваних об'єктів. При підвищенні частот понад певне порогове значення притягання змінюється відштовхуванням, обумовленим превалюючим впливом сил Лоренца.*

*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 превалируют силы притяжения, обусловленные магнитными свойствами металла обрабатываемых объектов. При повышении частот сверх определённого порогового значения притяжение сменяется отталкиванием, обусловленным превалирующим влиянием сил Лоренца.*

### ВВЕДЕНИЕ

#### Анализ основных достижений и публикаций, постановка задачи

Исключительно новые возможности для реализации современных магнитно-импульсных технологий открывает явление, экспериментально обнаруженное в 2004 г. профессорами Ю.В. Батыгиным, В.И. Лавинским и Л.Т. Хименко [1].

Его сущность состоит в следующем.

Как оказалось, направление усилий при воздействии импульсным магнитным полем на достаточно тонкостенные листовые магнитные металлы зависит от рабочей частоты токового импульса в обмотке инструмента-индуктора.

Экспериментальные образцы представляли собой ферромагнитные стальные пластины толщиной  $\sim 0.5\div 1.0$  мм. Генераторами магнитного поля являлись одновитковые индукторы, подключаемые к источнику с запасаемой энергией  $\sim 10$ кДж.

При частоте  $\sim 2.2$  кГц силовое воздействие со стороны магнитного поля приводило к притяжению участка ровного стального образца и образованию вмятины, соответственно поперечным размерам рабочей зоны индуктора. При повышении рабочей частоты до  $\sim 7.5$  кГц этот же участок стальной пластины испытывал отталкивание. Имело место образование выпуклости, то есть проявление известного магнитного давления на проводник.

Подчеркнём, что в проведенных экспериментах наблюдалось не просто отталкивание или притяжение экспериментальных образцов в целом, а их деформирование с образованием выпуклостей или вмятин.

Первоначальные гипотезы о природе обнаруженного эффекта игнорировали возможное проявление магнитных свойств обрабатываемых объектов и предполагали чисто электродинамическое взаимодействие полей и индуцированных токов (возбуждение сил Лоренца!). В пользу выдвинутых гипотез свидетельствовали известные устоявшиеся представления из практической МИОМ, в соответствии с которыми при рабочих значениях напряжённостей полей относительные магнитные проницаемости обрабатываемых стальных образцов приближались к единице, и их магнитными свойствами можно было пренебречь. Поэтому, как казалось, единственно верным

физическим объяснением обнаруженного эффекта являлось изменение направления токов, индуцированных в металле обрабатываемого объекта [2, 3].

Весьма несостоятельными представляются и выводы авторов работы [4], где исходя из классических представлений о возбуждении только касательной компоненты напряжённости сделана попытка обнаружить притяжение заготовки, обусловленное фазовым сдвигом между внешним и проникшим магнитными полями. Из простейших оценок очевидно, что интегральная действительность такого притяжения ничтожно мала для того, чтобы принимать его во внимание.

Как оказалось, и это было обосновано теоретически и экспериментально [5, 6], в случае достаточной тонкостенности листового проводника (что эквивалентно низким рабочим частотам действующих магнитных полей!), индуцированный ток стремится к временной производной возбуждающего тока [5]. Соответственно, силы электродинамического воздействия на обрабатываемый объект в интеграле по времени должны стремиться к нулю. Они не будут ни отталкивать, ни притягивать его [6]. При высоких частотах (резкий поверхностный эффект!) индуцированный ток повторяет временную форму возбуждающего тока [5], а магнитное давление – максимально. Оно с большой силой отталкивает заготовку от индуктора [6].

Итак, как следует из публикаций по рассматриваемой теме при достаточно низких значениях рабочих частот действующих полей, тонкостенные металлические объекты в интеграле не испытывают никакого электродинамического воздействия (действия сил Лоренца!). Но при высоких рабочих частотах имеет место хорошо отработанный в МИОМ эффект магнитного давления на проводящую заготовку.

Для объяснения экспериментально обнаруженного эффекта изменения направленности сил, действующих на тонкостенные листовые ферромагнетики при вариации рабочих частот возбуждаемых полей, следует вернуться к ранее проигнорированному влиянию магнитных свойств металла обрабатываемого объекта, и уже с этих позиций очертить, гипотезу, объясняющую отмеченный эффект.

