УДК 621.318

А.В. Гнатов

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ИНДУКЦИОННОЙ ИНДУКТОРНОЙ СИСТЕМЕ С МАССИВНЫМ ЭКРАНОМ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Стаття присвячена розрахункам основних характеристик індукційної індукторної системи з одновитковим соленоїдом, масивним екраном кінцевої товщини і неферомагнітною листовою заготівкою. У наближенні достатньої тонкостінності оброблюваного об'єкту одержані аналітичні залежності для розрахунку напруженості електричної і магнітної складової електромагнітних полів в даній індукторній системі

Статья посвящена расчётам основных характеристик индукционной индукторной системы с одновитковым соленоидом, массивным экраном конечной толщины и неферромагнитной листовой заготовкой. В приближении достаточной тонкостенности обрабатываемого объекта получены аналитические зависимости для расчёта напряженностей электрической и магнитной составляющей электромагнитных полей в рассматриваемой индукторной системе.

ВВЕДЕНИЕ

Постановка проблемы. Исследования индукционной системы как с внешним вспомогательным экраном, так и с экраном в плоскости внутреннего отверстия витка индуктора, показали довольно низкую эффективность данной конструкции инструмента [1 – 4].

Априорные физические соображения приводят к выводу о целесообразности использования достаточно массивного проводящего вспомогательного экрана. Максимум адекватности расчётов и реальных в практическом исполнении индукционных индукторных систем имеет место, если массивный экран обладает конечной толщиной. Его массивность в сравнении с обрабатываемой листовой заготовкой способствует росту механической прочности системы в целом. Кроме того, дополнительным положительным качеством такой конструкции системы является увеличение эффективности тепло отвода из её рабочей зоны.

Анализ основных достижений и публикаций.

Известны различные технические решения по осуществлению операции внешней рихтовки самолётных корпусов. Наиболее практичными из них являются предложения инженеров концерна "Boeing" и фирм "Electroimpact", "Fluxtronic" [2, 5], основанных на использовании энергии импульсных магнитных полей.

В ряде работ бывших советских учёных обсуждался вопрос о возможности достижения эффекта притяжения с помощью одного индуктора, в обмотке которого протекают два токовых импульса с разной частотой. С физической точки зрения принцип действия всех этих предложений одинаков. Он основан на суперпозиции низкочастотного и высокочастотного магнитных полей, возбуждаемых в индукторной системе. Идентичным также является технический уровень сложности по практическому воплощению в жизнь этих идей [1].

Предложения учёных США требуют наличия двух источников мощности, достаточно сложных схем управления, систем высоковольтной электроники и т.д. Предложения бывших советских учёных также весьма сложны для практики, так как требуют создания особых систем коммутации сильных токов в их максимуме. Все эти факторы обуславливают высокую стоимость, низкую надёжность вышеперечисленных устройств по магнитно-импульсному притяжению листовых металлов и существенно снижают их практическую значимость.

Первые конструкции индукционных инструментов притяжения содержали тонкостенный экран и листовую заготовку [2, 4, 6]. Но, как следует из априорных физических соображений, повышение эффективности систем такого рода возможно при использовании массивного проводящего вспомогательного экрана. Расчёту основных характеристик в приближении экрана бесконечной толщины посвящена работа [1].

Цель настоящей работы – получение аналитических зависимостей для расчета электромагнитных процессов в индукционной индукторной системе с одновитковым соленоидом, массивным экраном конечной толщины и тонкостенной листовой заготовкой.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Практическая работоспособность предлагаемой индукторной системы, так же как и в предыдущих конструкциях, определяется собственно её геометрией, электрофизическими, геометрическими характеристиками экрана и заготовки, а также амплитудно-временными параметрами токового импульса в их взаимосвязи.

Расчётная модель в цилиндрической системе координат, принятая для анализа электромагнитных процессов, показана на рис. 1.

Решение проводится аналогично предыдущим рассмотрениям [1, 3 – 5].

При решении задачи примем следующие допущения.

- Массивный экран конечной толщины d_1 выполнен из металла с электропроводностью γ_1, тонкостенная листовая заготовка толщиной d_2 из металла с электропроводностью γ_2, расстояние между ними – h, поперечные размеры достаточно велики. Металлы не обладают магнитными свойствами.
- Цилиндрический виток индуктора – 3 с внутренним радиусом – R_1, внешним – R_2, толщиной – g изолирован и располагается в пазах внутренней поверхности экрана со стороны листовой заготовки. Собственно металл витка не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы.

