

М.И. Баранов

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ВЗАИМНОГО ФАЗОВОГО СМЕЩЕНИЯ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО И ИНДУКЦИОННОГО ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ РАЗЛИЧНОЙ ЧАСТОТЫ В ТОНКИХ И МАССИВНЫХ ПРОВОДНИКАХ

На підставі фундаментальних положень класичної теорії електрики і теоретичних основ електротехніки дано нове наукове пояснення (обґрунтування) спостережуваному в практиці електродинамічної обробки металів тиском сильного імпульсного магнітного поля електрофізичному ефекту взаємного фазового зміщення між первинним (збуджуючим) в індукторі і вторинним (індукційним) в металевій деталі, що деформується, імпульсними струмами, який залежить від частоти струму, глибини проникнення магнітного поля в метал деталі і товщини оброблюваної деталі.

На основании фундаментальных положений классической теории электричества и теоретических основ электротехники дано новое научное объяснение (обоснование) наблюдаемому в практике электродинамической обработки металлов давлением сильного импульсного магнитного поля электрофизическому эффекту взаимного фазового смещения между первичным (возбуждающим) в индукторе и вторичным (индукционным) в деформируемой металлической детали импульсными токами, зависящего от частоты тока, глубины проникновения магнитного поля в металл детали и толщины обрабатываемой детали.

ВВЕДЕНИЕ

Ранее в ряде работ из области прогрессивных электротехнологий [1–3] украинскими учеными был экспериментально установлен и теоретически с позиций теории электромагнитного поля и притяжения весьма сложного математического аппарата в определенной мере обоснован (но не в полной мере) эффект фазового сдвига между первичным (возбуждающим) одновиткового индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и вторичным (индукционным) в плоской металлической детали (заготовке) $i_{\text{дет}}(t)$ импульсными токами, изменяющимися во времени t по закону экспоненциально затухающей синусоиды. При этом было показано, что этот эффект существенно зависит от степени проявления поверхностного эффекта (ПЭ) в металле обрабатываемой детали. Следует заметить, что указанная временная форма импульсного тока гармонического характера в индукторе и металлической детали нашла достаточно широкое практическое применение в технологии магнитно-импульсной обработки металлов (МИОМ) [4–6]. Отметим и то, что для высокочастотной МИОМ уже давно был известен факт фазового сдвига φ_c между указанными токами $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$ для режима резкого проявления ПЭ в стенке хорошо проводящих деталей, приближающийся к углу $\varphi_c \approx \pi$ (случай, когда индукционный ток в проводящей детали является практически зеркальным отображением возбуждающего тока в индукторе) [4]. Авторы же работ [1–3] впервые показали, что этот фазовый сдвиг φ_c при опытной обработке низкочастотными магнитными полями (при частотах их изменения $f = (2\pi)^{-1}\omega$, где ω – круговая частота тока $i_{\text{инд}}(t)$, составляющих порядка единиц килогерц) тонкостенных плохопроводящих металлов (например, стали) сокращается и составляет примерно величину, равную $\pi/2$. Это сокращение фазового сдвига φ_c между возбуждающим током $i_{\text{инд}}(t)$ индуктора и индукционным током $i_{\text{дет}}(t)$ проводящей детали и приводит к наличию на первой основной с энергосиловой точки зрения для МИОМ токовой полуволне временного участка с одинаковым направлением протекания возбуждающего в металле индуктора и индукционного в металле детали импульсных токов и соответственно к появлению в электромагнитной системе "индуктор-деталь" соглас-

но фундаментальному в области электричества закону Ампера электродинамических сил притяжения между индуктором и обрабатываемой деталью. Эта проявляющаяся особенность в пространственно-временных распределениях токов $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$ позволяет достичь иногда необходимого в практике технологического применения МИОМ нетрадиционного физико-технического эффекта притяжения обрабатываемой плоской или цилиндрической металлической детали к индуктору высоковольтной электрофизической установки (ВЭФУ) [1–3, 7, 8]. Обратим внимание читателя и на то, что при исследовании этого эффекта на сегодня за "бортом" рассмотрения осталась интересная как для умудренных опытом и научными знаниями специалистов-электротехников, так и начинающих научных работников завуалированная (скрытая и поэтому всегда требующая дополнительного изучения) чисто электротехническая сторона электромагнитных процессов, протекающих при этом вне и внутри металлической макроструктуры обрабатываемой (деформируемой) магнитным полем детали.

