

УДК 621.318

МАГНІТНО-ИМПУЛЬСНІ ПРОЦЕСИ В КОМБІНОВАНОМУ ІНСТРУМЕНТІ ДЛЯ ЗОВНІШНЬОГО РИХТУВАННЯ КУЗОВНИХ ПАНЕЛЕЙ АВТОМОБІЛЕЙ

Д.О. Волонцевич, д.т.н., проф., НТУ “ХПІ”, М.В. Барбашова, асистент, ХНАДУ,
Хусанов Х., студент, ХНАДУ

Анотація. Представлено застосування кругового високочастотного магнітного поля для трансформації природного відштовхування в притяжінні листового провідника. Отримано аналітичні вирази для напруженостей порушуваних полів, які дозволяють провести аналіз процесів в комбінованих індукторних системах - інструментах зовнішньої магнітно-імпульсної рихтування кузовних панелей автомобілів

Ключові слова: кругове високочастотне магнітне поле, комбінована індукторна система.

МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНЫХ ПРОЦЕССЫ В КОМБИНИРОВАННОМ ИНСТРУМЕНТЕ ДЛЯ ВНЕШНЕЙ РИХТОВКИ КУЗОВНЫХ ПАНЕЛЕЙ АВТОМОБИЛЕЙ

Д.О. Волонцевич, д.т.н., проф., НТУ “ХПИ”, М.В. Барбашова, ассистент, ХНАДУ,
Хусанов Х., студент, ХНАДУ

Аннотация. Представлено применение кругового высокочастотного магнитного поля для трансформации естественного отталкивания в притяжение листового проводника. Получены аналитические выражения для напряжённостей возбуждаемых полей, которые позволяют провести анализ процессов в комбинированных индукторных системах – инструментах внешней магнитно-импульсной рихтовки кузовных панелей автомобилей.

Ключевые слова: круговое высокочастотное магнитное поле, комбинированная индукторная система.

MAGNETIC PULSED PROCESS IN COMBINED TOOL FOR FOREIGN STRAIGHTENING BODY OF AUTOMOBILE

D. Voloncevich, doctor of engineering science, professor, NTU “KhPI”,
M. Barbashova, assistant, KhNADU, Husanov H., student, KhNADU

Abstract. The use of a circular high-frequency magnetic field to transform the natural repulsion to attraction sheet conductor are presented. Analytical expressions for the intensities of excited fields that allow the analysis of the processes in the combined inductor systems - tools external magnetic pulse alignment of body panels of cars.

Keywords: circular high-frequency magnetic field, the combined inductor systems.

Введение

Актуальность промышленных технологий с использованием энергии электромагнитных полей на современном этапе научно техниче-

ского прогресса не вызывает сомнений. Помимо известных традиционных операций кузнечно-штамповочного производства, получивших достаточно широкое распространение в авиа- и автомобилестроении, наибо-

лее востребованными являются способы рихтовки вмятин в покрытиях из тонкостенных металлов. Известными достоинствами магнитно-импульсных технологий такого рода является возможность реализации с внешней стороны корпуса или кузова, высокая скорость выполнения операции, возможность сохранения защитного лакокрасочного слоя и др. [1].

Обзор литературы. Постановка задачи

Среди различных способов магнитно-импульсного устранения вмятин в корпусах самолётов, доведенных до уровня реального практического осуществления, в первую очередь, следует выделить разработки инженеров концерна «Боинг». Физическая сущность сформулированных предложений состоит в использовании низко- (НЧ) и высокочастотных (ВЧ) магнитных полей. Первое проникает сквозь металл с вмятиной. Второе концентрируется только со стороны источника поля – индуктора. Результатом их суперпозиции является нуль напряжённости с одной и её не нулевая амплитуда с другой стороны обрабатываемого объекта. Возникающая сила магнитного давления деформирует заданный участок листового металла с вмятиной и осуществляет его притяжение к источнику поля – индуктору. Конструктивно, предлагаемые инструменты метода обладают круговой симметрией, что объясняется традиционными представлениями о характере протекающих электромагнитных процессов [2,3].

Отбрасывая второстепенные факторы, основным требованием к инструменту данного принципа действия является формирование проникающего (НЧ) и не проникающего (ВЧ) магнитных полей.

