

УДК 621.7.044.7

Ю.В. БАТЫГИН¹, А.Ю. БОНДАРЕНКО¹, Г.С. СЕРИКОВ²¹Национальный технический университет «ХПИ», Украина²Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, Украина**ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ИНДУКЦИОННОЙ ИНДУКТОРНОЙ СИСТЕМЕ С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМОЙ РАБОЧЕЙ ЗОНЫ**

Для технологической операции магнитно-импульсного притяжения листовой металлической заготовки к индуктору проведен анализ электродинамических процессов в симметричной индукционной индукторной системе с прямоугольной формой рабочей зоны. Определено распределение плотности тока в заготовке, сил притяжения и отталкивания, действующих на неё, при частоте разрядного тока магнитно-импульсной установки ~ 2 кГц. Показаны преимущества исследуемой системы по сравнению с цилиндрической индукционной индукторной системой.

магнитно-импульсное притяжение, листовая металлическая заготовка, электродинамические процессы, индукционная индукторная система, прямоугольная форма рабочей зоны, разрядный ток

Исследования индукционных индукторных систем с одновитковым цилиндрическим индуктором и вспомогательным экраном показали их достаточно высокую эффективность. Но дальнейшее её повышение возможно только за счёт увеличения энергии, запасаемой емкостным накопителем магнитно-импульсной установки [1].

Переход от цилиндрической геометрии к прямоугольной позволяет открыть новые пути увеличения амплитуд силового воздействия на обрабатываемые объекты при неизменном уровне энергии источника.

Речь идёт об определённых конструктивных решениях по форме индуктора – генератора магнитного поля.

В монографии [2] был предложен так называемый индуктор со спаренными токопроводами. Применение этой идеи позволяет предложить индуктор в виде двух компланарных витков прямоугольной формы, соединённых последовательно (рис. 1, а). Их взаимная ориентация обеспечивает протекание равных и одинаково направленных токов в двух параллельных смежных проводниках, между которыми располагается рабочая зона инструмента. В отличие от одного цилиндрического витка здесь имеет место

возбуждение полей и электродинамических сил двойным током при неизменной величине энергии емкостного накопителя.

Цель работы – теоретическое описание электродинамических процессов в индукционной индукторной системе, в которой экран и обрабатываемая листовая заготовка абсолютно идентичны (металл, толщина) и находятся на одинаковом расстоянии от плоского индуктора, выполненного, как указано выше, и имеющего прямоугольную форму рабочей зоны.

Для анализа электромагнитных процессов примем расчётную модель (рис. 1), соответствующую поперечным сечениям системы в ортогональных направлениях.

Также как и в случае цилиндрической индукционной индукторной системы, интерес представляют поля и токи в низкочастотном режиме, являющемся физической идеализацией их максимально возможной «прозрачности» для действующих полей.

При решении поставленной задачи будем считать, что листовая заготовка тонкостенная [3], т.е.

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

где ω – циклическая частота действующего поля;

$\tau = \mu_0 \gamma d^2$ – характерное время диффузии в проводящий слой с удельной электропроводностью γ и толщиной d .

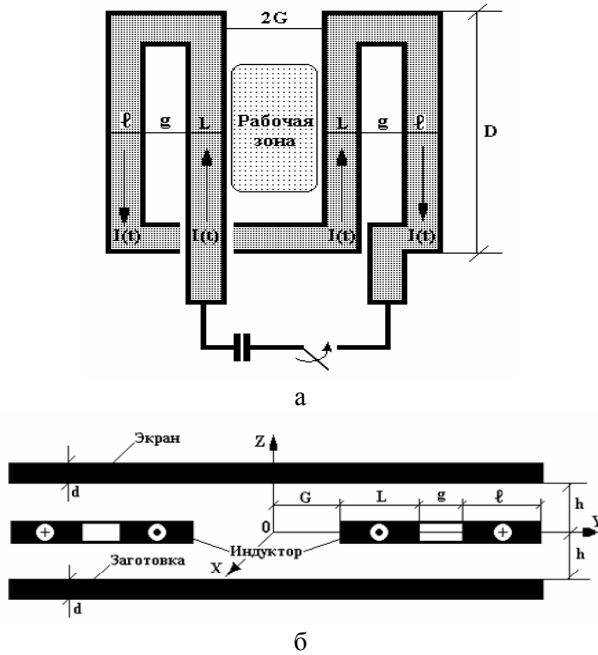


Рис. 1. Расчётная модель индукционной индукторной системы:
а – собственно индуктор;
б – индукторная система в поперечном сечении

Опуская математические аспекты решения поставленной задачи, изложенные достаточно полно в работах [2 – 4], запишем конечные результаты, т.е. математические выражения для возбуждаемых полей и токов в рассматриваемой системе в декартовых координатах с учетом её симметрии.

