

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ВИТОК КОНЕЧНОЙ ШИРИНЫ С РАЗРЕЗОМ НАД ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИМ МАССИВНЫМ ПРОВОДНИКОМ

У статті вирішена тривимірна електродинамічна задача просторово-часового розподілу вихрових струмів, збуджених полем плоского незамкнутого кругового витка кінцевої ширини в масивному провіднику з високим значенням питомої електропровідності. Проведено порівняння отриманих результатів з аналогами для нескінченно тонкого витка.

В статье решена трёхмерная электродинамическая задача пространственно-временного распределения вихревых токов, возбуждаемых полем плоского незамкнутого кругового витка конечной ширины в массивном проводнике с высоким значением удельной электропроводности. Проведено сравнение полученных результатов с аналогами для бесконечно тонкого витка.

ВВЕДЕНИЕ

Постановка проблемы. В современной практике магнитно-импульсной обработки металлов в качестве инструментов часто находят своё применение одновитковые индукторные системы цилиндрической геометрии [1-3]. Индукторы в этих инструментах при электродинамических расчётах представляются замкнутыми круговыми контурами. Это позволяет ввести условие аксиальной симметрии и существенно упростить решение задачи [4-6].

В реальных условиях виток индуктора не может быть замкнутым круговым контуром, поскольку он является элементом, последовательно включаемым в цепь источника мощности. Это означает, что виток соленоида – "незамкнут", он имеет "разрыв" и функция, описывающая азимутальное распределение возбуждающего тока, терпит разрыв второго рода.

Допущение аксиальной симметрии нарушается тем больше, чем больше требуемое по конструктивным соображениям расстояние между электрическими выводами к источнику мощности. Нарушение аксиальной симметрии приводит к неадекватности широко применяемой симметричной модели расчёта реальным системам "виток – проводящий объект".

Анализ основных достижений и публикаций.

Проблематике инструментов магнитно-импульсного воздействия на обрабатываемые металлы посвящено довольно много работ, где представлены определённые достижения в этой области [1-7]. Анализ основных публикаций показывает, что при расчёте электродинамических процессов, их авторы используют различные упрощающие допущения. Это, в частности, аксиальная симметрия соленоида, бесконечно малая ширина витка индуктора и т.д. [1, 3, 6, 7]. Допущения подобного рода нивелируют тот факт, что, например, нарушение аксиальной симметрии формы источника поля – индуктора ведёт к искажению силового воздействия на обрабатываемый объект. Последний фактор объясняет многие неудачные применения электромагнитных полей для решения насущных технологических задач.

Все это приводит к необходимости качественной оценки протекающих электромагнитных процессов, но уже без аксиальной симметрии источника электромагнитного поля, а также оценки влияния ширины витка соленоида на эти же электромагнитные процессы.

Цель настоящей работы – решение трёхмерной электродинамической задачи пространственно-временного распределения вихревых токов, возбуждаемых полем плоского "незамкнутого" кругового витка конечной ширины в массивном проводнике с высоким значением удельной электропроводности. Сравнение характеристик электродинамических процессов для витка конечной ширины и бесконечно тонкого витка.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ЕЁ РЕШЕНИЕ

Расчётная модель представлена на рис. 1, где $\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_z$ – направляющие орты координат в выбранной цилиндрической системе координат.

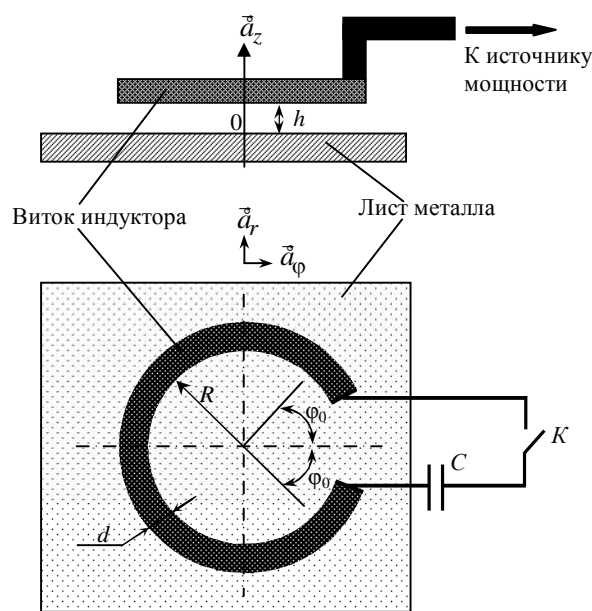


Рис. 1 Плоский "незамкнутый" виток над массивным металлическим листом

Решение поставленной задачи условно разделим на две части.