1 Притяжение ферромагнетика, обусловленное его магнитными свойствами, в большей или меньшей степени существует всегда. В диапазоне рабочих зна-

чений напряжённости действующих полей ( $H_m \sim 10^5 \div 10^7$  А/м) для тонкостенного листового ферромагнетика величина относительной магнитной проницаемости  $\mu_r \rightarrow 1$ , но  $\mu_r \neq 1$  и  $\mu_r > 1$ . Это положение согласуется с мнением авторов работы [7], реализовавшим исследуемый эффект в практике рихтовки автомобильных кузовов, и утверждающим, что для проявления магнитных свойств в плане притяжения достаточно, чтобы  $\mu_r > 1.2$ .

2. В режимах резкого скин-эффекта силы магнитного притяжения относительно малы. Здесь преобладают силы Лоренцевского отталкивания. Имеет место известное магнитно-импульсное давление на обрабатываемый проводящий объект. Заготовка отталкивается от индуктора – источника поля.

3. При низких значениях рабочих частот силы магнитного притяжения преобладают над силами Лоренцевского отталкивания, интегральная действенность последних стремится к нулю. Заготовка притягивается к индуктору – источнику поля именно за счёт влияния магнитных свойств обрабатываемого объекта.

**Целью настоящего рассмотрения** является анализ процессов в тонкостенных листовых ферромагнетиках под действием внешних импульсных магнитных полей и объяснение физического механизма зафиксированного экспериментально эффекта изменения направленности действующих сил при вариации рабочих частот тока индуктора.

**Объект исследований** – одновитковый цилиндрический индуктор с ферромагнитной листовой заготовкой. Расчётная модель представлена на рис. 1.

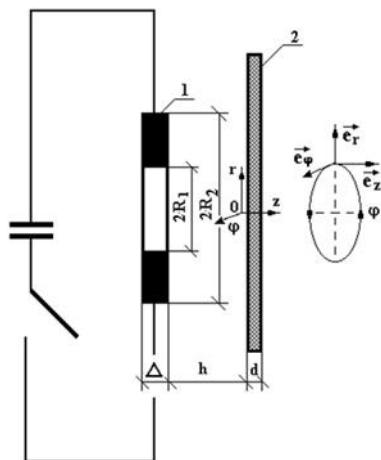


Рис. 1. Схема экспериментальной индукторной системы с одновитковым соленоидом 1 и плоской листовой ферромагнитной заготовкой 2 ( $\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_z$  – направляющие орты цилиндрической системы координат)

#### АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ В ТОНКОСТЕННЫХ ЛИСТОВЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Теоретическая модель исследуемого эффекта построена при следующих допущениях.

- Виток индуктора достаточно тонкий и "прозрачен" для действующих полей ( $\Delta \rightarrow 0$ ), так что его металл не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы.

- В индукторе течёт ток  $I(t)$ , временные параметры которого таковы, что в расчётах вполне приемлемо

известное условие квазистационарности происходящих электромагнитных процессов, так что  $\omega \cdot l / c \ll 1$  (здесь  $\omega$  – круговая частота процесса,  $c$  – скорость света в вакууме,  $l$  – наибольший характерный геометрический размер системы).

- Система обладает аксиальной симметрией, так что  $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$  ( $\phi$  – полярный угол).

- Листовая заготовка является достаточно тонкостенной с геометрической и электродинамической точек зрения, а её радиальная протяжённость также достаточно велика, то есть  $d/R_{1,2} \ll 1$  и  $\omega \cdot \tau \ll 1$  ( $\tau = \mu_1 \cdot \gamma \cdot d^2$ ,  $\gamma, d$  – удельная электропроводность и толщина заготовки,  $R_{1,2}$  – внутренний и внешний радиусы индуктора).

- Магнитная проницаемость металла листовой заготовки постоянна и равна  $\mu_1$ ,  $\mu_1 = \mu_0 \cdot \mu_r$ ,  $\mu_0$  и  $\mu_r$  – магнитная проницаемость вакуума и относительная магнитная проницаемость металла, соответственно.

Допущение о постоянстве магнитной проницаемости требует дополнительных комментариев. Речь идёт о справедливости или о пределах его реальной применимости.