Напряжённость электрического поля в металле экрана и листовой заготовки в терминах продольной пространственной переменной, связанной с собственной системой отсчёта, имеет вид:

$$E_x(t, y, \zeta) = -\frac{\mu_0}{2} \cdot \frac{dj(t)}{dt} \times \int_0^\infty \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot e^{-\lambda(h+\zeta)} \cdot \cos(\lambda y) d\lambda, \quad (2)$$

где $j(t)$ – плотность стороннего тока в индукторе;

λ – параметр преобразования Фурье – Бесселя;

$f(\lambda)$ – Фурье-образ функции, поперечного распределения плотности тока в индукторе;

$J_1(\lambda r)$ – функция Бесселя первого порядка;

h – расстояние между индуктором и заготовкой (между индуктором и экраном);

$\zeta \in [0, d]$ – пространственная переменная, определяющая зависимость напряженности электрического поля по толщине листовой заготовки.

Касательная y – компонента напряжённости возбуждаемого магнитного поля определяется зависимостью

$$H_y(t, y, \zeta) = -\frac{j(t)}{2} \cdot \int_0^\infty f(\lambda) \cdot e^{-\lambda(h+\zeta)} \cdot \cos(\lambda y) d\lambda. \quad (3)$$

Выражение (2) умножим на удельную электропроводность металла экрана и заготовки. Результат проинтегрируем по переменной $\zeta \in [0, d]$.

Получим, что линейная плотность индуцированного тока будет равна

$$J_x(\varphi, y) = -\frac{(\omega \cdot \tau)}{2d^2} \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \times \int_0^\infty \frac{f(\lambda)}{\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h} \cdot (1 - e^{-\lambda d}) \cdot \cos(\lambda y) d\lambda, \quad (4)$$

где $\varphi = \omega t$ – фаза действующего поля.

Для проведения численных оценок преобразуем формулу (4).

Положим, что токи в ветвях индуктора распределены равномерно, а их направления соответствуют рис. 1. Тогда функцию поперечного распределения плотности тока можно описать безразмерной зависимостью вида:

$$f(y) = \left[\eta(|G|) - \eta(|G+L|) \right] - \frac{L}{\ell} \times \left[\eta(|G+L+g|) - \eta(|G+L+g+\ell|) \right], \quad (5)$$

где G, L, g, ℓ – геометрические размеры рассматриваемой индукторной системы (рис. 1);

$\eta(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда.

Фурье-образ функции поперечного распределения плотности тока в индукторе находится как удвоенный интеграл по $y \in [0, \infty]$:

$$f(\lambda) = \frac{2}{\pi \lambda} \left[\begin{aligned} & \left(\sin(\lambda(G+L)) - \sin(\lambda G) \right) - \\ & - \frac{L}{\ell} \left(\sin(\lambda(G+L+g+\ell)) - \right. \\ & \left. - \sin(\lambda(G+L+g)) \right) \end{aligned} \right]. \quad (6)$$

Выражение (6) подставим в формулу (4).

После введения безразмерной переменной интегрирования ($x = \lambda \cdot d$) и выполнения необходимых преобразований, получим, что

$$J_x(\varphi, y) = -\frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \cdot \frac{2(j_m \omega \tau)}{\pi} \times \int_0^{\infty} \frac{f(x)}{x^3} e^{-x \frac{h}{d}} (1 - e^{-x}) \cos\left(x \frac{y}{d}\right) dx, \quad (7)$$

где $j_m = \frac{I_m}{L}$ – амплитуда плотности тока в ближнем к рабочей зоне токопроводе индуктора;

$j(\varphi)$ – функция, характеризующая зависимость плотности тока только от фазы;

$$f(x) = \left[\left[\sin\left(x \frac{0,5L}{d}\right) \cdot \cos\left(x \frac{G+0,5L}{d}\right) \right] - \left[\sin\left(x \frac{0,5\ell}{d}\right) \cdot \cos\left(x \frac{(G+L+g)+0,5\ell}{d}\right) \right] \right] -$$

функция $f(\lambda)$ в терминах переменной x .

Теперь вычислим возбуждаемые электродинамические силы.