Сначала рассмотрим возбуждение индуцированных токов идеализированным бесконечно тонким витком. Данное приближение позволит избежать неоднозначности в интерпретации расчётных результатов, обусловленной конечными радиальными размерами индуктора в зоне "разреза".

Последующее рассмотрение будет посвящено

возбуждению вихревых токов витками с заданными поперечными размерами. Полученные здесь выводы не только дополняют результаты предыдущей идеализации, но и позволяют приблизиться к решению задач реально-проектирования рабочих инструментов магнитно-импульсного метода в современных технологиях.

Для решения поставленной задачи примем следующие допущения.

- Бесконечно протяжённый в поперечных направлениях металлический лист – объект обработки выполнен из немагнитного идеального проводника.

- Виток индуктора расположен над поверхностью пластины на расстоянии – h , его радиус – R , шириной d , и, математически, расположение возбуждающего тока индуктора можно описать произведением дельта-функций Дирака $\sim \delta(z-h) \cdot \delta(r-R)$.

- В местах подключения витка к источнику имеет место "разрыв" по азимуту, описываемый функцией

$$f(\phi) = \eta(\phi - \phi_0) - \eta(\phi - (2\pi - \phi_0)),$$

где $\eta(\phi)$ – ступенчатая функция Хевисайда, $2\phi_0$ – величина "разрыва" в витке, выраженная в терминах азимутального угла.

- По витку протекает азимутальный ток с плотностью – $j_{\phi i}(t, r, \phi, z)$,

$$j_{\phi i}(t, r, \phi, z) = j_m j(t) \cdot \delta(r-R) \cdot \delta(z-h) \cdot f(\phi),$$

где j_m – амплитуда, $j(t)$ – временная зависимость, t – время.

В соответствии с принятыми допущениями в системе возбуждается магнитное поле с вектором напряжённости $\vec{H} = \{H_r \neq 0, H_\phi \neq 0, H_z \neq 0\}$.

Уравнения Максвелла запишутся в вид:

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{H}(t, r, \phi, z) = j_{\phi i}(t, r, \phi, z); \\ \text{div } \vec{H}(t, r, \phi, z) = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Из системы (1) получаем уравнения в частных производных для ненулевых компонент вектора напряжённости магнитного поля [7-9]:

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H_z(t, r, \phi, z)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z(t, r, \phi, z)}{\partial \phi^2} + \\ + \frac{\partial^2 H_z(t, r, \phi, z)}{\partial z^2} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot j_{\phi i}(t, r, \phi, z)); \\ \frac{\partial H_z(t, r, \phi, z)}{\partial \phi} - \frac{\partial}{\partial z} (r \cdot H_\phi(t, r, \phi, z)) = 0; \\ \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot H_\phi(t, r, \phi, z)) - \frac{\partial H_r(t, r, \phi, z)}{\partial \phi} = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Учитывая азимутальную зависимость тока в витке, его можно представить разложением по косинусам кратных дуг [8]:

$$j_{\phi i}(t, r, \phi, z) = \sum_{n=0}^{\infty} j_n(t, r, z) \cdot \cos(n \cdot \phi), \quad (3)$$

где $j_n(t, r, z) = j_m j(t) \cdot F_n(\phi_0) \cdot \delta(r-R) \cdot \delta(z-h)$,

$$F_n(\phi_0) = \begin{cases} \left(-\frac{2 \cdot \sin(n \cdot \phi_0)}{\pi \cdot n} \right), & n \neq 0, \\ \left(1 - \frac{\phi_0}{\pi} \right), & n = 0. \end{cases}$$

Тогда решение второго уравнения в системе (2)

следует искать в виде ряда:

$$H_z(t, r, \phi, z) = \sum_{n=0}^{\infty} H_n(t, r, z) \cdot \cos(n \cdot \phi). \quad (4)$$

