

ТРАНСПОРТ И ЭНЕРГЕТИКА

Батыгин Ю. В., д-р техн. наук, проф.,

Гнатов А. В., канд. техн. наук, доц.,

Шиндерук С. А., аспирант

Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет

СИЛЫ ЛОРЕНЦА В ИНДУКЦИОННОЙ ИНДУКТОРНОЙ СИСТЕМЕ ТЕХНИКИ МИОМ

svetlana11177@rambler.ru

В рамках статьи проведен анализ электродинамических процессов в индукционной индукторной системе с определением основных компонент сил Лоренца. Определены аналитические выражения для их расчета. Полученные результаты проиллюстрированы численными оценками для реальных ситуаций в практике МИОМ (магнитно-импульсной обработки металлов) с построением графических зависимостей радиального распределения возбуждаемых компонент сил Лоренца.

Ключевые слова: *электродинамический процесс, индукторная система, силы Лоренца, электромагнитные процессы, индуктор, силы притяжения, ферромагнитные материалы.*

Постановка проблемы. Среди основных проблем современности наиболее остро выделяются экология, ресурсосбережение и энергетика. Решение этих проблем определит будущее человечества [1, 2]. Практическое использование энергии импульсных электромагнитных полей открывает исключительные перспективы для создания прогрессивных технологий по обработке материалов любой физической природы. Здесь возможно комплексное сочетание всех атрибутов, определяющих прогрессивность технических решений различных производственных задач, а именно, экологическая чистота, высокая производительность, экономия материальных и энергетических ресурсов. Отличительной особенностью полевых методов воздействия является отсутствие непосредственного контакта с обрабатываемым материалом, в этом нет необходимости, поскольку трансформация энергии поля в механическую работу происходит собственно в материале заготовки, подлежащей обработке [3, 4].

Особенный интерес представляют инструменты, позволяющие производить обработку, как ферромагнитных так и неферромагнитных металлов. К таким инструментам относятся индукционные индукторные системы (ИИС) [3, 5].

Анализ основных достижений и публикаций. Принцип действия ИИС основан на использовании закона Ампера, по которому проводники с коллинеарными одинаково направленными токами притягиваются друг к другу. Собственно название «индукционная индукторная система» было предложено авторами этого изобретения [3, 6–12]. Название, по их мнению,

отражает принцип действия, в основе которого лежат индукционные эффекты (закон электромагнитной индукции) и явление силового взаимодействия индуцированных токов (закон Ампера).

В отличие от индукторных систем, основанных на естественном притяжении ферромагнетиков, при понижении рабочих частот действующих полей (то есть, использовании физического эффекта в чистом виде), индукционные индукторные системы представляют собой техническое решение. Здесь, помимо собственно индуктора-источника магнитного поля и листовой заготовки, вводится дополнительный конструктивный элемент. Это, так называемый, дополнительный или вспомогательный экран. Он располагается параллельно и симметрично относительно плоскости индуктора обрабатываемому листовому металлу [6–9].

Если экран и заготовка идентичны, то в них возбуждаются одинаковые токи (речь идёт о величине, временной зависимости и направлении). Их взаимодействие приводит к взаимному притяжению, но экран жёстко фиксируется, поэтому деформируется лишь листовая заготовка. Её участок в области внутреннего окна будет притягиваться к индуктору [10, 11].

Одним из наиболее важных вопросов при выборе определенной конструкции ИИС, является исследование в ней электродинамических процессов с определением возбуждаемых усилий. Т.к. их характер и протекание в соответствии с конструктивными особенностями – определяют эффективность и работоспособность ИИС в целом [12].

Цель работы – анализ электродинамических процессов в индукционной индукторной системе с определением основных компонент сил Лоренца.

Силы Лоренца. Работоспособность ИИС определяется, как её геометрией, так электрофизическими и геометрическими характеристиками экрана и заготовки, а также амплитудно-временными параметрами токового импульса в их взаимосвязи.