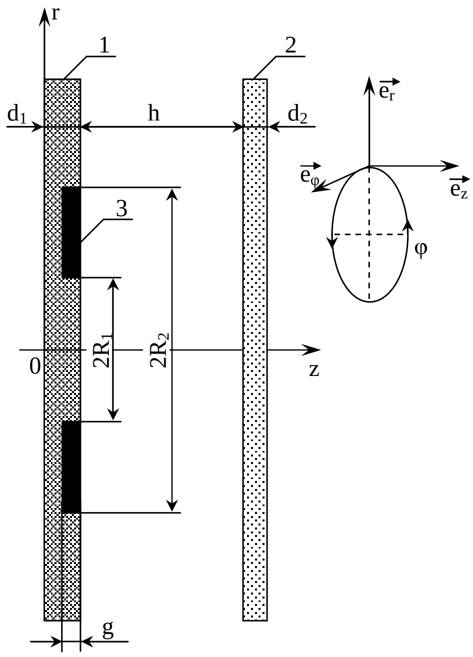

Рис. 1. Расчётная модель системы, 1 – вспомогательный экран, 2 – обрабатываемая листовая заготовка, 3 – одновитковый соленоид-индуктор $\vec{e}_r$, $\vec{e}_\varphi$, $\vec{e}_z$, – направляющие орты цилиндрической системы координат

- Амплитудно-временные параметры тока индуктора $I(t)$ таковы, что справедливо квазистационарное приближение по Ландау: $\frac{\omega}{c}\cdot l \ll 1$, ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме, l – характерный размер системы.
- Имеет место аксиальная симметрия, так что $\frac{\partial}{\partial\varphi}=0$, (φ – азимутальный угол).

Начнём с уравнений Максвелла для возбуждаемых составляющих вектора электромагнитного поля ($E_\varphi \neq 0,\quad H_{r,z}\neq 0$), преобразованных по Лапласу с учётом нулевых начальных условий [1]:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial H_r(p,r,z)}{\partial z}-\dfrac{\partial H_z(p,r,z)}{\partial r}=j_\varphi(p,r,z); & (1)\\ \dfrac{1}{r}\cdot\dfrac{\partial}{\partial r}\left(r\cdot E_\varphi(p,r,z)\right)=-\mu_0\cdot p\cdot H_z(p,r,z); & (2)\\ \dfrac{\partial E_\varphi(p,r,z)}{\partial z}=\mu_0\cdot p\cdot H_r(p,r,z); & (3)\end{cases}$$

где p – параметр преобразования Лапласа;
$E_\varphi(p,r,z)=L\{E_\varphi(t,r,z)\}$;
$H_{r,z}(p,r,z)=L\{H_{r,z}(t,r,z)\}$;
$j_\varphi(p,r\,z)=L\{j_\varphi(t,r,z)\}$; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

В общем случае плотность тока в правой части уравнения (1) записывается в виде:

$$j_\varphi(p,r\,z)=(p\cdot\varepsilon_0+\gamma)\cdot E_\varphi(p,r,z)+j_{\varphi i}(p,r,z),\quad (4)$$

где $j_{\varphi i}(p,r\,z)$ – плотность стороннего тока в индукторе, $j_{\varphi i}(p,r,z)=j(p)\cdot f(r)\cdot\eta(z-(d_1-g))$, $j(p)=\dfrac{I(p)}{(R_2-R_1)\cdot g}$; $f(r)$ – функция радиального распределения тока в витке индуктора; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

При решении поставленной задачи в принятой модели расчёта следует выделить области с однородными электрофизическими характеристиками:

а) свободное полупространство с внешней стороны вспомогательного экрана, $z\in(-\infty, 0]$;

б) металл вспомогательного экрана, $z\in[0, d_1]$;

в) пространство между экраном и листовой заготовкой, $z\in[d_1, (d_1+h)]$;

г) металл листовой заготовки, $z\in[(d_1+h), ((d_1+h)+d_2)]$;

в) свободное полупространство с внешней стороны листовой заготовки, $z\in[((d_1+h)+d_2), \infty]$.

Из дифференциальных уравнений (1 – 3) с учётом выражения (4) в рамках принятых допущений получим уравнения для азимутальной компоненты напряжённости электрического поля $E_\varphi(p,r,z)$ в выделенных областях.