Подставляя (4) во второе уравнение системы (2), получим неоднородное уравнение Бесселя:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H_{zn}(t, r, z)}{\partial r} \right) - \frac{n^2}{r^2} \frac{\partial^2 H_{zn}(t, r, z)}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 H_{zn}(t, r, z)}{\partial z^2} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot j_n(t, r, z)) \quad (5)$$

Условию ограниченности радиального распределения $H_{zn}(t, r, z)$ из уравнения (5) при $r = 0$, $r \rightarrow \infty$ и $n \rightarrow \infty$ удовлетворяет интегральное преобразование Фурье-Бесселя:

$$H_{zn}(t, r, z) = \int_0^{\infty} H_{zn}(t, \lambda, z) \cdot J_n(\lambda \cdot r) \cdot \lambda \cdot d\lambda, \quad (6)$$

где $J_n(\lambda \cdot r)$ – функция Бесселя n -ого порядка, λ – параметр преобразования.

Правая часть уравнения (5) после аналогичного преобразования принимает вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_n(t, r, z)) = (j_m j(t)) \int_0^{\infty} K_n(\lambda) \delta(z-h) J_n(\lambda r) \lambda d\lambda, \quad (7)$$

где

$$K_n(\lambda) = \int_0^{\infty} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_n(t, r, z)) J_n(\lambda r) r dr = F_n(\phi_0) f_n(\lambda);$$

$$f_n(\lambda) = \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial r} (r \delta(r-R)) J_n(\lambda r) dr = R \left. \frac{dJ_n(\lambda r)}{dr} \right|_{r=R} = \frac{(\lambda \cdot R)}{2} \cdot [J_{n-1}(\lambda \cdot R) - J_{n+1}(\lambda \cdot R)]$$

В соответствии с (6) и (7) уравнение (5) приводится к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка.

$$\frac{d^2 H_{zn}(t, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 H_{zn}(t, \lambda, z) = - (j_m j(t)) \cdot K_n(\lambda) \cdot \delta(z-h). \quad (8)$$

Решая полученные дифференциальные уравнения относительно нормальной компоненты напряжённости магнитного поля, возбуждаемой в рассматриваемой системе, определяем плотности индуцированных токов.

Пропуская промежуточные вычисления, запишем конечный результат.

Для удобства в расчётах распределения вихревых токов на поверхности пластины целесообразно ввести безразмерную переменную интегрирования – $x = \lambda \cdot R$, $x \in [0, \infty)$, и собственно расчёты производить для относительных величин:

В этом случае для компонент вихревого тока получаем:

$$j_{\phi \text{-отн}} \left(\frac{r}{R}, \phi \right) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(\phi_0) \cos(n \phi) \times \left[\int_0^{\infty} f_n(x) \left(J_{n-1} \left(x \frac{r}{R} \right) - J_{n+1} \left(x \frac{r}{R} \right) \right) e^{-x \frac{h}{R}} dx \right]. \quad (9)$$

$$j_{r\text{-отн}}\left(\frac{r}{R}, \phi\right) = \sum_{n=1}^{\infty} n \cdot F_n(\phi_0) \sin(n\phi) \times \left[\int_0^{\infty} f_n(x) \cdot \frac{J_n\left(x \frac{r}{R}\right)}{\left(\frac{r}{R}\right)} \cdot \frac{e^{-x \frac{h}{R}}}{x} dx \right], \quad (10)$$

где

$$F_n(\phi_0) = \begin{cases} \left(-\frac{2 \cdot \sin(n \cdot \phi_0)}{\pi \cdot n} \right), & n \neq 0, \\ \left(1 - \frac{\phi_0}{\pi} \right), & n = 0, \end{cases}$$

$$f_n(x) = \frac{x}{4} \cdot [J_{n-1}(x) - J_{n+1}(x)].$$

Полный ток, индуцированный в металле пластины, будет равен корню квадратному из суммы квадратов составляющих:

$$j_{\text{отн}}\left(\frac{r}{R}, \phi\right) = \sqrt{j_{\phi\text{-отн}}^2\left(\frac{r}{R}, \phi\right) + j_{r\text{-отн}}^2\left(\frac{r}{R}, \phi\right)}. \quad (11)$$