Целью настоящего рассмотрения является изложение нового подхода для научного объяснения на понятном и доступном для многих электротехническом "языке" и приемлемого в практике технологии МИОМ обоснования на основе известных положений электродинамики электрофизического эффекта взаимного фазового смещения между импульсными токами $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$, зависящего от частоты f протекающего в индукторе импульсного тока, соотношения толщины обрабатываемой стенки металлической детали и глубины проникновения в нее внешнего импульсного магнитного поля (ИМП) индуктора.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ВОЗБУЖДЕНИЯ ИНДУКЦИОННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ В ПРОВОДНИКАХ

Рассмотрим в цилиндрической системе координат простейшую электромагнитную систему "плоский одновитковый индуктор – плоская проводящая деталь", предназначенную для МИОМ и приведенную на рис. 1. Считаем, что по металлу (шине) индуктора 1 от емкостного накопителя энергии (ЕНЭ) ВЭФУ протекает круговой разрядный импульсный ток $i_{\text{инд}}(t)$, изменяющийся во времени t по затухающей синусои-

де с частотой своего изменения f . Принимаем, что неподвижная листовая металлическая деталь 2 произвольной толщины h выполнена из немагнитного материала и расположена через изоляционный зазор δ , заполненный воздушной средой атмосферного давления или твердой изоляцией, под одновитковым индуктором-инструментом ВЭФУ [4]. Допускаем, что ЕНЭ экспериментальной ВЭФУ может быть выполнен таким модульным образом, что позволяет изменять от разряда к разряду его емкость C и соответственно в разрядном контуре с пренебрежимо малым активным сопротивлением и сосредоточенной индуктивностью L частоту $f = (2\pi)^{-1}(LC)^{-1/2}$ разрядного тока $i_{\text{инд}}(t)$ в индукторе 1. Воспользуемся допущением того, что уровни круговых электрических токов $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$ позволяют принять количественно произвольную удельную электропроводность материала $\gamma_{\text{дет}}$ детали неизменной во времени t протекания электромагнитных процессов в исследуемой системе, а радиальные размеры индуктора и детали, не имеющей сплошных радиальных разрезов ее стенки толщиной h , значительно превышают их продольные размеры (толщины).

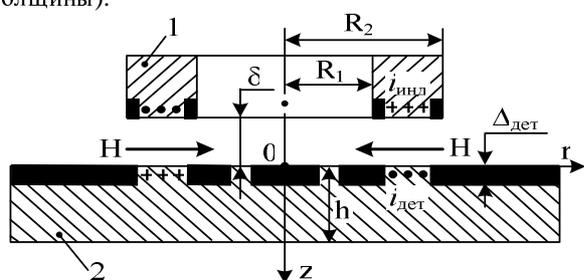


Рис. 1. Исследуемая упрощенная электромагнитная система "одновитковый индуктор – плоская металлическая деталь"