В полупространстве с внешней стороны экрана, $z\in(-\infty, 0]$, получаем, что

$$\frac{\partial^2E_\varphi^{(1)}(p,r,z)}{\partial z^2}+\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}\left(r\cdot E_\varphi^{(1)}(p,r,z)\right)\right)=0.\quad (5)$$

В металле вспомогательного экрана, $z\in[0, d_1]$:

$$\frac{\partial^2E_\varphi^{(2)}(p,r,z)}{\partial z^2}+\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}\left(r\cdot E_\varphi^{(2)}(p,r,z)\right)\right)-\\-(p\gamma_1\mu_0)E_\varphi^{(2)}(p,r,z)=p\mu_0 j_{\varphi i}(p,r,z).\quad (6)$$

В пространстве, где $z\in[d_1, (d_1+h)]$:

$$\frac{\partial^2E_\varphi^{(3)}(p,r,z)}{\partial z^2}+\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}\left(r\cdot E_\varphi^{(3)}(p,r,z)\right)\right)=0.\quad (7)$$

В пространстве, где $z\in[(d_1+h), ((d_1+h)+d_2)]$:

$$\frac{\partial^2E_\varphi^{(4)}(p,r,z)}{\partial z^2}+\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}\left(r\cdot E_\varphi^{(4)}(p,r,z)\right)\right)-\\-(p\gamma_2\mu_0)E_\varphi^{(4)}(p,r,z)=0.\quad (8)$$

В пространстве, где $z\in[((d_1+h)+d_2), \infty]$:

$$\frac{\partial^2E_\varphi^{(5)}(p,r,z)}{\partial z^2}+\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}\left(r\cdot E_\varphi^{(5)}(p,r,z)\right)\right)=0.\quad (9)$$

Условию ограниченности радиального распределения $E_\varphi(p,r,z)$ из уравнений (5 – 9) при r = 0 и $r=\infty$ удовлетворяет интегральное преобразование Фурье-Бесселя [6]:

$$E_\varphi(p,r,z)=\int_0^\infty E_\varphi(p,\lambda,z)\cdot J_1(\lambda\cdot r)\cdot\lambda\cdot d\lambda,\quad (10)$$

где $J_1(\lambda\cdot r)$ – функция Бесселя первого порядка.

В соответствии с (10) уравнения (5 – 9) приводятся к обыкновенным линейным дифференциальным уравнениям второго порядка с постоянными коэффициентами:

а) в полупространстве вне экрана, $z\in(-\infty, 0]$,

$$\frac{d^2E_\varphi^{(1)}(p,\lambda,z)}{dz^2}-\lambda^2\cdot E_\varphi^{(1)}(p,\lambda,z)=0\,. \qquad (11)$$

б) в пространстве, где, $z\in[0,\ d_1]$:

$$\frac{d^2E_\varphi^{(2)}(p,\lambda,z)}{dz^2}\ -\ q_1^2(p,\lambda)\cdot E_\varphi^{(2)}(p,\lambda,z)= \\ =K(p,\lambda)\cdot\eta(z-(d_1-g)) \qquad (12)$$

где $q_1(p,\lambda)=\sqrt{\lambda^2+p\cdot\mu_0\cdot\gamma_1}$ – волновое число в металле с удельной электропроводностью γ_1,

$$K(p,\lambda)=\mu_0\cdot p\cdot j(p)\cdot f(\lambda)\,;\ f(\lambda)=\int_0^\infty f(r)\cdot J_1(\lambda\cdot r)\cdot r\cdot dr\,,$$

в) в пространстве, где, $z\in[d_1,\ (d_1+h)]$,

$$\frac{d^2E_\varphi^{(3)}(p,\lambda,z)}{dz^2}\ -\ \lambda^2\cdot E_\varphi^{(3)}(p,\lambda,z)=0\,, \qquad (13)$$

г) в пространстве, где, $z\in[(d_1+h),\ ((d_1+h)+d_2)]$,

$$\frac{d^2E_\varphi^{(4)}(p,\lambda,z)}{dz^2}\ -\ q_2^2(p,\lambda)\cdot E_\varphi^{(4)}(p,\lambda,z)=0\,, \qquad (14)$$

где $q_2(p,\lambda)=\sqrt{\lambda^2+p\cdot\mu_0\cdot\gamma_2}$ – волновое число в металле с удельной электропроводностью γ_2,