ВИТОК С КОНЕЧНЫМ РАДИАЛЬНЫМ РАЗМЕРОМ

Как было ранее указано, вычисления вихревых токов в проводнике, возбуждаемых полем идеально тонкого кругового соленоида, следует дополнить расчётами для более реального случая, когда виток индуктора обладает конечными радиальными размерами, и плотность возбуждающего тока с равномерным поперечным распределением принимает вид:

$$j_{\varphi i}(t, r, \varphi, z) = j_m(t) [\eta(r - R_1) - \eta(r - R_2)] \delta(z - h) f(\varphi), \quad (12)$$

где η – ступенчатая функция Хевисайда, $R_1 = R$, $R_2 = (R + d)$ – внутренний и внешний радиусы витка индуктора согласно рис. 1

Не повторяя всех проведенных вычислений, можно ограничиться введением нового Фурье-Бесселевого образа – функции $f_n(\lambda)$ в зависимость для $K_n(\lambda)$ в выражении (7) и уравнении (8).

$$\begin{aligned} f_n(\lambda) &= \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot [\eta(r - R_1) - \eta(r - R_2)]) \cdot J_n(\lambda r) dr = \\ &= (r \cdot [\eta(r - R_1) - \eta(r - R_2)]) \cdot J_n(\lambda r) \Big|_0^{\infty} - \\ &- \int_0^{\infty} (r \cdot [\eta(r - R_1) - \eta(r - R_2)]) \cdot \frac{dJ_n(\lambda r)}{dr} dr = \\ &= \int_{R_1}^{R_2} r \frac{dJ_n(\lambda r)}{dr} dr = \frac{\lambda}{2} \int_{R_1}^{R_2} r [J_{n-1}(\lambda r) - J_{n+1}(\lambda r)] dr. \end{aligned} \quad (13)$$

Отметим, что полученное выражение для Фурье-Бесселевого образа равномерного радиального распределения тока в витке в случае аксиальной симметрии его конструкции с точностью до знака и постоянного множителя принимает вид

$$f_n(\lambda) = \int_{R_1}^{R_2} r \cdot J_1(\lambda r) dr,$$

что согласуется с аналогичной зависимостью в известных научных изданиях, например, в монографии

Шнеерсона Г.А. [7]

Опуская промежуточные математические операции, запишем выражения для компонент индуцированных токов в относительных величинах:

$$j_{\varphi}^{\text{отн}}(\rho, \varphi) = \left(\frac{R_1}{R_2 - R_1} \right) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} F_n(\varphi_0) \cos(n\varphi) \times \left[\int_0^{\infty} f_n(x) (J_{n-1}(x\rho) - J_{n+1}(x\rho)) e^{-x \frac{h}{R_1}} dx \right], \quad (14)$$

$$j_{r}^{\text{отн}}(\rho, \varphi) = \left(\frac{R_1}{R_2 - R_1} \right) \sum_{n=1}^{\infty} n \cdot F_n(\varphi_0) \times \sin(n\varphi) \left[\int_0^{\infty} f_n(x) \frac{J_n(x\rho)}{\rho} \cdot \frac{e^{-x \frac{h}{R_1}}}{x} dx \right]. \quad (15)$$

где

$$f_n(x) = \frac{1}{(4 \cdot x)} \int_x^{\frac{R_2}{R_1} x} y \cdot [J_{n-1}(y) - J_{n+1}(y)] dy;$$

$$j_{\varphi}^{\text{отн}}(r, \varphi) = \frac{j_{\varphi}(t, r, \varphi)}{(-j_m j(t))}, \quad j_r^{\text{отн}}(r, \varphi) = \frac{j_r(t, r, \varphi)}{(-j_m j(t))},$$

$\rho = r/R_1$ – относительная радиальная координата

Сумма квадратов выражений (14) и (15) в формуле (11) представляет собой решение задачи о возбуждении вихревых токов в идеально проводящем объекте полем плоского цилиндрического витка с конечными поперечными размерами и "разрезом", где подключается источник мощности.

ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Вычисления амплитудно-пространственного распределения вихревых токов, возбуждаемых "незамкнутым" одновитковым индуктором в идеально проводящем металлическом объекте, проведём для постоянно-го воздушного зазора между ними – $h/r = 0,1$. Варьирование данной величины и исследование её влияния не представляет интереса, поскольку из априорных физических соображений очевидна роль этого параметра системы.