Нормальная распределённая сила притяжения (давление) проводников, размещённых на расстоянии ($2h$) друг от друга, с индуцированными токами (7) определяется с помощью закона Ампера.

После тождественных преобразований и введения обозначений, удобных для проведения численных оценок, получаем, что

$$P_{attr}(\varphi, y) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{J_x^2(\varphi, y) \cdot D}{(2h)} = \frac{\mu_0 D}{\pi h} \left(\frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \right)^2 \left(\frac{j_m \omega \tau}{\pi} \right)^2 \times \left[\int_0^{\infty} \frac{f(x)}{x^3} e^{-x \frac{h}{d}} (1 - e^{-x}) \cos\left(x \frac{y}{d}\right) dx \right]^2, \quad (8)$$

где D – длина витка индуктора в направлении оси ОХ.

Сила отталкивания, возникающая при взаимодействии тока индуктора с индуцированными токами, находится как интеграл по толщине заготовки

(экрана) от произведения магнитной проницаемости вакуума, плотности вихревого тока и касательной компоненты напряжённости магнитного поля.

Плотность вихревого тока определяется зависимостью (2), умноженной на удельную электропроводность металла экранов – γ . Напряжённость определяется формулой (3).

После выполнения всех требуемых математических операций и тождественных преобразований находим силу магнитного давления, отталкивающую заготовку (экран) от индуктора.

$$P_{rep}(\varphi, y) = \mu_0 j_m^2 \cdot j(\varphi) \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \cdot \left(\frac{4\omega\tau}{\pi^2} \right) \times \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{f(x_1)}{x_1} \cdot e^{-x_1 \frac{h}{d}} \cos\left(x_1 \frac{y}{d}\right) \cdot \frac{f(x_2)}{x_2^2} \cdot e^{-x_2 \frac{h}{d}} \times \times \cos\left(x_2 \frac{y}{d}\right) \cdot \frac{(1 - e^{-(x_1+x_2)})}{(x_1+x_2)} dx_1 dx_2, \quad (9)$$

где $x_{1,2}$ – переменные интегрирования, введенные в выражения для напряжённости магнитного поля и плотности индуцированного тока, соответственно.

Проанализируем полученные результаты. Из выражений (8) и (9) следует:

- временная зависимость силы притяжения определяется квадратом производной тока индуктора, а её постоянство знака во времени означает постоянство направленности по отношению к обрабатываемому объекту;

- вычисление импульса силы притяжения показывает, что

$$S_{attr} \sim \int_0^{\infty} P_{attr}(\varphi, y) d\varphi \sim \int_0^{\infty} \left(\frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \right)^2 d\varphi > 0,$$

что в свою очередь означает кумулятивный характер деформаций в период действия импульса;

- в рассмотренном низкочастотном режиме действующих полей амплитуда силы притяжения прямо пропорциональна квадрату рабочей частоты и удельной электропроводности экрана и листовой заготовки;

- в системе должны возбуждаться силы оттал-

кивания, что объясняется взаимодействием тока в индукторе и индуцированных токов противоположной направленности;

– в рассматриваемом низкочастотном режиме действующих полей временная зависимость силы магнитного давления, т.е. отталкивания заготовки (экрана) от индуктора, определяется произведением временной функции тока индуктора и её первой производной;

– сила отталкивания есть осциллирующая функция времени, что означает переменную направленность этой силы в течение периода действия;

– импульс силы

$$S_{rep} \sim \int_0^{\infty} P_{rep}(\varphi, y) d\varphi \sim \int_0^{\infty} \left(j(\varphi) \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \right) d\varphi =$$

$$= \frac{j^2(\varphi)}{2} \Big|_0^{\infty} = \frac{j(\infty) - j(0)}{2} = 0,$$

что в конечном итоге означает отсутствие отталкивания вообще либо достаточно малую амплитуду действующих сил.

Полученные аналитические результаты проиллюстрируем численными оценками. Примем, что индукционная индукторная система (рис. 1) задана геометрией: $G = 0,025$ м, $L = 0,01$ м, $g = 0,025$ м, $\ell = 0,01$ м, $D = 0,1$ м.

Металлические листы расположены симметрично относительно плоскости витка индуктора на расстоянии $2h = 0,002$ м друг от друга.

Источник мощности — магнитно-импульсная установка МИУ-15: рабочая частота $f = 2$ кГц, относительный декремент затухания $\delta_0 = 0,3$, рабочее напряжение $U = 5$ кВ. Амплитуда тока в индукторе $\sim 39,2$ кА (соответствующая линейная плотность $\sim 3,92 \cdot 10^6$ А/м), при запасаемой энергии емкостного накопителя $W = 12,5$ кДж.