д) в свободном полупространстве с внешней стороны металлического листа, $z\in[((d_1+h)+d_2),\ \infty]$,

$$\frac{d^2E_\varphi^{(5)}(p,\lambda,z)}{dz^2}\ -\ \lambda^2\cdot E_\varphi^{(5)}(p,\lambda,z)=0\,. \qquad (15)$$

Общие интегралы уравнений (11 – 15) в выделенных областях дают выражения для напряжённости электрического поля. Уравнение Максвелла (3) позволяет получить соответствующие формулы для тангенциальной компоненты напряжённости магнитного поля в выделенных областях принятой расчётной модели.

Итак,

а) в полупространстве вне экрана, $z\in(-\infty,\ 0]$, уравнениям (11) и (3), а также условию ограниченности $z\to-\infty$, удовлетворяют функции:

$$E_\varphi^{(1)}(p,\lambda,z)=B(p,\lambda)\cdot e^{\lambda z}\,, \qquad (16)$$

$$H_r^{(1)}(p,\lambda,z)=\frac{\lambda}{p\cdot\mu_0}B(p,\lambda)\cdot e^{\lambda\cdot z}\,, \qquad (17)$$

где $B(p,\lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования,

б) в пространстве, где, $z\in[0,\ d_1]$,

$$E_\varphi^{(2)}(p,\lambda,z)=C_1(p,\lambda)\cdot e^{q_1(p,\lambda)\cdot z}+C_2(p,\lambda)\cdot e^{-q_1(p,\lambda)\cdot z}+ \\ +\frac{K(p,\lambda)}{q_1^2(p,\lambda)}\eta(z-(d_1-g))\cdot[\mathrm{ch}(q_1(p,\lambda)(z-(d_1-g)))-1], \qquad (18)$$

$$H_r^{(2)}(p,\lambda,z)=\frac{q_1(p,\lambda)}{p\cdot\mu_0}\Big[C_1(p,\lambda)\cdot e^{q_1(p,\lambda)\cdot z}-C_2(p,\lambda)\times \\ \times e^{-q_1(p,\lambda)\cdot z}+\frac{K(p,\lambda)}{q_1^2(p,\lambda)}\eta(z-(d_1-g))\times \\ \times\mathrm{sh}(q_1(p,\lambda)(z-(d_1-g)))\Big], \qquad (19)$$

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

в) в пространстве между экраном и листовой заготовкой, $z\in[d_1,\ (d_1+h)]$,

$$E_\varphi^{(3)}(p,\lambda,z)=D_1(p,\lambda)e^{\lambda\cdot(z-d_1)}+D_2(p,\lambda)e^{-\lambda\cdot(z-d_1)}\,, \qquad (20)$$

$$H_r^{(3)}(p,\lambda,z)=\frac{\lambda}{p\mu_0}\Big[D_1(p,\lambda)e^{\lambda(z-d_1)}-D_2(p,\lambda)e^{-\lambda(z-d_1)}\Big], \qquad (21)$$

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

г) в области металла листовой заготовки, $z\in[(d_1+h),\ ((d_1+h)+d_2)]$,

$$E_\varphi^{(4)}(p,\lambda,z)=A_1(p,\lambda)\cdot e^{q_2(p,\lambda)\cdot(z-(d_1+h))}+ \\ +A_2(p,\lambda)\cdot e^{-q_2(p,\lambda)\cdot(z-(d_1+h))}, \qquad (22)$$

$$H_r^{(4)}(p,\lambda,z)=\frac{q_2(p,\lambda)}{p\mu_0}\Big[A_1(p,\lambda)\cdot e^{q_2(p,\lambda)\cdot(z-(d_1+h))}- \\ -A_2(p,\lambda)\cdot e^{-q_2(p,\lambda)\cdot(z-(d_1+h))}\Big], \qquad (23)$$

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

д) в свободном полупространстве с внешней стороны металлического листа, $z\in[((d_1+h)+d_2),\ \infty]$, условию ограниченности при $z\to\infty$ удовлетворяют функции:

$$E_\varphi^{(5)}(p,\lambda,z)=G_1(p,\lambda)\cdot e^{-\lambda\cdot(z-((d_1+h)+d_2))}\,, \qquad (24)$$

$$H_r^{(5)}(p,\lambda,z)=-\frac{\lambda}{p\mu_0}\cdot G(p,\lambda)\cdot e^{-\lambda\cdot(z-((d_1+h)+d_2))}, \qquad (25)$$

где $G(p,\lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования.