Ограничимся анализом процессов возбуждения индукционных (вихревых) импульсных токов в металлической детали 2 в квазистационарном приближении, в соответствии с которым неустановившимися (нестационарными) процессами диффузии создаваемого индуктором в зазоре δ плоского ИМП с напряженностью $H(t)$ (см. рис.1) в стенку детали толщиной h на первом этапе исследования пренебрегаем. Одним из подтверждений возможности оценочного использования такого допущения применительно к рассматриваемому электрофизическому случаю для МИОМ могут служить результаты работы, приведенные в [9]. Согласно данной работе автора учет нестационарного характера распределения ИМП по толщине плоской (цилиндрической) массивной стенки обрабатываемой детали на участке первой полуволны тока $i_{\text{инд}}(t)$ может в переходном режиме приводить при МИОМ к увеличению до 37% глубины проникновения ИМП $\Delta_{\text{дет}}$ в немагнитный материал детали по сравнению со стационарным (установившимся) режимом возбуждения в нем индукционного тока. Такое изменение величины $\Delta_{\text{дет}}$ будет вызывать соответствующее уменьшение (до 27%) на участке первой полуволны воздействующего от индуктора на деталь ИМП усредненного активного сопротивления детали $R_{\text{дет}}$ и соответствующее увеличение (до 14%) ее усредненной внутренней индуктивности $L_{\text{дет}}$ в переходном режиме по сравнению с установившимся процессом распределения ИМП в стенке металлической детали [9, 10]. Под-

черкнем здесь то, что указанные выше особенности в изменениях $\Delta_{\text{дет}}$, $R_{\text{дет}}$ и $L_{\text{дет}}$ для проводников при дальнейшем рассмотрении процессов возбуждения и протекания в металле детали индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$ будут служить нам вспомогательным физико-техническим материалом.

Требуется с учетом принятых ограничений и привлечения известных положений классической электродинамики дать достаточно простую и ясную электротехническую трактовку процессам возбуждения и протекания индукционного тока в металле обрабатываемой ИМП плоской детали и на ее основе установить изменения взаимного фазового смещения возбуждающего тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и индукционного тока в детали $i_{\text{дет}}(t)$ в зависимости от частоты f воздействующего на деталь ИМП и соотношения таких характерных для нее величин как h и $\Delta_{\text{дет}}$.

2. ПРЕДЛАГАЕМЫЙ ПОДХОД ДЛЯ ОБЪЯСНЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ФАЗОВОГО СМЕЩЕНИЯ ТОКОВ ИНДУКТОРА И ДЕТАЛИ

Режим возбуждения напряжения в детали. При протекании возбуждающего кругового импульсного тока $i_{\text{инд}}(t)$ по металлу индуктора в неподвижном металле обрабатываемой детали (см. рис. 1) в соответствии с фундаментальным в области электричества законом электромагнитной индукции Фарадея будет индуцироваться электродвижущая сила (ЭДС) $e_{\text{дет}}(t)$, имеющая в классической формулировке Максвелла следующий широко известный вид [11]:

$$e_{\text{дет}}(t) = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (1)$$

где Φ – магнитный поток, радиально проходящий в металле плоской стенки детали и пронизывающий под индуктором ее условный круговой электрический контур текущим радиусом r_k .

Ограничимся рассмотрением возбуждения ЭДС и электрического напряжения в металлической стенке детали в центральной радиальной зоне металлического витка индуктора, имеющей текущий радиус, численно равный $/2$. Тогда $r_k = 0,5(R_1 + R_2)$ и для магнитного потока Φ в стенке детали под серединой проводящего витка принятого индуктора можно записать следующее расчетное соотношение:

$$\Phi = \mu_0 (R_1 + R_2) \Delta_{\text{дет}} \cdot H(t), \quad (2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная [12].

Заметим, что при получении оценочной формулы (2) было использовано известное классическое положение из области электротехники и теории поля, заключающееся в том, что в проводнике основная часть его импульсного тока (внутреннего магнитного потока) сосредоточена в скин-слое толщиной $\Delta_{\text{дет}}$ [9, 11]. Не теряя общности в дальнейших теоретических выкладках, принимаем, что для напряженности ИМП $H(t)$, генерируемой в зазоре δ над обрабатываемой деталью возбуждающим круговым импульсным током индуктора $i_{\text{инд}}(t)$, в соответствии с фундаментальным законом полного тока будет справедливо следующее приближенное выражение:

$$H(t) = (R_2 - R_1)^{-1} \cdot i_{\text{инд}}(t). \quad (3)$$

В (3) для решаемой задачи нас, прежде всего, интересует временная зависимость напряженности ИМП