Естественно, что строгость проводимого рассмотрения определяется уровнем вариации значения относительной магнитной проницаемости  $\mu_r$  в течение рассматриваемого процесса. Безусловно, и то, что реально эта характеристика ферромагнетика будет изменяться в широких пределах с максимумом, много большим единицы. Но, если посмотреть на типичные зависимости магнитной проницаемости, приведенные, например, в известной монографии [8], то становится очевидным, что изменение этой характеристики металла, как производной  $d\mu_r(H)/dH$ , будет достаточно малым для амплитуд напряжённости ( $H \sim 10^5$  А/м и выше), характерных для практической магнитно-импульсной обработки металлов [1, 2, 5-7, 9].

Опуская типичные математические операции по интегрированию уравнений Максвелла, выполненные аналогично тому, как это сделано авторами научной монографии [9], запишем окончательные выражения для токов и полей, возбуждаемых в металле листового ферромагнетика,  $z \in [0, d]$  на рис. 1.

Плотность тока:

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

где  $j_m$  и  $j(\phi)$  – амплитуда и временная зависимость тока в индукторе,  $\phi = \omega \cdot t$  – фаза,  $\omega$  – круговая (циклическая) частота возбуждающего тока,

$$f(x) = \frac{1}{d^2} \cdot \int_{R_1}^{R_2} f(r) \cdot r \cdot J_1\left(x \cdot \frac{r}{d}\right) \cdot dr, \quad f(r) – \text{радиальное распределение тока в индукторе, } \beta_k – \text{корни уравнения:}$$

пределение тока в индукторе,  $\beta_k$  – корни уравнения:

$$\operatorname{tg}(\beta_k) = -\frac{2}{\frac{\beta_k}{\mu_r \cdot x} - \frac{\mu_r \cdot x}{\beta_k}},$$

$$F_{1k}(\mu_r \cdot x, z) = (\mu_r \cdot x) \cdot \sin\left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d}\right)\right) + \beta_k \cdot \cos\left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d}\right)\right),$$

$$\Phi_k(\mu_r \cdot x) = \cos(\beta_k) \left[ (\mu_r \cdot x)^2 + 2(\mu_r \cdot x) - \beta_k^2 \right] - 2\beta_k \sin(\beta_k) [1 + (\mu_r \cdot x)].$$

Интересно отметить существование очевидных предельных переходов в свёртке выражения (1), подтверждающих достоверность полученного результата.

$$\frac{dj(\varphi)}{d\varphi} e^{-\frac{(\beta_k^2 + x^2)}{\omega \cdot \tau}} = \int_0^{\varphi - \zeta} \frac{dj(\zeta)}{d\zeta} \cdot e^{-\frac{(\beta_k^2 + x^2)}{\omega \cdot \tau}(\varphi - \zeta)} d\zeta = \begin{cases} j(\varphi), \gamma \rightarrow \infty, \\ \frac{dj(\varphi)}{d\varphi}, \gamma \rightarrow 0. \end{cases}$$

В режиме резкого поверхностного эффекта ( $\gamma \rightarrow \infty$ ) временная форма индуцированного тока и тока индуктора совпадают между собой. В режиме интенсивного проникновения поля ( $\gamma \rightarrow 0$ ) индуцированный ток пропорционален производной возбуждающего тока [5, 6].

Компоненты напряжённости магнитного поля:

а) тангенциальная составляющая напряжённости магнитного поля,

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

где

$$F_{2k}(\mu_r \cdot x, z) = (\mu_r \cdot x) \cdot \cos\left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d}\right)\right) - \beta_k \cdot \sin\left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d}\right)\right),$$

б) нормальная составляющая напряжённости магнитного поля,

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

Отметим, что выражения (1-3) описывают распределения характеристик электромагнитных процессов в исследуемой индукторной системе для произвольной временной формы возбуждающего тока в индукторе.

Пространственно-временная зависимость маг-

нитного давления, действующего на проводящую ферромагнитную пластину, имеет вид [9]:

$$P_L(r, t) = -\mu_1 \cdot \int_0^d j(z, r, t) \cdot H_r(z, r, t) \cdot dz. \quad (4)$$

Формула (4), дополненная выражениями (1) и (2) представляет собой решение задачи о возбуждении сил Лоренца, действующих в направлении нормали к поверхности обрабатываемого объекта.