Экран и заготовка — плоские металлические листы толщиной $d = 0,001$ м из электротехнической стали с удельной электропроводностью

$$\gamma = 0,2 \cdot 10^7 \frac{1}{\hat{i} \times i}.$$

На рис. 2 – 6 приведены результаты расчетов электродинамических процессов в исследуемой индукторной системе.

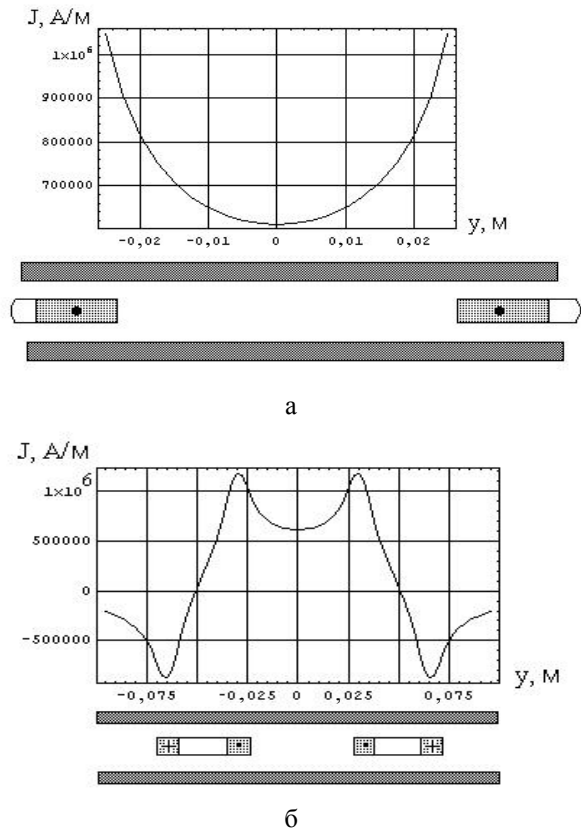


Рис. 2. Поперечное распределение линейной плотности тока, индуцированного в металле заготовки (экрана):
а – общая картина распределения;
б – распределение в рабочей зоне индукторной системы

Как следует из приведенных зависимостей, построенных по результатам численного расчета, выполненного по формуле (7), предложенная конструкция токопроводов индуктора позволяет существенно сконцентрировать и увеличить вихревые токи в рабочей зоне. В отличие от цилиндрической индукционной индукторной системы, амплитуда индуцированного тока не падает в геометрическом центре до нуля, а составляет $\sim 50\%$ от максимума. Причём величина этого «провала» может регулироваться выбором поперечного размера рабочей зоны.

Рис. 3, а соответствует ситуации, когда собственно индуктор «прозрачен» для действующих магнитных полей, рис. 3, б – индуктор является экраном.