Особый интерес для практики, в первую очередь, вызывают оценки влияния размеров разреза в витке на амплитуды и распределения индуцированных токов.

Как это видно из рис. 1, величина разреза ("разрыва") определяется в терминах азимутального угла – $2\phi_0$. При проведении расчётов более предпочтительным и репрезентативным представляется введение относительной ширины разреза, определяемого как $\theta = 2\phi_0/(2\pi)$. Фактически, здесь имеет место отношение длины дуги, соответствующей углу разреза, к длине окружности всего витка в целом.

Начнём с идеально тонкого витка над проводящей средой.

Вычисления плотности полного тока, индуцированного в проводнике, проводились по формулам (9) – (11) Наиболее иллюстративные эпюры представлены на рис. 2, 3.

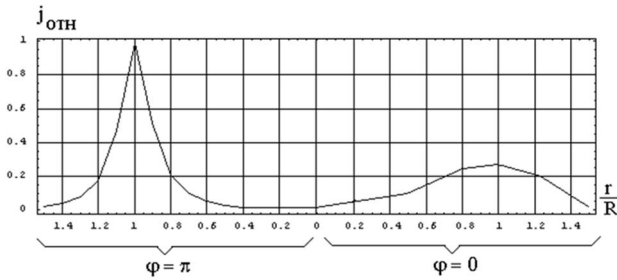


Рис. 2 Распределение плотности индуцированного тока на оси витка, проходящей через центр "разрыва", $\theta = 0.1$

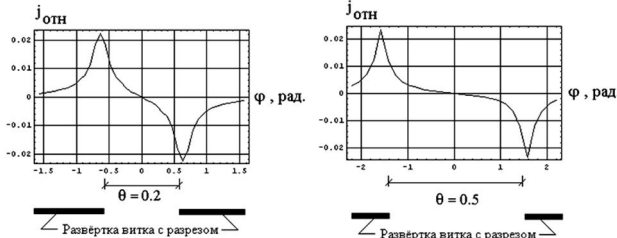


Рис. 3 Азимутальные распределения радиальных компонент индуцированных токов на окружности витка ($r = 1.0$) при различных значениях разрыва

Основные результаты проведенных вычислений сводятся к следующим положениям.

- В зоне под разрезом в витке имеет место существенное нарушение однородности пространственного распределения плотности индуцированных токов и снижение их амплитудных значений (рис.3), что делает недопустимым приближение аксиальной симметрии в расчётах одновитковых индукторных систем.
- Следствием отмеченной неоднородности пространственного распределения является, в первую очередь, снижение интегральной величины индуцированного тока в целом.
- В аксиально-симметричной системе (виток без разреза) возбуждается только азимутальная компонента индуцированного тока.
- Нарушение аксиальной симметрии (виток с разрезом) есть причина появления радиальной составляющей индуцированного тока (рис. 2 и рис. 3).
- Пространственные максимумы радиальных токов располагаются вблизи краёв разреза в витке и имеют разные знаки и (рис. 3), что говорит об их протекании в противоположных направлениях.
- В целом, сравнение полученных распределений индуцированных токов показывает, что пространственная форма полного индуцированного тока формируется, в основном, вкладом азимутальной составляющей.

Напомним, что все выполненные и описанные вычисления относятся к идеализации витка достаточно тонким токопроводом.

Теперь обратимся к витку с заданными радиальными размерами.

Наиболее интересным отличием от предыдущего рассмотрения представляется влияние конечной ширины витка на возбуждение вихревых токов в проводнике.

Расчёты проводились с помощью формул (14), (15), (11) и представлены на рис. 4-6.