Поверхностная плотность сил, обусловленных магнитными свойствами металла тонкостенной пластины, описывается выражением вида:

$$P_F = -\frac{(\mu_0 \mu_r)}{2} (\mu_r - 1) \left[ (H_{1n}^2 - H_{2n}^2) + \frac{1}{\mu_r} (H_{1\tau}^2 - H_{2\tau}^2) \right]. \quad (5)$$

Анализ выражение (5) показывает, что

- полученный результат согласуется с аналогичной зависимостью, приведенной в научных монографиях [3, 10], что свидетельствует о его достоверности;

- на металлическую пластину с магнитными свойствами, находящуюся в вакууме, действует результирующая сила, пропорциональная разности квадратов нормальной и тангенциальной составляющих напряжённости на границах и направленная в сторону большего значения амплитуды магнитного поля, в отличие от сил Лоренца, направленных противоположно;

- в режиме насыщения при  $\mu_r \gg 1$  действующая сила будет определяться в основном нормальными компонентами напряжённости магнитного поля, что опять же полностью согласуется с известными научными положениями.

Проверку сформулированной гипотезы можно осуществить с помощью выражения, представляющего собой сумму силы Лоренца (формула (4)) и силы, обусловленной магнитными свойствами металла обрабатываемой пластины (формула (5)):

$$P_S(r, t) = \mu_1 \left( \int_0^d j(z, r, t) H_r(z, r, t) dz - \frac{(\mu_r - 1)}{2} \times \left[ (H_{1n}^2 - H_{2n}^2) + \frac{1}{\mu_r} (H_{1\tau}^2 - H_{2\tau}^2) \right] \right). \quad (6)$$

Численные оценки проведём для одной из экспериментальной индукторной системы с параметрами: виток –  $R_1 = 0.025$  м,  $R_2 = 0.03$  м; рабочий зазор между витком индуктора и листовой заготовкой –  $h = 0.0005$  м.

Радиальное распределение тока в витке индуктора положим равномерным:

$$f(r) = \eta(r - R_1) - \eta(r - R_2).$$

В проведенных экспериментах временная функция плотности тока индуктора имела вид экспоненциально затухающей синусоиды, т.е.

$$j(t) = j_m \cdot e^{-\delta_0 \cdot \varphi} \cdot \sin \varphi,$$

где  $j_m = I_m / (R_2 - R_1)$  – амплитуда плотности тока,  $I_m$  – амплитуда тока,  $\delta_0$  – относительный декремент затухания,  $\varphi = \omega \cdot \tau$  – фаза,  $\omega$  – круговая частота [1, 9].

Листовая заготовка – сталь с удельной электропроводностью  $\gamma = 0.4 \cdot 10^7$  [1/Ом·м] и толщиной  $d = 0.00075$  м. Величина относительной магнитной проницаемости

соответствует усреднённым оценкам по кривым научной монографии [8] для значений напряжённости магнитного поля  $\sim 10^6$  А/м и составляет  $\mu_r \approx 2.5$ .

Амплитуда тока в индукторе –  $I_m = 50$  кА, частота в импульсе –  $f = 2 \div 8$  кГц, относительный декремент затухания –  $\delta_0 = 0.3$ .

Вычисления возбуждаемых сил различной физической природы проведены с помощью формул: распределённые силы взаимодействия внешнего магнитного поля с индуцированными токами – силы Лоренца –  $P_L$ , (4); распределённые силы магнитного притяжения –  $P_M$ , (5); суммарные распределённые силы,

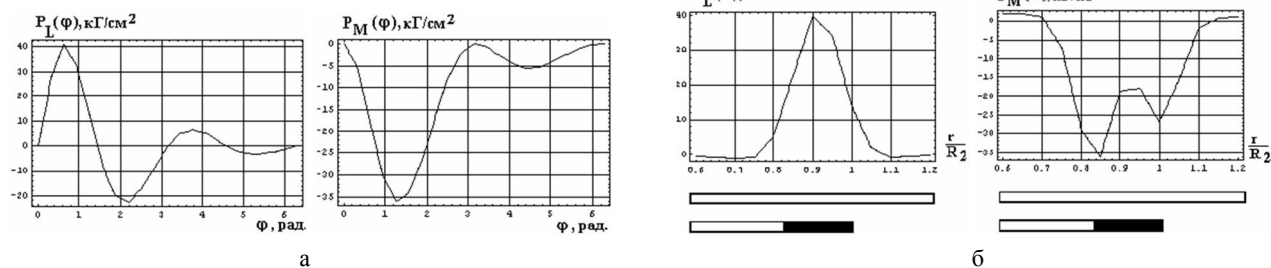


Рис. 2. Распределения распределённых сил, возбуждаемых в металле тонкостенной ферромагнитной пластины при частоте  $\sim 2$  кГц; а – зависимость от фазы, б – радиальное распределение