Для анализа электродинамических процессов примем расчётную модель в цилиндрической системе координат (рис. 1), где $\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z$ – направляющие орты цилиндрической системы координат [5, 12].

Для расчётной модели (рис. 1) составляются уравнения Максвелла для возбуждаемых составляющих вектора электромагнитного поля ($E_\varphi \neq 0, H_{r,z} \neq 0$). Решая составленные уравнения известными математическими методами [2, 3, 11–13], во избежание громоздкости в изложе-

нии, опустим промежуточные выкладки, и запишем окончательное выражение для искомых величин.

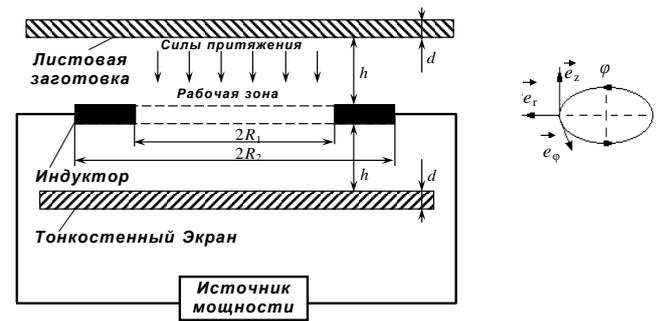


Рис. 1. Расчётная модель индукционной индукторной системы

Плотность индуцированного тока в поперечном сечении листовой заготовки:

$$j_\varphi(\varphi, r, \zeta) = j_m \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \cdot \left(\frac{\omega \cdot \tau}{2d}\right) \cdot \int_0^\infty \frac{F(x) \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right)}{x^2} \times$$

$$\times \frac{\left(sh\left(x \cdot \frac{\zeta - d}{d}\right) - \frac{1}{\mu_r} \cdot ch\left(x \cdot \frac{\zeta - d}{d}\right) \right)}{sh(x) \cdot \left[sh\left(x \cdot \frac{h}{d}\right) + \frac{1}{\mu_r^2} ch\left(x \cdot \frac{h}{d}\right) \right] + \frac{1}{\mu_r} \cdot e^{x \frac{h}{d}} \cdot ch(x)} \cdot dx, \quad (1)$$

где $\varphi = \omega \cdot t$, $j(\varphi)$ – фаза и фазовая зависимость тока в индукторе, $x = \lambda \cdot d$ – безразмерная переменная интегрирования $x \in [0, \infty)$, $J_1\left(x \frac{r}{d}\right)$ – функция Бесселя первого порядка,

$F(x) = \int_{\left(x \frac{R_1}{d}\right)}^{\left(x \frac{R_2}{d}\right)} y \cdot J_1(y) dy$ – функция равномерного радиального распределения тока в индукторе, y – переменная интегрирования.

Расчетные зависимости для компонент напряжённости магнитного поля:

$$H_r^{(2)}(\varphi, r, \zeta) = \frac{j(\varphi)}{2\mu_r} \int_0^\infty \frac{F(x) \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right)}{x} \cdot \frac{\left(ch\left(x \cdot \frac{\zeta - d}{d}\right) - \frac{1}{\mu_r} \cdot sh\left(x \cdot \frac{\zeta - d}{d}\right) \right)}{sh(x) \cdot \left[sh\left(x \cdot \frac{h}{d}\right) + \frac{1}{\mu_r^2} ch\left(x \cdot \frac{h}{d}\right) \right] + \frac{1}{\mu_r} \cdot e^{x \frac{h}{d}} \cdot ch(x)} dx, \quad (2)$$

$$H_z^{(2)}(\varphi, r, \zeta) = \frac{j(\varphi)}{2\mu_r} \int_0^\infty \frac{F(x) \cdot J_0\left(x \frac{r}{d}\right)}{x} \cdot \frac{\left(sh\left(x \cdot \frac{\zeta - d}{d}\right) - \frac{1}{\mu_r} \cdot ch\left(x \cdot \frac{\zeta - d}{d}\right) \right)}{sh(x) \cdot \left[sh\left(x \cdot \frac{h}{d}\right) + \frac{1}{\mu_r^2} ch\left(x \cdot \frac{h}{d}\right) \right] + \frac{1}{\mu_r} \cdot e^{x \frac{h}{d}} \cdot ch(x)} dx \quad (3)$$