Из условия непрерывности касательных компонент напряжённости электромагнитного поля на границах выделенных областей можно получить систему линейных алгебраических уравнений для определения неизвестных произвольных постоянных интегрирования в выражениях для $E_\varphi(p,\lambda,z)$ и $H_r(p,\lambda,z)$.

1) $z=0$

$$\begin{cases}C_1(p,\lambda)+C_2(p,\lambda)=B(p,\lambda);\\ C_1(p,\lambda)-C_2(p,\lambda)=\dfrac{\lambda}{q_1(p,\lambda)}B(p,\lambda).\end{cases} \qquad (26)$$

2) $z=d_1$,

$$\begin{cases}C_1(p,\lambda)\cdot e^{q_1(p,\lambda)\cdot d_1}+C_2(p,\lambda)\cdot e^{-q_1(p,\lambda)\cdot d_1}+\\ +\dfrac{K(p,\lambda)}{q_1^2(p,\lambda)}\cdot[\mathrm{ch}(q_1(p,\lambda)\cdot g)-1]=D_1(p,\lambda)+D_2(p,\lambda);\\ C_1(p,\lambda)\cdot e^{q_1(p,\lambda)\cdot d_1}-C_2(p,\lambda)\cdot e^{-q_1(p,\lambda)\cdot d_1}+\\ +\dfrac{K(p,\lambda)}{q_1^2(p,\lambda)}\mathrm{sh}(q_1(p,\lambda)g)=\dfrac{\lambda}{q_1(p,\lambda)}(D_1(p,\lambda)-D_2(p,\lambda)).\end{cases} \qquad (27)$$

3) $z=d_1+h$,

$$\begin{cases}D_1(p,\lambda)e^{\lambda h}+D_2(p,\lambda)e^{-\lambda h}=A_1(p,\lambda)+A_2(p,\lambda);\\ D_1(p,\lambda)\cdot e^{\lambda h}-D_2(p,\lambda)\cdot e^{-\lambda h}=\dfrac{q_2(p,\lambda)}{\lambda}\times\\ \times(A_1(p,\lambda)-A_2(p,\lambda)).\end{cases} \qquad (28)$$

4) $z=(d_1+h+d_2)$,

$$
\begin{cases}
A_1(p,\lambda)e^{q_2(p,\lambda)d_2} + A_2(p,\lambda)e^{-q_2(p,\lambda)d_2} = G(p,\lambda); \\
A_1(p,\lambda)\cdot e^{q_2(p,\lambda)d_2} - A_2(p,\lambda)\cdot e^{-q_2(p,\lambda)d_2} = \\
= -\dfrac{\lambda}{q_2(p,\lambda)} G(p,\lambda).
\end{cases} \qquad (29)
$$

В конечном итоге представляют интерес поля, возбуждаемые в металлах вспомогательного экрана и листовой заготовки. Для их определения следует найти неизвестные произвольные постоянные интегрирования $C_{1,2}(p,\lambda)$ и $A_{1,2}(p,\lambda)$.

Согласно постановке задачи экран обладает конечной толщиной, что соответствует реальности. Но листовую заготовку, не нарушая адекватности принятой физико-математической модели в целом, можно считать достаточно тонкостенной и для неё рабочие частоты действующих полей довольно низкими [1], так, что $\omega\cdot\tau_2 << 1$ $\tau_2 = \mu_0\cdot\gamma_2\cdot d_2^2$, а $|p\mu_0\gamma_2| \to 0$ и $q_2(p,\lambda) \approx \lambda$

Решая системы (26 – 29) определяем, что

$$A_1(p,\lambda) \approx 0,\ D_1(p,\lambda) \approx 0; \qquad (30)$$

$$A_2(p,\lambda) \approx D_2(p,\lambda)\cdot e^{-\lambda h}; \qquad (31)$$

$$C_1(p,\lambda) = -\left(1 + \frac{q_1(p,\lambda)}{\lambda}\right)\cdot\frac{K(p,\lambda)}{q_1^2(p,\lambda)}\cdot\frac{F_1(p,\lambda,g)}{F_2(p,\lambda,d_1)}; \qquad (32)$$

$$D_2(p,\lambda) = -\frac{2K(p,\lambda)}{q_1^2(p,\lambda)}\left[\frac{F_1(p,\lambda,g)}{F_2(p,\lambda,d_1)}\cdot F_2(p,\lambda,d_1) - \right.$$
$$\left. - \mathrm{sh}^2\left(\frac{q_1(p,\lambda)\cdot g}{2}\right)\right], \qquad (33)$$