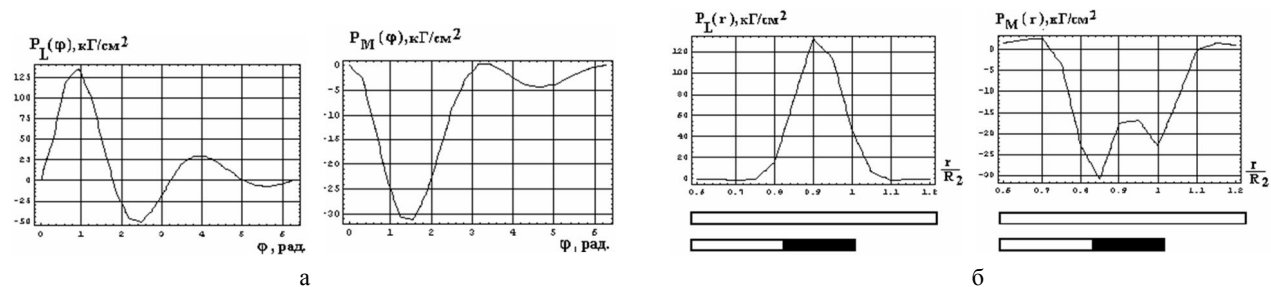


Рис. 3. Распределения распределённых сил, возбуждаемых в металле тонкостенной ферромагнитной пластины при частоте  $\sim 8$  кГц; а) зависимость от фазы, б) радиальное распределение

**Во-первых**, максимумы сил отталкивания и притяжения разнесены во времени (рис. 2,а и рис. 3,а). Так, амплитуда сил магнитного притяжения имеет место при  $\varphi_{\max,M} \approx 1.256$  вне зависимости от частоты. Силы отталкивания достигают максимальных значений при  $\varphi_{\max,L} \approx 6.28$  для  $\sim 2$  кГц и при  $\varphi_{\max,L} \approx 9.42$  для  $\sim 8$  кГц, что обусловлено влиянием временной формы индуцированного тока.

**Во-вторых**, максимумы рассматриваемых сил разнесены в пространстве (рис. 2,б и рис. 3,б). Радиальные экстремумы сил отталкивания расположены по центру витка. Силы притяжения достигают максимума вблизи его внутреннего края.

Для сравнения в цифрах следует перейти к усреднённым характеристикам распределённых сил по времени – за период действующего поля (табл.1, поз.1, 2) и по радиусу – на интервале, где величины сил составляют не менее, например,  $\sim 0.05$  максимального значения (табл.1, поз.3,4). Интересной характеристикой представляется собственно сила как интеграл по площади (табл.1, поз.5, 6).

Следует добавить, что результаты математического усреднения соответствуют абсолютному минимуму действенности выделенных сил различной физической природы, так как любые перенапряжения и

действующие на ферромагнитную металлическую пластину в магнитном поле –  $P_S$ , (6). Результаты расчётов представлены на рис. 2, 3.

Хотя приведенные графические зависимости и иллюстрируют рост сил магнитного притяжения по сравнению с силами отталкивания при понижении рабочей частоты действующего поля и увеличение действенности последних при повышении частот, визуальной констатации данного факта для окончательного заключения явно не достаточно.

возможные последующие деформации обрабатываемого объекта, как хорошо известно из сопротивления материалов [11], начинаются в местах локализации экстремумов механических усилий.