Обратимся к физической идеализации низкочастотного режима, когда листовые металлы прозрачны для действующих полей:

$$\omega \cdot \tau \ll 1, \quad (4)$$

где ω – круговая частота возбуждающего сигнала, $\tau = \mu_r \cdot \mu_0 \cdot \gamma \cdot d^2$ – характерное время диффузии поля в магнитный проводящий слой с удельной электропроводностью γ и относительной магнитной проницаемостью μ_r .

Заметим, что данная идеализация представляется весьма интересной именно для практики, несмотря на невозможность её строгой реализации. В первую очередь она интересна тем, что позволяет получить простые и наглядные математические иллюстрации протекающих электродинамических процессов и выработать ориентиры, к которым следует стремиться при создании реальных индукторных систем для магнитно-импульсного притяжения металлов с разными электрофизическими свойствами.

Поскольку в низкочастотном режиме действующих полей помимо тангенциальной приобретает значимость нормальная составляющая вектора напряжённости магнитного поля, в металле листовой заготовки возбуждается вектор силы с нормальной и тангенциальной компонентами.

Первая – соответствует силе магнитного давления, обеспечившей успех магнитно-импульсной обработки металлов в режиме резкого поверхностного эффекта [1, 14], вторая – действует в радиальном направлении. Её значимость проявляется при появлении пусть даже небольших деформаций на поверхности листовой заготовки. В этом случае касательные усилия, помноженные на плечо – нормальные деформации, должны возбуждать вращающие механические моменты. Действие последних обя-

зательно должно повлиять на процесс деформирования обрабатываемого объекта в целом.

И хотя интеграл действия сил данной физической природы во времени будет стремиться к нулю в низкочастотном режиме [3–12], их амплитудные значения всё же представляют интерес для сравнения с другими возбуждаемыми усилиями.

Математически, нормальная компонента силы Лоренца (z-составляющая) описывается зависимостью [1, 14–17]:

$$F_{Lz}(t, r) = \mu \cdot \int_0^d j_{\varphi}(t, r, \zeta) \cdot H_r(t, r, \zeta) d\zeta. \quad (5)$$

Тангенциальная (радиальная г-компонента) составляющая имеет вид [17]:

$$F_{Lr}(t, r) = \mu \cdot \int_0^d j_{\varphi}(t, r, \zeta) \cdot H_z(t, r, \zeta) d\zeta. \quad (6)$$

Формулы (5 и 6) с помощью выражений (1–3) приведём к виду, удобному для проведения вычислений.

После необходимых математических преобразований и введения новых обозначений получаем следующие зависимости:

а) нормальная компонента силы (отталкивание),

$$F_{Lz}(\varphi, r) = F_{Lm}(\varphi) \cdot \int_0^d I_1(r, \zeta) \cdot I_2(r, \zeta) d\zeta, \quad (7)$$

где $F_{Lm}(\varphi) = \left(\frac{\omega\tau}{2d}\right) \cdot \frac{\mu_0}{2} \cdot j_m^2 \cdot \left(j(\varphi) \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi}\right),$

$$I_1(r, \zeta) = \int_0^{\infty} \Phi_1(x) \cdot \left(sh\left(x \frac{\zeta-d}{d}\right) - \frac{1}{\mu_r} ch\left(x \frac{\zeta-d}{d}\right) \right) \cdot J_1\left(x \cdot \frac{r}{d}\right) dx,$$

$$\Phi_1(x) = \frac{F(x)}{x^2 \cdot \left(sh(x) \left[sh\left(x \frac{h}{d}\right) + \frac{1}{\mu_r^2} ch\left(x \frac{h}{d}\right) \right] + \frac{1}{\mu_r} e^{\frac{xh}{d}} ch(x) \right)},$$