Избежать проникновения можно не только за счёт повышения рабочей частоты действующего поля. Решить данную задачу можно с помощью природного эффекта, в соответствии с которым касательная составляющая напряжённости магнитного поля не проникает сквозь проводящий слой в свободное полупространство. Практически, реализовать отмеченный эффект можно с помощью комбинированных индукторных систем, генерирующих круговые и плоскопараллельные магнитные поля [4].

Целью настоящего рассмотрения является

предложение конструкции и вывод расчётных соотношений для анализа процессов магнитно-импульсного притяжения в комбинированной индукторной системе – инструменте внешней рихтовки вмятин в металлических покрытиях автомобильных кузовов.

Вывод расчётных соотношений

На рис. 1, схематически, представлена индукторная система, в которой низкочастотное поле генерируется с помощью плоского круглого витка, а плоскопараллельное магнитное поле – витком прямоугольной формы.

В данной конструкции низкочастотное поле (так же как и ранее) проникает сквозь листовую заготовку, но плоскопараллельное магнитное поле, как показывает теория и эксперимент, в свободное полупространство, практически, не диффундирует [4]. И если в рабочей зоне индукторной системы амплитуда плоскопараллельного магнитного поля равна амплитуде низкочастотного поля над заготовкой, то давление на заготовку со стороны её внешней поверхности (фактически – это притяжение к индукторам) будет обеспечиваться только величиной напряжённости проникшего низкочастотного магнитного поля.

То есть, в такой конструкции индукторной системы нет жёстких требований на временные параметры дополнительного сигнала, устраняющего поле над заготовкой, и позволяющего реализовать эффект её притяжения.

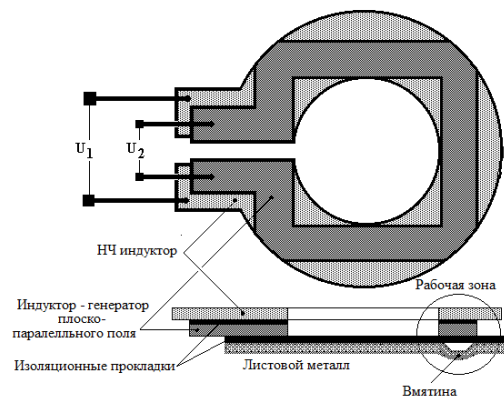


Рис. 1. Расчётная модель индукторной системы

Касательная компонента напряжённости магнитного поля в цилиндрической системе координат, связанной с витком низкочастотного индуктора была вычислена ранее авто-

рами научного издания [5]. Перепишем их. В предположении равномерного распределения плотности тока было найдено, что а) над листом,

$$H_1(t, r, z = 0) \approx \frac{-j_1(t)}{2} \cdot \int_0^{\infty} \left[\int_{(\lambda \cdot R_1)}^{(\lambda \cdot R_2)} x \cdot J_1(x) dx \right] \times \times \frac{e^{-\lambda \cdot H}}{\lambda} \cdot J_1(\lambda \cdot r) d\lambda \quad (1)$$

б) под листом,

$$H_1(t, r, z = -d) \approx \frac{-j_1(t)}{2} \cdot \int_0^{\infty} \left[\int_{(\lambda \cdot R_1)}^{(\lambda \cdot R_2)} x \cdot J_1(x) dx \right] \times \times \frac{e^{-\lambda \cdot (H+d)}}{\lambda} \cdot J_1(\lambda \cdot r) d\lambda \quad (2)$$

где $j_1(t)$ – плотность тока в катушке, $j_1(t) = \frac{I_1(t) \cdot w_1}{(R_2 - R_1)}$, $I_1(t)$ и w_1 – ток и число витков в катушке, соответственно.

Вычислим напряжённость плоскопараллельного поля, генерируемого прямоугольным индуктором в декартовой системе координат, связанной с индуктором.

Для вычисления результата суперпозиции возбуждаемых полей совместим координатные системы в рабочей зоне соответственно рис. 2.

Вычисление касательной компоненты напряжённости магнитного поля прямоугольного индуктора в рабочей зоне проведём при следующих допущениях.