Таблица 1

Усреднённые значения распределённых сил

№ п/п	Усреднённые силовые показатели	Рабочие частоты	
		2.0 кГц	8.0 кГц
1	Распределённая сила отталкивания за период действующего поля (в радиальном максимуме)	1.98 кГ/см <sup>2</sup>	18.27 кГ/см <sup>2</sup>
2	Распределённая сила притяжения за период действующего поля (в радиальном максимуме)	- 9.86 кГ/см <sup>2</sup>	- 8.37 кГ/см <sup>2</sup>
3	Распределённая сила отталкивания на площади $r/R_2 \in [0.7, 1.1]$ (во временном максимуме)	12.8 кГ/см <sup>2</sup>	42.8 кГ/см <sup>2</sup>
4	Распределённая сила притяжения на площади $r/R_2 \in [0.7, 1.1]$ (во временном максимуме)	- 16.9 кГ/см <sup>2</sup>	- 13.85 кГ/см <sup>2</sup>
5	Сила отталкивания на площади $r/R_2 \in [0.7, 1.1]$ (во временном максимуме)	260.56 кГ	871.6 кГ
6	Сила притяжения на площади $r/R_2 \in [0.7, 1.1]$ (во временном максимуме)	- 344.86 кГ	- 281.9 кГ

Весьма иллюстративны и показательны графические результаты вычислений на рис. 4, 5.

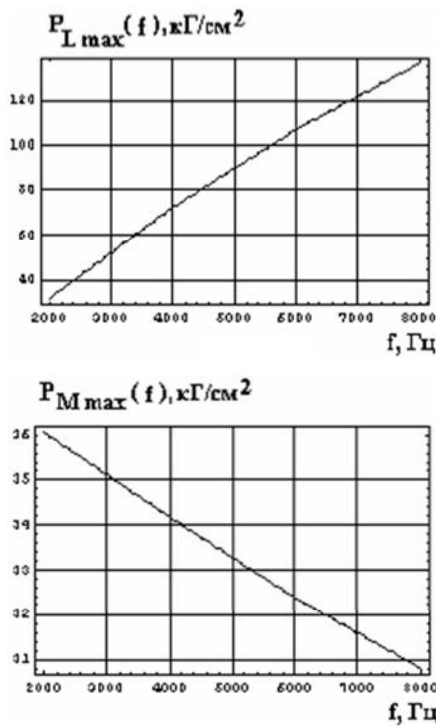


Рис. 4. Зависимости амплитудных значений сил отталкивания ( $P_{L,max}$ ) и притяжения ( $P_{M,max}$ ) от рабочих частот действующих полей

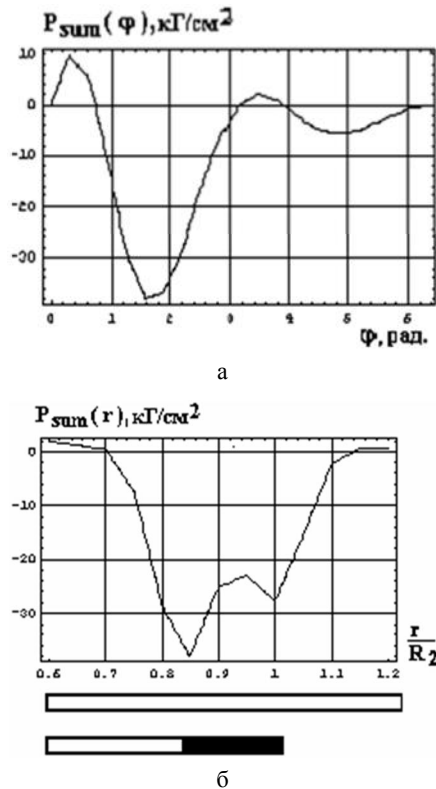


Рис. 5. Фазовая (а) и радиальная (б) зависимости суммарной распределённой силы при частоте  $\sim 2$  кГц (силы отталкивания – плюс; силы магнитного притяжения – минус)

Наконец, весьма представительной характеристикой для сравнения может быть величина интегральной силы (в выбранном радиальном интервале), усреднённая за период действующего поля. Результаты этих вычислений приведены на рис. 6.

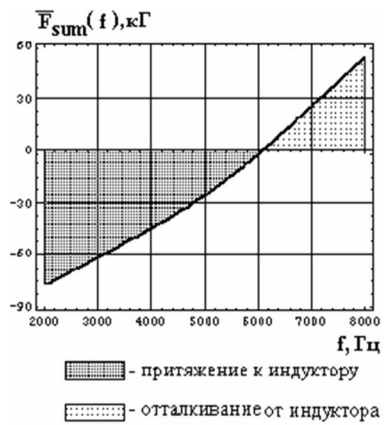


Рис. 6. Частотная зависимость усреднённой суммарной силы, действующей на ферромагнитную пластину, в магнитном поле одновиткового индуктора

Заключительные комментарии проведенных вычислений.