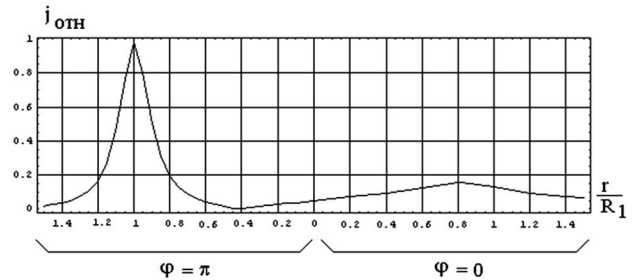


Рис. 4. Распределение плотности индуцированного тока по азимуту, через центр разреза, $\theta = 0.2$ для $d \rightarrow 0$

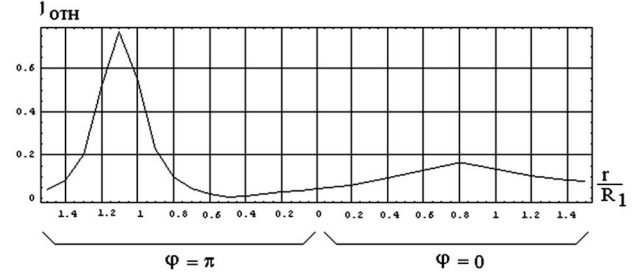


Рис. 5. Распределение плотности индуцированного тока по азимуту, через центр разреза, $\theta = 0.2$ для $d = 0.005$ м

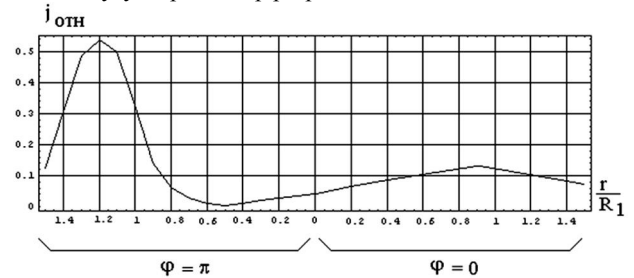


Рис. 6. Распределение плотности индуцированного тока по азимуту, через центр разреза, $\theta = 0.2$ для $d = 0.01$ м

Как показали вычисления, наибольшей иллюстративностью обладают зависимости плотности полных индуцированных токов от относительного радиуса при движении по азимуту, проходящему от сплошной части витка через центр системы и далее через центр разреза, аналогичные приведенной на рис. 2.

К приведенным зависимостям следует добавить, что в расчётах принималось $R_1 = 0.025$ м. Соответственно, значения $d = 0.005$ м и $d = 0.01$ м отвечают относительным величинам $R_2/R_1 = 1.2$ и $R_2/R_1 = 1.4$. Относительное расстояние между витком и проводящей плоскостью сохранялось прежним, $h = 0.1$ (относительно R_1).

Основные выводы по результатам расчётов:

- увеличение радиальных размеров витка приводит к снижению амплитуд возбуждаемых вихревых токов, так при вариации геометрии витка от $(R_2/R_1) \rightarrow 1$ до $(R_2/R_1) \rightarrow 1.4$ максимум амплитуды плотности индуцированного тока падает почти в два раза (рис. 4, 6);
- в области разреза изменение ширины витка практически не меняет амплитуды плотности вихревых токов (рис. 4-6);
- в целом, ширина витка индуктора влияет на амплитуды токов, индуцированных в проводнике, но не изменяет физической картины их пространственно-временного распределения.

ВЫВОДЫ

1. Произведен расчет трехмерной электродинамической задачи пространственно-временного распределения вихревых токов, возбуждаемых полем плоского "незамкнутого" кругового витка конечной толщины в массивном проводнике с высоким значением удельной электропроводности.

2. Выполнено сравнение характеристик электродинамических процессов в рассматриваемой системе при допущении бесконечно тонкого витка и витка конечной ширины.

3. Проведенные исследования показали, что ширина витка индуктора влияет на амплитуды токов, индуцированных в проводнике, но не изменяет физической картины их пространственно-временного распределения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Туренко А.Н., Батыгин Ю.В., Гнатов А.В. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 3. Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями: Монография – Харьков: ХНАДУ, 2009. – 240 с.
2. Гнатов А.В. Электромагнитные процессы в индукционной индукторной системе с одновитковым соленоидом, массивным экраном и тонкостенной листовой заготовкой // *Электротехника і електромеханіка*. – 2009. – № 6. – С. 46-49.
3. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. – Харьков: НТУ "ХПИ", 2001. – 270 с.
4. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Сериков Г.С., Чаплыгин Е.А., Возможности магнитно-импульсной технологии для рихтовки кузовных элементов автомобилей // *Труды 13-ой Международной научно-технической конференции "Физические и компьютерные технологии"*. Харьков, 19-20 апреля 2007 г. – С. 352-355.
5. Батыгин Ю.В., Головащенко С.Ф., Гнатов А.В., Смирнов Д.О. Экспериментальные исследования магнитно-импульсного притяжения тонкостенных листовых металлов // *Электротехніка і електромеханіка*. – 2010. – № 3. – С. 39-41.
6. Батыгин Ю.В., Гнатов А.В. Магнитно-импульсное притяжение листовых металлов – перспективное направление в развитии электромагнитной штамповки // *Технічна електродинаміка*. – К.: Технічна електродинаміка, Тематичний випуск. – 2010. – Ч. 1. – С. 175-180.
7. Шнеерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверх сильных токов. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 200 с.
8. Дж. Мэтьюз, Р. Уокер. Математические методы физики. – М.: Атомиздат, 1978. – 397 с.
9. Атабеков Г.М. Теоретические основы электротехники. – М.: Энергия, 1980. – Ч. 1. – 340 с.