$H(t)$ в зазоре δ над плоской токопроводящей деталью, которая всегда будет прямо пропорциональна изменению тока $i_{\text{инд}}(t)$ в металле витков индуктора. С учетом (2) и (3) для индуктированной ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ при МИОМ в стенке металлической детали рассматриваемой электромагнитной системы "индуктор-плоская деталь" в окончательном виде находим:

$$e_{\text{дет}}(t) = - \frac{\pi \mu_0 (R_1 + R_2) \Delta_{\text{дет}}}{(R_2 - R_1)} \cdot \frac{di_{\text{инд}}(t)}{dt}. \quad (4)$$

Из выражения (4) видно, что мгновенное значение индуктированной ЭДС в металле детали прямо пропорционально скорости изменения импульсного тока $i_{\text{инд}}(t)$ в индукторе. Знак "минус" в (4) для индуктированной ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ свидетельствует о том, что эта ЭДС стремится вызвать в металле детали такие круговые индукционные токи $i_{\text{дет}}(t)$, направление протекания которых будет воспрепятствовать изменению магнитного потока Φ и соответственно изменению возбуждающего тока $i_{\text{инд}}(t)$ в индукторе. Иначе говоря, если ток в индукторе $i_{\text{инд}}(t)$ будет стремиться во времени t возрасти (уменьшиться), то индуктированная ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ в детали и соответственно вызванный ею в детали индукционный ток $i_{\text{дет}}(t)$ будут стремиться во времени t уменьшаться (увеличиваться). Именно это и установленные автором ниже положения обуславливают практически противоположные в традиционной МИОМ ($\Delta_{\text{дет}}/h \ll 1$) направления протекания (полярности) токов $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$. Эту особенность между возбуждающим током индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и индукционным током детали $i_{\text{дет}}(t)$ выражает классическое "*правило Ленца*" или сформулированный в области электромагнетизма самим Ленцем фундаментальный "*принцип электромагнитной инерции*" [11, 13].

Из (4) следует, что между кривой временного изменения индуктированной ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ в металлической детали и кривой временного изменения возбуждающего тока в индукторе $i_{\text{инд}}(t)$, носящего гармонический характер, взаимный фазовый сдвиг для любых частот f импульсного тока в индукторе, любых немагнитных проводящих материалов детали, любых толщин h стенки детали и любых значений глубины проникновения $\Delta_{\text{дет}}$ внешнего ИМП в материал детали будет всегда составлять величину, равную $\pi/2$. Кроме того, здесь необходимо указать и то, что при этом индуктированная ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ в металле детали в соответствии с (2)–(4) будет во времени t всегда отставать на указанный угол $\pi/2$ от воздействующего на нее магнитного потока Φ и соответственно от возбуждающего тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$. В этом, по мнению автора, заключается **первый** теоретически обоснованный важный **результат** данной работы, носящий прикладной характер и полностью согласующийся с классическими положениями теоретической электротехники.

Воспользовавшись известным соотношением из теоретической электротехники, заключающимся в том, что "*напряжение вдоль замкнутого электрического контура равно ЭДС, индуктируемой в этом контуре*" [11], можно в нашем случае твердо и уверенно говорить о следующем положении: напряжение возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в металле обрабатываемой ИМП детали будет всегда точно равно индуктированной в нем ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$. Применительно к рассматриваемому случаю амплитудно-временные параметры (АВП)

напряжения возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в обрабатываемой детали могут быть приближенно рассчитаны по формуле (4). При этом величина $\Delta_{\text{дет}}$ в (4) может быть оценена из следующего хорошо известного в электротехнике классического аналитического соотношения [14]: $\Delta_{\text{дет}} = (2/\omega \mu_0 \gamma_{\text{дет}})^{1/2}$. В том случае, когда $\Delta_{\text{дет}} > h$ в (4) необходимо использовать следующее простое соотношение $\Delta_{\text{дет}} = h$.