$$I_2(r, \zeta) = \int_0^{\infty} \Phi_2(x) \cdot \left(ch\left(x \frac{\zeta-d}{d}\right) - \frac{1}{\mu_r} sh\left(x \frac{\zeta-d}{d}\right) \right) \cdot J_1\left(x \cdot \frac{r}{d}\right) dx,$$

$$\Phi_2(x) = \frac{F(x)}{x \cdot \left(sh(x) \left[sh\left(x \frac{h}{d}\right) + \frac{1}{\mu_r^2} ch\left(x \frac{h}{d}\right) \right] + \frac{1}{\mu_r} e^{\frac{xh}{d}} ch(x) \right)}$$

Примечание. Функции $\Phi_{1,2}(x)$ устанавливают сходимость соответствующих несобственных интегралов в практических вычислениях.

б) тангенциальная компонента силы,

$$I_3(r, \zeta) = \int_0^{\infty} \Phi_2(x) \cdot \left(sh\left(x \frac{\zeta-d}{d}\right) - \frac{1}{\mu_r} ch\left(x \frac{\zeta-d}{d}\right) \right) \cdot J_0\left(x \cdot \frac{r}{d}\right) dx$$

$$F_{Lr}(\varphi, r) = F_{Lm}(\varphi) \cdot \int_0^d I_1(r, \zeta) \cdot I_3(r, \zeta) d\zeta, \quad (8)$$

где

Результаты вычислений с помощью выражений (7) и (8) для $R_1 = 0,025$ м, $R_2 = 0,035$ м, $h = 0,001$ м, $d = 0,001$ м, $\gamma = 0,4 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м) (сталь), ток в индукторе – $I_i = I_m \cdot e^{-\delta_0 \cdot \varphi} \cdot \sin \varphi$, где I_m – амплитуда, относительный декремент затухания $\delta_0 = 0,2$ приведены на графиках (рис. 2–3).

Из вычислений следует, что:

- амплитуды возбуждаемых сил в магнитных металлах по сравнению с немагнитными несколько возрастают;
- нормальные силы (отталкивания) сосредоточены под витком индуктора;

- тангенциальные силы также сосредоточены под витком;
- под центром витка направление тангенциальных сил изменяется на противоположное;
- интегральное действие сил во времени стремится к нулю, так как

$$\int_0^{\infty} F(\varphi) d\varphi \Rightarrow \int_0^{\infty} j(\varphi) \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} d\varphi = \frac{j^2(\varphi)}{2} \Big|_0^{\infty} = 0.$$

Анализируя проведенный расчет возбуждаемых сил (рис. 2 и рис. 4), можно сделать вывод, что при уменьшении ширины витка растут амплитуды возбуждаемых сил, почти в ~ 2 раза по сравнению с прежним индуктором ($R_1 = 0.025$ м и $R_2 = 0,035$ м).