- Имеет место геометрическая симметрия системы относительно координатной плоскости ZOX.
- Заготовка – металлический лист достаточно больших поперечных размеров с толщиной d и электропроводностью γ .
- Наличием разреза и токоподводов для подключения к источнику питания пренебрегаем, индуктор представляем замкнутым квадратным витком, по которому течёт ток $I(t)$ (по противоположным сторонам в противоположных направлениях).
-

Вдоль оси абсцисс система обладает достаточно большой протяжённостью, так что

электромагнитные процессы в рабочей зоне не зависят от поля, возбуждаемого боковыми токоподводами и $\frac{\partial}{\partial x} = 0$.

Толщина индуктора пренебрежимо мала.

Расстояние между поверхностью индуктора и заготовки – h , а также толщины экрана и заготовки – d много меньше всех характерных размеров системы, то есть $\frac{h}{b_{1,2}} \ll 1$, $\frac{d}{b_{1,2}} \ll 1$.

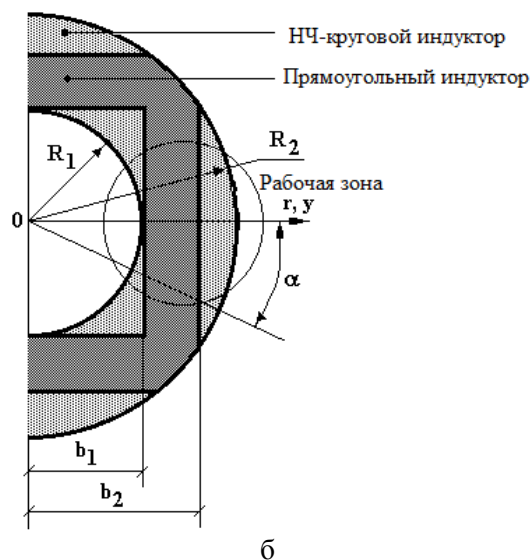
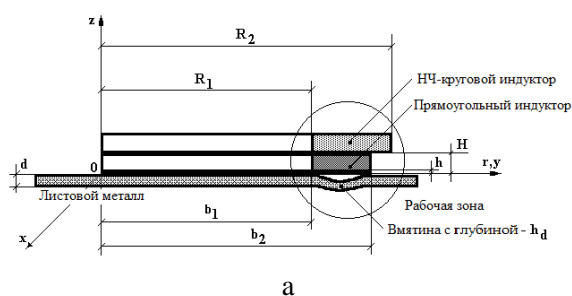


Рис. 2. Модельные представления элементной базы индукторной системы с низкочастотным круговым индуктором и прямоугольным индуктором – генератором плоскопараллельного поля, а) схема для расчёта суперпозиции возбуждаемых полей в поперечном сечении рабочей зоны, где радиальная координата – r строго совпадает с поперечной координатой – x ; б) схема для расчёта суперпозиции возбуждаемых полей по ширине круглого и прямоугольного индукторов.

• Задача решается в приближении плоских волн, для которого справедлива прямо пропорциональная связь между касательными составляющими векторов электромагнитного поля на поверхности проводника, отделяющего источник поля от свободного полупространства [4]:

$$H_{\tau} = \pm(\gamma \cdot d) \cdot E_{\tau}, \quad (3)$$

где γ, d – электропроводность и толщина проводника (в данной задаче – это листовая заготовка).

В пространстве между индуктором и листовой заготовкой $z \in [0, h]$ уравнения Максвелла для ненулевых составляющих напряжённостей электромагнитного поля, преобразованных по Лапласу с учётом нулевых начальных условий, имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z(p, y, z)}{\partial y} - \frac{\partial H_y(p, y, z)}{\partial z} = j_x(p, y, z) \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial z} = -p\mu_0 H_y(p, y, z) \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial y} = p\mu_0 H_z(p, y, z) \end{array} \right. \quad (6)$$

где $j_x(p, y, z)$ – плотность стороннего тока – тока в индукторе,

$$j_x(p, y, z) = j(p) \cdot f(y) \cdot \delta(z-h),$$

$$j(p) = \frac{I(p)}{L}, \quad I(p) \leftrightarrow I(t)$$

L – ширина индуктора в рабочей зоне,
 $L = b_2 - b_1$;