- Силы взаимодействия внешнего магнитного поля с индуцированными токами (силы Лоренца) имеют осциллирующий характер во времени, что означает их переменную направленность. Интегральное действие этих сил на проводник за время импульса – есть отталкивание обрабатываемого объекта от источника поля – индуктора. С понижением рабочей частоты осцилляции сил Лоренца во времени возрастают и, в конечном итоге, их отталкивающее интегральное воздействие на объект обработки стремится к нулю.

- Силовое воздействие внешнего поля на проводник с магнитными свойствами сохраняет неизменным свой знак во времени. Это означает, что данные силы имеют постоянное направление. Их действие на проводник – есть притяжение обрабатываемого объекта к индуктору.

- Максимумы сил отталкивания и притяжения разнесены во времени и в пространственном приложении. Данные различия обусловлены разными физическими механизмами возбуждения выделенных сил, и, практически, они могут стать причинами неоднородного деформирования ферромагнитных листовых заготовок при воздействии импульсных магнитных полей.

- При повышении рабочих частот действующих полей амплитуды сил отталкивания существенно возрастают, амплитуды сил магнитного притяжения падают.

- Силовое воздействие низкочастотных полей на ферромагнитные листовые металлы почти неизменно во времени. Практически, имеет место только притяжение к индуктору.

- Проведенные вычисления подтверждают достоверность физического механизма, принятого для объяснения экспериментов, где наблюдалось изменение направленности силового воздействия на стальные тонкостенные листовые заготовки в зависимости от рабочей частоты магнитного поля одновиткового цилиндрического соленоида, а именно, при понижении частоты от  $\sim 8$  кГц до  $\sim 2$  кГц известное магнитное отталкивание сменялось притяжением объекта обработки к индуктору. Действительно, как следует из зависимости на рис. 6, в диапазоне рабочих частот 2–8 кГц изменяется характер силового воздействия на

ферромагнитную пластину. Для  $f < 6$  кГц превалирует притяжение, для  $f > 6$  кГц – отталкивание. Можно добавить, что в проведенных экспериментах, притяжение наблюдалось ещё при частоте  $f \approx 4.5$  кГц.

### ВЫВОДЫ

Основные результаты проведенного рассмотрения сконцентрированы в следующих положениях.

1. Сформулирован и обоснован физический механизм силового воздействия импульсных магнитных полей на тонкостенные листовые заготовки из ферромагнитных проводников.

2. Показано, что при низких рабочих частотах действующих полей превалируют силы притяжения, обусловленные магнитными свойствами металла обрабатываемых объектов. При повышении частот сверх определённого порогового значения изменяется характер силового воздействия. Притяжение сменяется отталкиванием, обусловленным превалирующим влиянием сил Лоренца – сил взаимодействия внешнего поля с индуцированными токами.

3. Предложенный механизм силового взаимодействия магнитных полей с тонкостенными ферромагнитными проводниками подтверждается проведенными вычислениями и объясняет результаты эксперимента, где был зафиксирован эффект изменения направленности силового воздействия на стальные тонкостенные листовые заготовки в зависимости от рабочей частоты магнитного поля одновиткового цилиндрического соленоида.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu.V.Batygin, V.I.Lavinsky, L.T.Khimenko, 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.
2. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т., Физические основы возможных направлений развития магнитно-импульсной обработки тонкостенных металлов. // Электротехника і електромеханіка. – 2004. – № 2. – С. 80-84.
3. Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н., Элементы теории и численного расчёта электромагнитных процессов в проводящих средах. Киев: Изд. Института электродинамики НАНУ, 1999. – 362 с.
4. Лютенко Л.А., Михайлов В.М., Влияние формы импульса внешнего магнитного поля на электродинамические усилия, деформирующие цилиндрическую оболочку. // Техническая электродинамика. – 2007. – № 6. – С. 17-18.
5. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Бондаренко А.Ю., Вихревые токи в тонких металлических листах при их магнитно-импульсной обработке. // Электричество. – 2009. – № 9. – С. 61-66.
6. Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю., Силы, действующие на тонкостенный проводник, в проникающем поле плоского одновиткового соленоида. // Техническая электродинамика. – № 1. – 2010. – С. 9-14.
7. R.Meichtry, I.Kouba., Dent removing method and device. Patent US 2008/0163661A1, Jul.10, 2008.
8. Туровский Я., Техническая электродинамика. М: "Энергия", 1974. – 488 с.