Режим протекания индукционного тока в детали. Индуктированная ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ или напряжение возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в металлической детали при отсутствии в ней сквозного радиального разреза от ее центра (от центра индуктора) до ее края будет вызывать протекание в детали кругового индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$. АВП такого тока будут определяться как параметрами напряжения возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$, так и электрическими параметрами металлической макроструктуры стенки детали. Под данными параметрами проводящей детали автором понимается как ее активное сопротивление $R_{\text{дет}}$ и внутренняя индуктивность $L_{\text{дет}}$, так и ее внешняя индуктивность $L_{\text{внеш}}$. Внешняя индуктивность $L_{\text{внеш}}$ проводящей детали в анализируемом случае возбуждения индуктором в ней индукционного тока будет всегда оставаться не зависящей от режима протекания тока $i_{\text{дет}}(t)$ в стенке немагнитной детали, то есть не зависящей от частоты f , глубины $\Delta_{\text{дет}}$ и толщины h . Она будет постоянной величиной при заданной геометрии системы "индуктор-деталь" и не будет превышать в рассматриваемой плоской индукторной системе значения, равного

$$L_{\text{внеш}} = 4\pi \mu_0 \delta [\ln(R_2/R_1)]^{-1} \quad [15].$$

Влияние $L_{\text{внеш}}$ на фазовый сдвиг между токами $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$ при изменениях в индукторной системе таких величин как f , $\Delta_{\text{дет}}$ и h будем учитывать через определяемое ею ($L_{\text{внеш}}$) внешнее реактивное (индуктивное) сопротивление X_{bL} электрического контура детали с индукционным током $i_{\text{дет}}(t)$. В дальнейшем первоначально остановимся на изучении влияния внутренних электрических параметров металлической стенки детали (величин $R_{\text{дет}}$ и $L_{\text{дет}}$) на фазовый сдвиг между напряжением возбуждения $u_{\text{дет}}(t) = e_{\text{дет}}(t)$ в плоской детали и индукционным током $i_{\text{дет}}(t)$ в этой детали. Выяснив этот вопрос, а затем и влияние на этот фазовый сдвиг внешней индуктивности $L_{\text{внеш}}$, с учетом уже установленного нами выше фазового сдвига между $u_{\text{дет}}(t)$ и $i_{\text{инд}}(t)$ можно будет обоснованно делать выводы о фазовом сдвиге между интересующими нас импульсными токами индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и детали $i_{\text{дет}}(t)$ при варьировании в плоской индукторной системе ВЭФУ значений f , $\Delta_{\text{дет}}$ и h .

Выполним вначале количественную оценку величин $R_{\text{дет}}$ и $L_{\text{дет}}$ для тонкой листовой стальной детали применительно к случаю для МИОМ, описанному в [2,3]: $h = 0,75$ мм; $f_1 = 1,33$ кГц; $f_2 = 33$ кГц; $\gamma_{\text{дет}} = 1,33 \cdot 10^6$ См/м. Используя в расчетах известное соотношение $\Delta_{1\text{дет}} = (1/\pi f_1 \mu_0 \gamma_{\text{дет}})^{1/2}$ [14], для случая низкочастотного тока $i_{\text{инд}}(t)$ и ИМП в индукторной системе ($f_1 = 1,33$ кГц) находим, что $\Delta_{1\text{дет}} = 11,9$ мм. При $f_2 = 33$ кГц толщина скин-слоя в детали численно составит $\Delta_{2\text{дет}} = 2,4$ мм. Видно, что в этих обоих случаях толщины установившихся скин-слоев в материале детали превышают толщину стенки h детали

($h/\Delta_{1\text{дет}} = 0,063$; $h/\Delta_{2\text{дет}} = 0,31$). Далее в исследуемой зоне обрабатываемой детали под серединой витка плоского индуктора выберем прямоугольный стальной элемент с такими габаритными размерами (длина $l_{\text{дет}}$ х ширина $b_{\text{дет}}$ х толщина h): $4 \times 3 \times 0,75$ мм³. Выбор такого элемента детали был обусловлен тем, что с него (как с плоского шунта) в [2, 3] снималось падение напряжения для прямого опытного измерения с помощью цифрового осциллографа части индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$. Так как мы сравниваем и анализируем лишь временные зависимости для возбуждающего в индукторе и наведенного в детали импульсных токов, то нас при решении поставленной задачи устраивает и часть индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$ и указанный выше стальной элемент детали.