а б

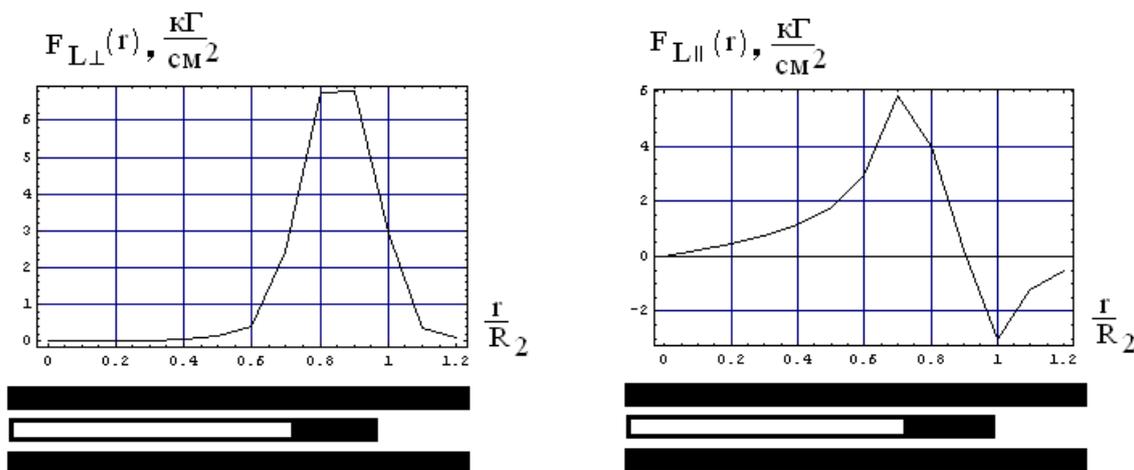


Рис. 2. Радиальные распределения компонент сил Лоренца в случае немагнитных металлов, $\mu_r = 1$:
 а – нормальная составляющая (отталкивание-притяжение),
 б – тангенциальная составляющая (растяжение-сжатие)

а б

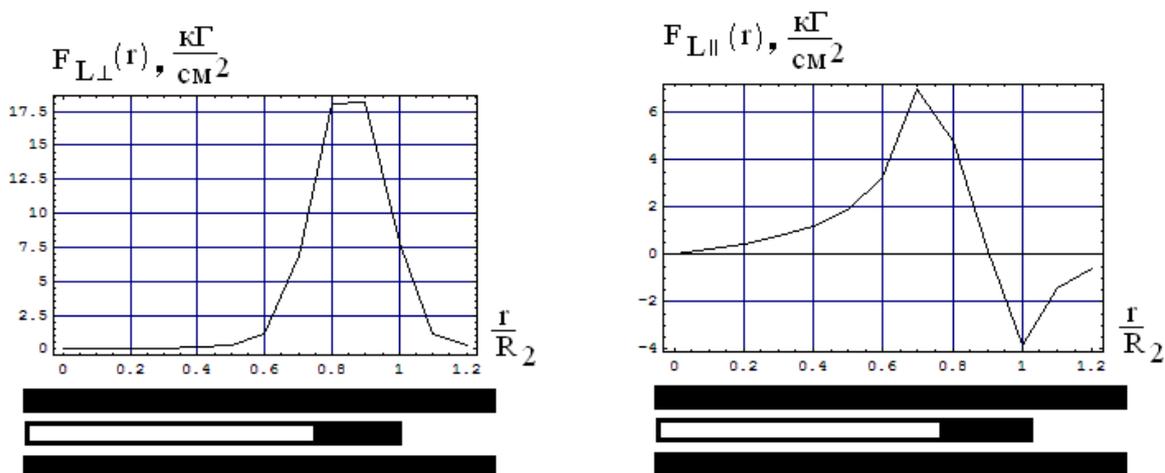


Рис. 3. Радиальные распределения компонент сил Лоренца в случае немагнитных металлов, $\mu_r = 2,5$:
 а – нормальная составляющая (отталкивание-притяжение),
 б – тангенциальная составляющая (растяжение-сжатие)

Проведенные оценки показывают, что результатом действия сил Лоренца может оказать-

ся некоторое искажение формы притягиваемого участка листовой заготовки. Это следует учесть

при разработке и проектировании ИИС, как инструментов для внешней бесконтактной рихтовки

ки кузовных панелей автомобилей.