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

10. Круг К.А. Основы электротехники. М-Л: Главная редакция энергетической литературы, 1936. – 887 с.

11. Дарков А.В., Шпиро Г.С., Сопротивление материалов. М: "Высшая школа", 1969. – 734 с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Yu.V.Batygin, V.I.Lavinsky, L.T.Khimenko, 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. 2. Batygin Yu.V., Lavinsky V.I., Himenko L.T., Fizicheskie osnovy vozmozhnykh napravlenij razvitiya magnitno-impul'snoj obrabotki tonkostennykh metallov. // Elektrotehnika i elektromekhanika. - 2004. - № 2. - S. 80-84. 3. Podol'cev A.D., Kucheryavaya I.N., "Elementy teorii i chislennogo rascheta `elektromagnitnykh processov v provodyaschih sredah. Kiev: Izd. Instituta `elektrodinamiki NANU, 1999. - 362 s. 4. Lyutenko L.A., Mihajlov V.M., Vliyanie formy impul'sa vneshnego magnitnogo polya na `elektrodinamicheskie usiliya, deformiruyushchie cilindricheskuyu obolochku. // Tehnicheskaya `elektrodinamika. - 2007. - № 6. - S. 17-18. 5. Batygin Yu.V., Lavinsky V.I., Bondarenko A.Yu., Vihrevye toki v tonkih metallicheskih listah pri ih magnitno-mipul'snoj obrabotke. // Elektrichestvo. - 2009. - № 9. - S. 61-66. 6. Batygin Yu.V., Bondarenko A.Yu., Sily, dejstvuyushchie na tonkostennyj provodnik, v pronikayushchem pole ploskogo odnovitkovogo solenoida. // Tehnicheskaya `elektrodinamika. - № 1. - 2010. - S. 9-14. 7. R.Meichtry, I.Kouba., Dent removing method and device. Patent US 2008/0163661A1, Jul.10, 2008. 8. Turovskij Ya., Tehnicheskaya `elektrodinamika. M: "Energiya", 1974. - 488 s. 9. Turenko A.N. Impul'snye magnitnye polya dlya progressivnykh tehnologij. Tom 3. Teoriya i `eksperiment prityazheniya tonkostennykh metallov impul'snymi magnitnymi polyami: monografiya / A.N. Turenko, Yu.V. Batygin, A.V. Gnatov. - Harkiv: HNADU, 2009 - 240 s. 10. Krug K.A. Osnovy `elektrotehniki. M-L: Glavnaya redakciya `energeticheskoy literatury, 1936. - 887 s. 11. Darkov A.V., Shpiro G.S., Soprotivlenie materialov. M: "Vysshaya shkola", 1969. - 734 s.

Поступила 11.03.2011

*Батыгин Юрий Викторович, д.т.н., проф.,  
Щиголева Светлана Александровна*  
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, кафедра физики  
61002, Харьков, ул. Петровского, 25  
тел. (057) 707-37-27, e-mail: batygin48@mail.ru

*Гнатов Андрей Викторович, к.т.н., доц.*  
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, кафедра "Автомобильная электроника"  
61002, Харьков, ул. Петровского, 25  
тел. (057) 700-38-52, e-mail: kalifus@yandex.ru

*Batygin Yu.V., Gnatov A.V., Schigoleva S.A.*  
**Direction of force action on sheet ferromagnetic as function of time characteristics under electromagnetic forming.**

In the article, the physical mechanism of pulse magnetic fields force action on thin-wall sheet ferromagnetic conducting plates is theoretically formulated and justified. It is shown that attracting forces caused by magnetic properties of the work object metal prevail at low working frequencies. Increasing frequencies over a specified threshold value results in attraction changing into repulsion caused by prevailing action of Lorenz forces resulted from electrodynamic interaction of external fields with induced eddy currents.

**Key words – electromagnetic forming, thin-wall ferromagnetic plates, pulse magnetic fields force action, physical mechanism.**