В соответствии с данными, представленными в работе автора [10], при $h/\Delta_{1\text{дет}} = 0,063$ (*первый случай*) в рассматриваемом стальном элементе детали его активное сопротивление $R_{1\text{дет}}$ будет практически равно активному сопротивлению данного элемента для постоянного электрического тока [14]:

$$R_{1\text{дет}} = l_{\text{дет}} (b_{\text{дет}} h \gamma_{\text{дет}})^{-1}. \quad (5)$$

Подставив указанные выше линейные размеры стального элемента детали в формулу (5), при $\gamma_{\text{дет}} = 1,33 \cdot 10^6$ См/м находим, что $R_{1\text{дет}} = 1,33$ мОм. Также на основании результатов работы [10] для нашего первого случая ($h/\Delta_{1\text{дет}} = 0,063$) следует, что внутренняя индуктивность $L_{1\text{дет}}$ выбранного нами стального элемента обрабатываемой ИМП детали будет практически равна его индуктивности для постоянного электрического тока [14]:

$$L_{1\text{дет}} = (8\pi)^{-1} \mu_0 l_{\text{дет}}. \quad (6)$$

Используя (6) и принятые размеры прямоугольного немагнитного элемента плоской стальной детали, получаем, что в данном случае $L_{1\text{дет}} = 0,2$ нГн. Умножив полученное численное значение для $L_{1\text{дет}}$ на $2\pi f_1$, для внутреннего реактивного (индуктивного) сопротивления X_{1L} исследуемого стального элемента детали в случае внешнего воздействия на него низкочастотного ИМП ($f_1 = 1,33$ кГц) индуктора с током $i_{\text{инд}}(t)$ находим, что $X_{1L} = 1,67 \cdot 10^{-6}$ Ом. Видно, что здесь $R_{1\text{дет}} \gg X_{1L}$ и влиянием внутреннего индуктивного сопротивления детали X_{1L} на электромагнитные процессы в металлической макроструктуре обрабатываемой плоским индуктором ВЭФУ с ЕНЭ детали можно уверенно пренебрегать.

Что касается внешней индуктивности $L_{\text{внеш}}$ рассматриваемого прямоугольного элемента стальной детали, то она в плоской индукторной системе может быть оценена по такой приближенной формуле [16]:

$$L_{\text{внеш}} = 2\mu_0 \delta l_{\text{дет}} (b_{\text{дет}})^{-1}. \quad (7)$$

При $\delta = 1$ мм (наиболее распространенный в МИОМ зазор между индуктором и деталью [4]) и принятых размерах анализируемого металлического элемента детали ($l_{\text{дет}} = 4$ мм; $b_{\text{дет}} = 3$ мм) согласно (7) для его $L_{\text{внеш}}$ получаем численное значение, равное примерно $3,36$ нГн. Умножив данное значение $L_{\text{внеш}}$ на $2\pi f_1$, для внешнего индуктивного сопротивления X_{bL} исследуемого элемента детали при низкочастотном полювом воздействии на стальную деталь ($f_1 = 1,33$ кГц) следует, что оно принимает численное значение около $28 \cdot 10^{-6}$ Ом. Ясно, что здесь и для $L_{\text{внеш}}$ детали имеет