$f(y) = \eta(y - b_1) - \eta(y - b_2)$ – функция поперечного распределения плотности тока;

$\eta(y), \delta(z)$ – ступенчатая и импульсная функции, соответственно;

$$E_x(p, y, z) \leftrightarrow E_x(t, y, z);$$

$$H_{y,z}(p, y, z) \leftrightarrow H_{y,z}(t, y, z).$$

Из дифференциальной системы (4) – (6) можно получить уравнение для $E_x(p, y, z)$:

$$\frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial z^2} = p\mu_0 j(p, y, z) \quad (7)$$

Для решения уравнения (7) применим интегральное синус-преобразование Фурье. Допустимость данного математического подхода обусловлена электрической асимметрией рассматриваемой задачи относительно плоскости ZOX [6].

Таким образом, имеем

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} E_x(p, \lambda, z) \cdot \sin(\lambda y) d\lambda; \end{array} \right. \quad (8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} j_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} j_x(p, \lambda, z) \cdot \sin(\lambda y) d\lambda; \end{array} \right. \quad (9)$$

$$\text{где } j_x(p, \lambda, z) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} j_x(p, y, z) \cdot \sin(\lambda y) dy =$$

$$= j(p) f(\lambda) \delta(z);$$

$$f(\lambda) = \frac{2}{\pi} \cdot \int_{b_1}^{b_2} f(y) \cdot \sin(\lambda y) dy =$$

$$= \frac{4}{\pi \cdot \lambda} \sin(\lambda(b_2 + b_1)) \cdot \sin(\lambda(b_2 - b_1)).$$

С учётом (8) и (9) уравнение (7) преобразуется к виду:

$$\frac{d^2 E_x(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 E_x(p, \lambda, z) = K(p, \lambda) \cdot \delta(z) \quad (10)$$

$$\text{где } K(p, \lambda) = \mu_0 p \cdot j(p) \cdot f(\lambda).$$

Общее решение уравнения (10) имеет вид:

$$E_x(p, \lambda, z) = C_1(p, \lambda) e^{\lambda z} + C_2(p, \lambda) e^{-\lambda z} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \cdot \eta(z-h) \cdot sh(\lambda \cdot (z-h)), \quad (11)$$

где $C_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования.

Изображение касательной составляющей напряжённости магнитного поля можно найти с помощью формулы (11) и уравнения (6):

$$H_y(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p\mu_0} \left(C_1(p, \lambda) e^{\lambda z} - C_2(p, \lambda) e^{-\lambda z} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \cdot \eta(z-h) \cdot ch(\lambda \cdot (z-h)) \right). \quad (12)$$

Выражения (11) и (12) должны удовлетворять граничным условиям на поверхностях тонкостенных проводников – (3), а именно, $H_y(p, \lambda, 0) = (\gamma \cdot d) \cdot E_x(p, \lambda, 0)$, и условию ограниченности решений на бесконечности ($z \rightarrow \infty$).

Определяя произвольные постоянные интегрирования с помощью вышеуказанных условий, получаем, что

$$E_x(p, \lambda, z) = \mu_0 p \cdot j(p) \frac{f(\lambda)}{\lambda} \left(\eta(z-h) \times \right. \\ \left. \times sh(\lambda(z-h)) - e^{-\lambda h} \left(sh(\lambda z) + \frac{\lambda \cdot e^{-\lambda z}}{(\lambda + p\mu_0 \gamma d)} \right) \right) \quad (13)$$

$$H_y(p, \lambda, z) = j(p) \cdot f(\lambda) \left(\eta(z-h) ch(\lambda(z-h)) - \right. \\ \left. - e^{-\lambda h} \left(ch(\lambda z) - \frac{\lambda \cdot e^{-\lambda z}}{(\lambda + p\mu_0 \gamma d)} \right) \right). \quad (14)$$

Из формулы (14) при $z=0$ находим напряжённость магнитного поля на поверхности листовой заготовки:

$$H_y(p, \lambda, 0) = -f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot \frac{p \cdot j(p)}{\left(\frac{\lambda}{\mu_0 \gamma d} + p \right)}. \quad (15)$$

Выполнив в (15) обратные синус-Фурье и Лапласово преобразования и учтём вид функции $f(\lambda)$ из выражения (9).