где

$$F_1(p,\lambda,g) = \mathrm{sh}\left(\frac{q_1(p,\lambda)\cdot g}{2}\right)\cdot\left[\mathrm{sh}\left(\frac{q_1(p,\lambda)\cdot g}{2}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{q_1(p,\lambda)}{\lambda}\mathrm{ch}\left(\frac{q_1(p,\lambda)\cdot g}{2}\right)\right],$$

$$F_2(p,\lambda,d_1) = \left[\left(1 + \left(\frac{q_1(p,\lambda)}{\lambda}\right)^2\right) sh(q_1(p,\lambda)d_1) + \right.$$
$$\left. + 2\frac{q_1(p,\lambda)}{\lambda} ch(q_1(p,\lambda)d_1)\right),$$

$$F_3(p,\lambda,d_1) = \left[sh(q_1(p,\lambda)d_1) + \frac{q_1(p,\lambda)}{\lambda} ch(q_1(p,\lambda)d_1)\right].$$

Подставляя в соотношение (31) значение $D_2(p,\lambda)$, определяем $A_2(p,\lambda)$.

$$A_2(p,\lambda) = -\frac{2K(p,\lambda)}{q_1^2(p,\lambda)}\left[\frac{F_1(p,\lambda,g)}{F_2(p,\lambda,d_1)}\cdot F_2(p,\lambda,d_1) - \right.$$
$$\left. - \mathrm{sh}^2\left(\frac{q_1(p,\lambda)\cdot g}{2}\right)\right]\cdot e^{-\lambda h}. \qquad (34)$$

ВЫВОДЫ

1. Рассмотрено возбуждение индукционной индукторной системы с одновитковым цилиндрическим соленоидом, массивным вспомогательным экраном конечной толщины и немагнитной тонкостенной листовой заготовкой.

2. Получена система линейных алгебраических уравнений, из которых могут быть найдены неизвестные произвольные постоянные интегрирования в выражениях для компонент вектора напряжённости, соответствующие произвольному временному режиму действующих полей и, соответственно, произвольной геометрии экрана и обрабатываемого объекта.

3. В приближении достаточной тонкостенности заготовки, что практически соответствует интенсивному проникновению действующих полей, получены аналитические зависимости для расчёта основных характеристик электродинамических процессов в предложенном инструменте магнитно-импульсного притяжения листовых металлов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батыгин Ю.В., Гнатов А.В., Расчет электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с неферромагнитными массивным экраном и листовой заготовкой. // Електротехніка і електромеханіка. – Х.: 2009.– № 4.– С. 56-59.
2. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т., Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 1. Изд. второе, переработанное и дополненное под общей ред. д.т.н., проф. Батыгина Ю.В. Харьков: Изд. МОСТ-Торнадо. 2003. 288 с.
3. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Чаплыгин Е.А., Особенности токов, индуцированных низкочастотным полем одновиткового соленоида в плоских листовых металлах. // Електротехніка і електромеханіка. Харків. 2005, №3, С. 9-73.
4. Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю., Чаплыгин Е.А., Цилиндрическая индукционная индукторная система для притяжения тонкостенных листовых металлов. // Авиационно-космическая техника и технология. 2007. №11 (47), С. 109-117.
5. 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.
6. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Бондаренко А.Ю., Силовое взаимодействие низкочастотных магнитных полей с тонкостенными листовыми проводниками. // Труды международной научно-технической конференции "Магнитно-импульсная обработка металлов. Пути совершенствования и развития". Самара, 18-19 сентября 2007.С. 14 – 22.
7. Дж. Мэтьюз, Р. Уокер, Математические методы физики. М: Атомиздат. 1972. 390 с.

Поступила 03.06.2009

Гнатов Андрей Викторович, к.т.н., с.н.с.
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет
61002, Харьков, ул. Петровского, 25, ХНАДУ,
кафедра "Автомобильная электроника"
тел. (8-057) 700-38-52, e-mail: kalifus@yandex.ru.