место неравенство $R_{1\text{дет}} \gg X_{bL}$. А раз так, то для этого электрофизического случая ($f_1 = 1,33$ кГц; $h = 0,75$ мм; $\Delta_{1\text{дет}} = 11,9$ мм) электрическое "поведение" и сопротивление плоской стальной детали будет целиком определяться величиной $R_{1\text{дет}}$ и носить чисто омический характер. Поэтому согласно известным положениям из теоретической электротехники в этом первом случае фазового сдвига между напряжением возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в металле детали и индукционным током $i_{\text{дет}}(t)$ в нем (этом металле) наблюдаться практически не будет ($\varphi_L = 0$). В результате чего в этом случае фазовый сдвиг φ_c между токами $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$ будет соответствовать фазовому сдвигу между напряжением возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в детали и возбуждающим током $i_{\text{инд}}(t)$ в индукторе, составляющему, как мы ранее твердо установили, угол $\pi/2$. В этом и состоит **второй** обоснованный с классических электротехнических позиций научный **результат**, представленный в данной работе электротехнологической направленности. Эти выявленные для первого случая ($f_1 = 1,33$ кГц; $h/\Delta_{1\text{дет}} = 0,063$) особенности электродинамического возбуждения низкочастотным импульсным током индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ электрического напряжения $u_{\text{дет}}(t)$ в низкоэлектропроводном металле (стали) детали и протекания индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$ в принятой стальной детали качественно приведены на рис. 2.

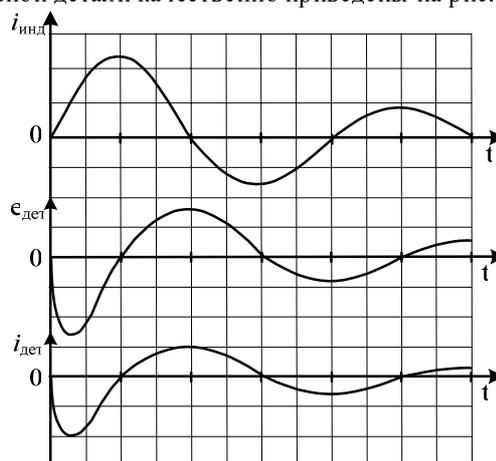


Рис. 2. Временные изменения возбуждающего тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$, напряжения возбуждения стальной детали $u_{\text{дет}}(t) = e_{\text{дет}}(t)$ и индукционного тока детали $i_{\text{дет}}(t)$ при $f_1 = 1,33$ кГц (для детали $h = 0,75$ мм; $\Delta_{1\text{дет}} = 11,9$ мм)

Теперь описанным выше электротехническим приемом проанализируем *второй случай*, когда на выбранный стальной элемент детали от плоского индуктора с гармоническим током $i_{\text{инд}}(t)$ воздействует ИМП частотой $f_2 = 33$ кГц ($h/\Delta_{2\text{дет}} = 0,31$). Здесь также при расчетной оценке активного сопротивления $R_{2\text{дет}}$ исследуемого элемента детали можно использовать соотношение (5) и получить для него значение, равное $R_{2\text{дет}} = R_{1\text{дет}} = 1,33$ мОм. Что касается внутренней индуктивности $L_{2\text{дет}}$ стального элемента детали, то в этом случае на основании [14] целесообразно применить следующую формулу:

$$L_{2\text{дет}} = \mu_0 l_{\text{дет}} h (b_{\text{дет}})^{-1}. \quad (8)$$

После подстановки в (8) заданных исходных данных получаем, что $L_{2\text{дет}} = 1,25$ нГн. Тогда внутреннее реактивное сопротивление индуктивного характера $X_{2L} = 2\pi f_2 \cdot L_{2\text{дет}}$ для рассматриваемого элемента

стальной детали будет равным около 0,26 мОм. Заметим, что в соответствии с [14] для массивного проводника ($h/\Delta_{дет} \gg 1$) в установившемся режиме протекания по нему гармонического тока его усредненное на полуволне тока внутреннее индуктивное сопротивление X_L оказывается точно равным усредненному там же активному сопротивлению проводника $R_{дет}$. Это приводит в таком проводнике к фазовому сдвигу тока (его запаздыванию во времени t) относительно его напряжения на угол $\varphi_L = 0,25\pi$.