После тождественных преобразований получим, что

$$H_y(t, y, 0) = -\frac{4}{\pi_0} \int_0^\infty \frac{\sin(\lambda(b_2 + b_1)) \cdot \sin(\lambda(b_2 - b_1))}{\lambda} \times \\ \times e^{-\lambda h} \cdot \frac{dj_2(t)}{dt} \cdot e^{-\frac{\lambda \cdot t}{\mu_0 \gamma d}} d\lambda, \quad (16)$$

Результирующие магнитные поля в системе находятся суперпозицией соответствующих решений:

а) над листом (алгебраическая сумма зависимостей (1) и (16)),

$$H_s^{(over)}(t, r, z=0) = \\ = H_r(t, r, z=0) + H_y(t, y, z=0) \quad (17)$$

б) под листом (выражение (2)),

$$H_s^{(under)}(t, r, z=-d) \approx H_1(t, r, z=-d). \quad (18)$$

Магнитное давление на металлический лист, обусловленное силовым воздействием со стороны возбуждаемых полей, пропорционально разности квадратов напряжённостей на граничных поверхностях листа [4]. Его величина в соответствии с выражениями (17) и (18) будет определяться зависимостью:

$$P = \frac{\mu_0}{2} \cdot \left((H_r(t, r, z=0) + H_y(t, y, z=0))^2 - \right. \\ \left. - H_1^2(t, r, z=-d) \right). \quad (19)$$

Как видно из формулы (19), при равенстве и противоположной направленности напряжённостей полей, возбуждаемых круговым и прямоугольным индукторами, алгебраическая сумма в первых скобках стремится к нулю. Выражение (19) принимает вид:

$$P = -\frac{\mu_0}{2} \cdot H_1^2(t, r, z=-d). \quad (20)$$

Полученная зависимость (20) свидетельствует о том, что сила магнитного давления определяется исключительно амплитудой проникшего поля и направлена в сторону рабочей поверхности индуктора. В конечном итоге, имеет притяжение заданного участка листового металла.

Формулы (17)-(20) представляют собой полную совокупность расчётных выражений для анализа процессов в комбинированной индукторной системе для магнитно-импульсного «вытягивания» заданного участка металлического листа за счёт суперпозиции низкочастотных кругового и плоскопараллельного магнитных полей.

Подчеркнём, что рабочая частота плоскопараллельного поля может быть достаточно малой. Этот выбор не влияет на диффузионные процессы в системе, но позволяет реализовать режим наиболее эффективного выполнения заданной производственной операции.

Выводы

1. Предложена и развита идея использования плоскопараллельного магнитного поля для

создания условий трансформации естественного отталкивания в магнитно-импульсное притяжение.

2. Предложена конструкция комбинированной индукторной системы, реализующая принцип суперпозиции кругового и плоско-параллельного магнитных полей.

3. Получены аналитические зависимости для анализа электродинамических процессов в предложенном инструменте внешней магнитно-импульсной рихтовки автомобильных кузовов.

Литература

1. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Бажинов А.В., Магнитно-импульсные методы и системы для притяжения тонкостенных листовых металлов. // Труды международной научно-технической конференции «Магнитно-импульсная обработка металлов. Пути совершенствования и развития». Самара, 18-19 сентября 2007.с.3 – 13.
2. US.Pat.No.3,998,081, Hansen et al. (the Boeing Company, 1976).
3. US.Pat.No.4,986,102, Hendrickson et al. (the Boeing Company, 1991).
4. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хищенко Л.Т., Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 1. Издание второе, переработанное и дополненное. Под общей ред. д.т.н., проф. Батыгина Ю.В. – Харьков: изд. МОСТ-Торнадо. 2003. – 284 с.
5. Туренко А.Н., Батыгин Ю.В., Гнатов А.В. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. – Т.3: Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями. Под ред. проф. Ю.В.Батыгина. – Харьков: Изд. ХНАДУ, 2009. – 249 с.
6. Г.Корн, Т.Корн, Справочник по математике. М: «Наука». 1973. – 831с.