Bibliography (transliterated): 1. Turenko A.N., Bat'igin Yu.V., Gnatov A.V. Impul'snye magnitnye polja dlja progresivnih tehnologi'. Tom 3. Teoriya i eksperiment pritjazhenija tonkostennih metallov impul'snimi magnitnimi poljami: Monografija - Harkov: HNADU, 2009. - 240 s. 2. Gnatov A.V. Elektromagnitn'ie protsecci v induktsionno' induktorno' sisteme s odnovitkov'im colenoidom, massivnim ekranom i tonkostenno' listovo' zagotovko' // *Elektrotehnika i elektromehanika*. - 2009. - № 6. - С. 46-49. 3. Bat'igin Ju.V., Lavincki' V.I., Impul'snye magnitnye polja dlja progresivnih tehnologi'. - Harkov: NTU "HPI", 2001. - 270 s. 4. Bat'igin Ju.V., Lavincki' V.I., Cerikov G.C., CHapl'igin E.A., Vozmojnosti magnitno-impul'sno' tehnologii dlja rihtovki kuzovnih elementov avtomobile // *Trud' 13-o' Mejdunarodno' nauchno-tehnicecko' konferentsii "Fizicheckie i kompjutern'ie tehnologii"*. Harkov, 19-20 aprelja 2007 g. - С. 352-355. 5. Bat'igin Ju.V., Golovaschenko C.F., Gnatov A.V., Cmirnov D.O. Eksperimentaln'ie icclედovanija magnitno-impul'snogo pritjazhenija tonkostennih listovih metallov // *Elektrotehnika i elektromehanika*. - 2010. - № 3. - С. 39-41. 6. Bat'igin Ju.V., Gnatov A.V. Magnitno-impul'snoe pritjazhenie listovih metallov - perspektivnoe napravlenie v razvitii elektromagnitno' shtampovki // *Tehnichna elektrodinamika*. - K.: Tehnichna elektrodinamika, Tematichni' vipuck. - 2010. - CH. 1. - С. 175-180. 7. SHneerson G.A. Polja i perehodn'ie protsecci v apparature sverh silnih tokov. - L.: Energoizdat, 1981. - 200 s. 8. Dj.Metjuz, R.Uoker. Matematicheskie metod'i fiziki. - M: Atomizdat, 1978. - 397 s. 9. Atabekov G.M. Teoreticheskie osnov'i elektrotehniki. - M.: Energija, 1980. - CH. 1. - 340 s.

Поступила 20.12.2010

*Батыгин Юрий Викторович, д.т.н., проф.,
Харьковский национальный
автомобильно-дорожный университет
кафедра физики
61002, Харьков, ул. Петровского, 25
тел. (057) 700-368-53, e-mail: batygin48@mail.ru*

*Гнатов Андрей Викторович, к.т.н., доц.,
Смирнов Дмитрий Олегович, аспирант
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., Smirnov D.O.
A finite-width cylindrical coil with a cut over a perfectly conducting bulk conductor.

In the article, a three-dimensional electrodynamic problem of eddy currents space-time distribution is solved, eddy currents excited by the field of an open final-width flat circular coil in a bulk conductor of high specific conductivity. Comparison of obtained results with analogs for an infinitely thin coil is made.

Key words – width flat circular coil, perfectly conducting bulk conductor, eddy currents space-time distribution.