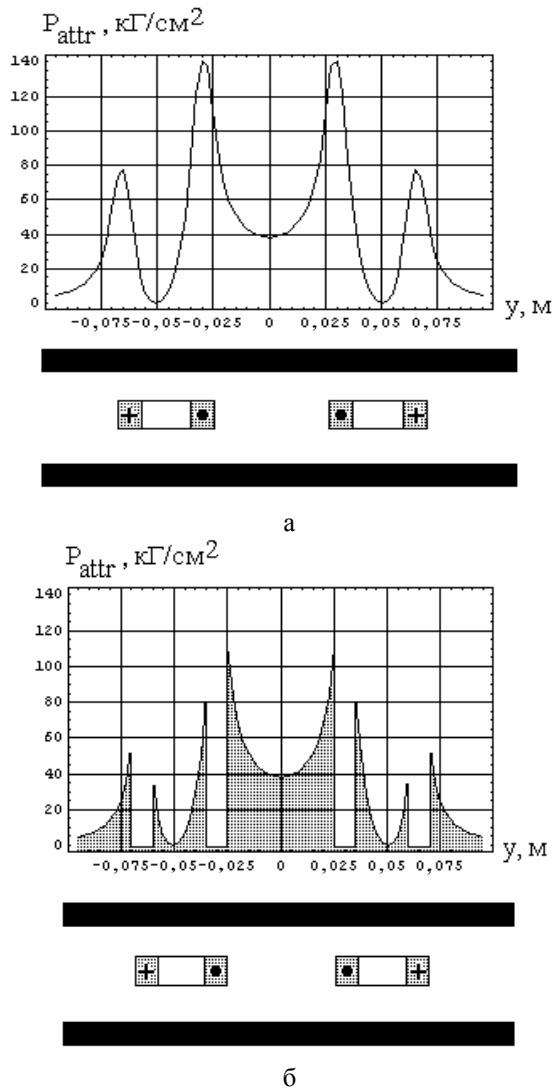


Рис. 3. Поперечное распределение сил притяжения (давления) в симметричной индукционной индукторной системе с прямоугольной формой рабочей зоны при частоте разрядного тока ~ 2 кГц:
 а – без учёта экранирования магнитного поля витками индуктора,
 б – с учётом экранирования магнитного поля витками индуктора

Оценки показывают, что при частоте $\sim 1 \div 2$ кГц эффективная глубина проникновения поля в медь составляет $\sim 2,0 \div 1,5$ мм, в алюминий $\sim 2,6 \div 1,8$ мм. Если толщина токопроводов может быть меньше соответствующей глубины проникновения поля (позволяют условия технологического процесса), то индуктор можно считать «прозрачным».

В противном случае он будет экранировать поля вихревых токов. Однако, в любом случае амплитуды возбуждаемых электродинамических сил притяжения достаточно велики и в рабочей зоне рассматри-

ваемой конструкции индукционной системы превышают ~ 40 атм. Величина интегральной силы в рабочей зоне составляет ~ 1170 кГ.

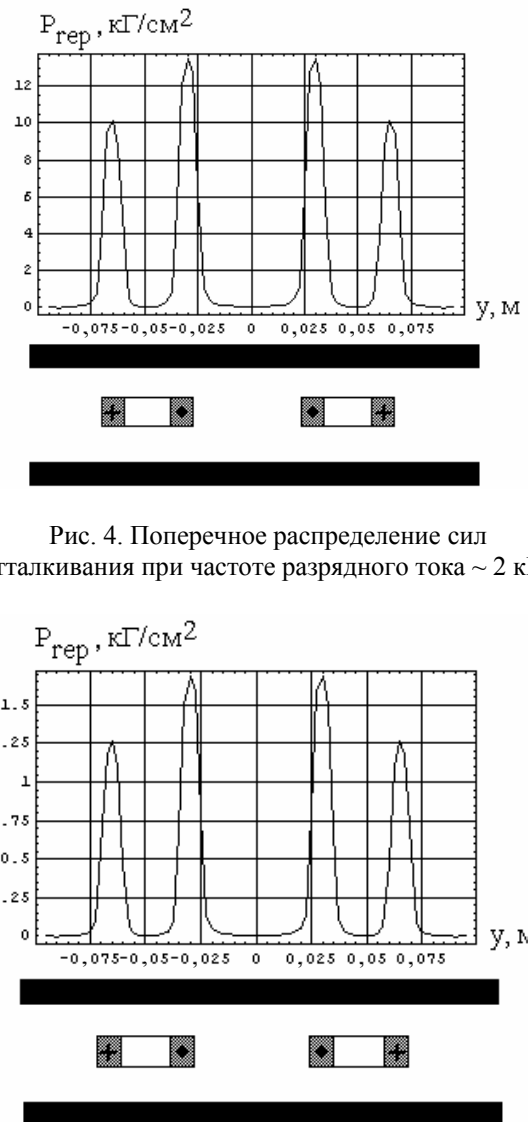


Рис. 4. Поперечное распределение сил отталкивания при частоте разрядного тока ~ 2 кГц

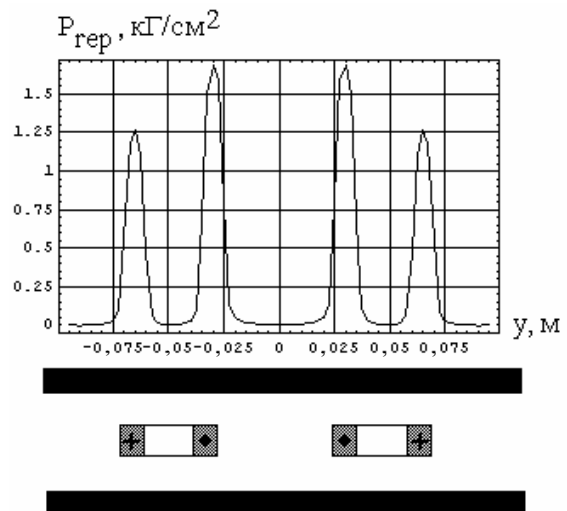


Рис. 5. Поперечное распределение сил отталкивания при рабочей частоте разрядного тока $\sim 1,5$ кГц

На рис. 4 представлены результаты вычислений сил отталкивания, выполненных по формуле (8). Как и следовало ожидать, эти силы сосредоточены непосредственно в зоне токопроводов, но их амплитуды на порядок ниже сил притяжения (~ 14 атм).