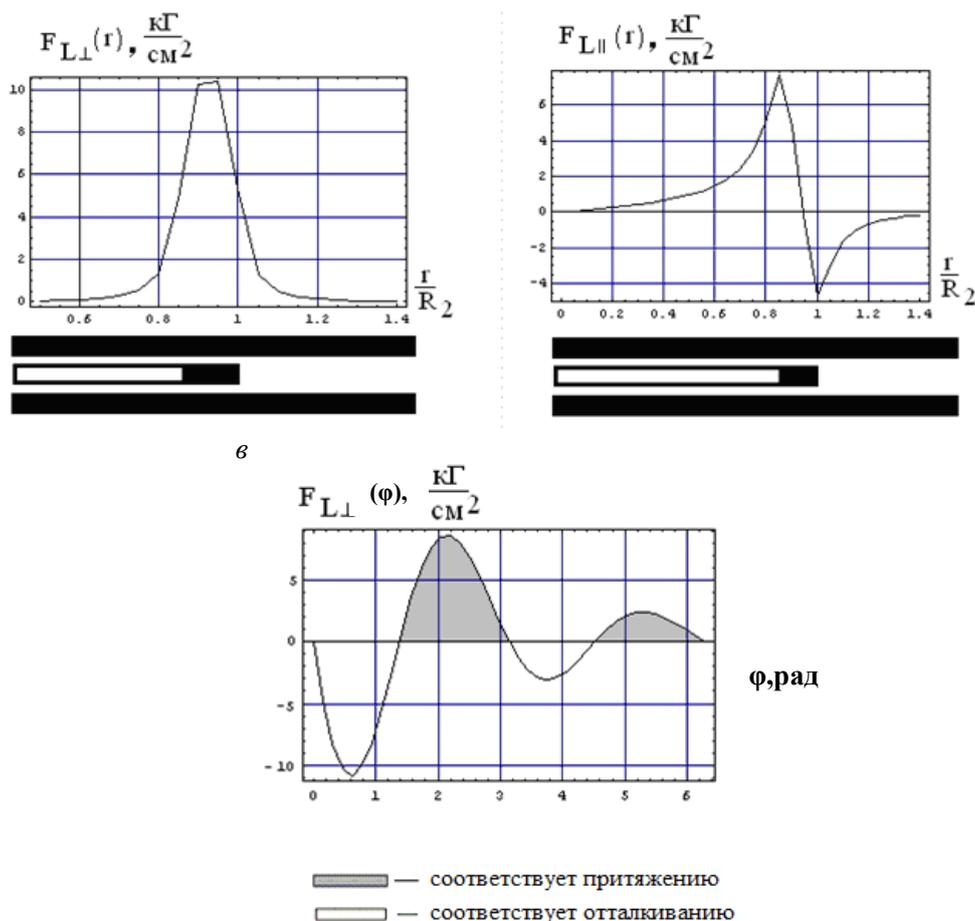


Рис. 4. Графические зависимости для сил Лоренца, возбуждаемых тонким витком индуктора $\mu_r = 1$:

- а) радиальное распределение нормальной компоненты,
- б) радиальное распределение тангенциальной компоненты,
- в) фазовая зависимость силы Лоренца для $r = R_1$

Выводы

1. Проведен анализ электродинамических процессов в индукционной индукторной системе с определением основных компонент сил Лоренца.
2. Получены аналитические выражения для нормальной и тангенциальной компонент возбуждаемых сил Лоренца.
3. Построены графические зависимости радиального распределения компонент сил Лоренца в случае магнитных и немагнитных металлов для различных значений толщины витка индуктора.
4. Определено, что амплитуды нормальной составляющей возбуждаемых сил в магнитных металлах по сравнению с немагнитными возрастают более, чем в два раза.
5. Определено, что при уменьшении ширины витка, амплитуды возбуждаемых сил Лоренца возрастают почти в ~ 2 раза по сравнению с прежним индуктором.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Батыгин Ю.В. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий (научное издание). Том 1. Издание второе, переработанное и дополненное. Под общей редакцией д.т.н., профессора Батыгина Ю.В. / Ю.В Батыгин., В.И. Лавинский, Л.Т. Хименко. Харьков: Изд. "МОСТ- Торнадо". 2003. – 288 с.
2. Гнатов А. В. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Магнитно-импульсные технологии для формовки кузовных элементов автомобиля: монография / А. В. Гнатов, Ю. В. Батыгин, Е. А. Чаплыгин. – Saarbrücken: LAP LAMBERT AcademicPublishing, 2012 – 208 с.
3. 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. – Х. : ХНАДУ, 2009 – 240 с.

4. Батыгин Ю. В. Притяжение тонкостенных металлических листов магнитным полем одновиткового индуктора / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, С. А. Щиголева // *Электричество*. – М., 2011. – № 4. – С. 55–62.

5. Электромагнитные процессы в симметричных индукционных системах с идентичными ферромагнитными тонкостенными экраном и листовой заготовкой / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, Щ. В. Аргун [и др.] // *Электротехніка і електромеханіка*. – Х. : НТУ "ХП". – № 4 – С. 50–53.

6. Чаплыгин Е. А. Разработка цилиндрических индукционных индукторных систем для магнитно-импульсного притяжения тонких металлических листов: дисс. ... кандидата техн. наук : 05.09.13 / Чаплыгин Евгений Александрович. – Харьков, 2009. – 169 с.

7. Батыгин Ю. В. Эксперименты с индукционными индукторными системами для магнитно-импульсного притяжения листовых металлов / Ю. В. Батыгин, Е. А. Чаплыгин, Т. Т. Черногор // *Электротехніка і електромеханіка*. – Харків, 2008. – № 6. – С. 64–67.

8. Батыгин Ю. В. Электродинамические процессы в цилиндрической индукционной индукторной системе для магнитно – импульсного притяжения листовых заготовок / Ю. В. Батыгин, А. Ю. Бондаренко, Е. А. Чаплыгин // *Авіаційно-космічна техніка і технологія*. – 2007. – № 11/47. – С. 109–117.

9. Батыгин Ю. В. Электродинамические процессы в индукционной индукторной системе с прямоугольной формой рабочей зоны / Ю. В. Батыгин, А. Ю. Бондаренко, Г. С. Сериков // *Авиационно-космическая техника и технология*. 2008. – №2 (49). – С.45–50.

10. Батыгин Ю. В. Индукционная индукторная система с двойным витком / Ю. В. Батыгин, А. Ю. Бондаренко, Г. С. Сериков // *Электротехніка і електромеханіка*. – Харків, 2009. –

№ 1. – С. 59–61.

11. Гнатов А. В. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Магнитно-импульсные технологии бесконтактной рихтовки кузовных элементов автомобиля: монография / А. В. Гнатов, Ю. В. Батыгин, Е. А. Чаплыгин. – LAP LAMBERT Academic Publishing, 2012 – 242 с.

12. Гнатов А. В. Анализ электродинамических процессов в цилиндрических индукторных системах – инструментах магнитно-импульсной рихтовки : монография / А. В. Гнатов. – Х. : ХНАДУ, 2013 – 292 с.

13. Мэтьюз Дж. Математические методы физики / Дж. Мэтьюз, Р. Уокер. Пер. с англ. канд. физ.-мат наук В. П. Крайнова. М: Атомиздат, 1972. – 399с.

14. Белый И. В. Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов / Белый И. В., Фертик С. М., Хищенко Л. Т. – Харьков : Вища школа, 1977. - 189 с.

15. Батыгин Ю. В. Особливості збудження електромагнітних сил при магнітно-імпульсній обробці листових ферромагнетиків / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов // *Технічна електродинаміка*. – К. : ІЕ НАН України. – 2012. – № 1. – С. 71–77.

16. Batygin Yuri V. Pulsed electromagnetic attraction of sheet metals – Fundamentals and perspective applications / Yuri V. Batygin, Sergey F. Golovashchenko, Andrey V. Gnatov // *Journal of Materials Processing Technology*. – Elsevier. – 2013. – № 213 (3). – P. 444–452.

17. Батыгин Ю. В. Направление сил, действующих на листовую ферромагнетик, в зависимости от временных характеристик при МИ-ОМ / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, С. А. Щиголева // *Электротехніка і електромеханіка*. – Х. : НТУ «ХП». – 2011. – № 3. – С. 56–61.