Если действие сил отталкивания приводит к нежелательному конечному результату, то их величина может быть существенно уменьшена за счёт незначительного снижения рабочей частоты магнитно-импульсной установки.

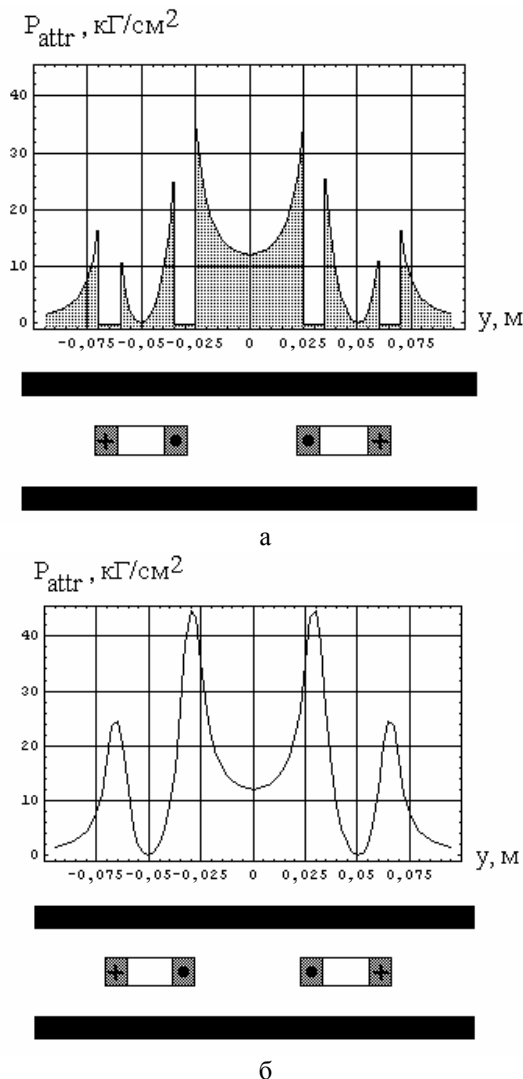


Рис. 6. Поперечное распределение сил притяжения при частоте $\sim 1,5$ кГц:
 а – без учёта экранирования магнитного поля витками индуктора;
 б – с учётом экранирования магнитного поля витками индуктора

Данная рекомендация подтверждается результатами расчёта силовых характеристик при частоте разрядного тока $\sim 1,5$ кГц, представленными на рис. 5, 6.

Как следует из приведенных зависимостей, амплитуды сил отталкивания резко снижаются и их абсолютная величина ($\sim 1,7$ атм) не может оказывать практически никакого влияния на процесс притяжения, а следовательно, и деформирования заготовки. В то же время силы притяжения остаются достаточно большими.

Амплитуды распределённых сил составляют $\sim 17 - 46$ атм. Величина интегральной силы притяжения в рабочей зоне рассматриваемой индукционной индукторной системы может достигать ~ 370 кГ.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод о том, что предложенная симметричная индукционная индукторная система с прямоугольной формой рабочей зоны и двумя одинаковыми металлическими листами (один из которых является вспомогательным экраном, а второй – заготовкой), расположенными на одинаковом расстоянии от индуктора является весьма эффективным и перспективным вариантом конструкции инструмента для практической реализации производственных операций по устранению вмятин в листовых металлах..

Литература

1. 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.
2. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И. Магнитно-импульсная обработка тонкостенных металлов. – Х.: МОСТ-Торнадо, 2002. – 288 с.
3. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. 2-е изд., перераб. и доп. – Х.: МОСТ-Торнадо, 2003. – 288 с.
4. Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю. Распределение напряженности магнитного поля в плоской индукторной системе с экраном // *Вісник НТУ «ХП»*. *Техніка і електрофізика високих напруг*. – Х.: НТУ „ХП”, 2006. – № 17. – С. 55-64.

Поступила в редакцию 12.03.2008

Рецензент: д-р техн. наук, проф. В.Ф. Болюх, Национальный технический университет «ХПИ», Харьков.