Из приведенных оценок видно, что во втором случае ($f_2=33$ кГц) внутреннее индуктивное сопротивление X_{2L} элемента металла детали по своему уровню начинает приближаться к его активному сопротивлению $R_{2дет}$ и его влиянием на фазовый сдвиг между напряжением возбуждения $u_{дет}(t)$ в детали и индукционным током $i_{дет}(t)$ в ней пренебрегать нельзя. Мало того, в этом случае внешнее индуктивное сопротивление стального элемента детали $X_{bL} = 2\pi f_2 \cdot L_{внеш}$ при том же численном значении $L_{внеш} = 3,36$ нГн становится равным 0,696 мОм. В результате суммарное индуктивное сопротивление $X_{\Sigma L}$ рассматриваемого элемента детали становится равным $X_{2L} + X_{bL} = 0,956$ мОм. Такое реактивное сопротивление $X_{\Sigma L}$ металла детали приведет к фазовому сдвигу между напряжением возбуждения $u_{дет}(t)$ в детали и индукционным током $i_{дет}(t)$ в ней на угол, равный $\varphi_L = \arctg(X_{\Sigma L} / R_{2дет})$. В нашем случае при $X_{\Sigma L} = 0,956$ мОм и $R_{2дет} = 1,33$ мОм этот угол в радианах численно составит $\varphi_L = 0,198\pi$. Заметим, что на данный угол φ_L индукционный ток $i_{дет}(t)$ детали будет отставать от временного изменения в детали напряжения возбуждения $u_{дет}(t)$. В итоге фазовый сдвиг между током возбуждения индуктора $i_{инд}(t)$ и индукционным током стальной детали $i_{дет}(t)$ у нас станет составлять величину около $\varphi_c = 0,5\pi + 0,198\pi$.

Внесем в выполненные для второго случая оценки фазового смещения в стальной детали индукционного тока $i_{дет}(t)$ относительно напряжения $u_{дет}(t)$ в ней (угла φ_L) возможные поправки, отражающие нестационарный характер протекания в ее материале (особенно на первой токовой полуволне) электромагнитных процессов. С учетом приведенных ранее данных из [9,10] для $R_{2дет}$ можно ожидать его уменьшение до 20%, что приведет к численному значению активного сопротивления исследуемого стального элемента детали в 1,064 мОм. Величина $L_{2дет}$ может в переходном режиме увеличиться до 10%, что вызывает возрастание внутреннего индуктивного сопротивления элемента детали X_{2L} до величины 0,285 мОм. В итоге величина $X_{\Sigma L}$ может составить 0,981 мОм, что при $R_{2дет} = 1,064$ мОм приведет к возрастанию угла сдвига φ_L до величины 0,237 π . Тогда расчетный суммарный фазовый сдвиг между токами $i_{дет}(t)$ и $i_{инд}(t)$ может принять значение, составляющее $\varphi_c = 0,5\pi + 0,237\pi$. На рис. 3 в качественном виде для второго случая ($f_2=33$ кГц; $h/\Delta_{дет} = 0,31$) отражена картина временного изменения тока индуктора $i_{инд}(t)$, напряжения возбуждения в стальной детали $u_{дет}(t)$ и индукционного тока $i_{дет}(t)$ в ней.

Для сравнения приведенных здесь результатов теоретических исследований с реальными электромагнитными процессами возбуждения плоским индуктором и протекания в листовой детали индукционного тока представляется необходимым привести ниже на рис. 4 из [3] экспериментальные кривые для

импульсных токов $i_{инд}(t)$ и $i_{дет}(t)$ в принятой индукторной системе с тонкой стальной деталью. Анализ данных рис. 2–4 указывает на работоспособность предложенного здесь автором подхода при оценке фазовых сдвигов φ_L (между $u_{дет}(t)$ и $i_{дет}(t)$) и φ_c (между импульсными токами $i_{дет}(t)$ и $i_{инд}(t)$).

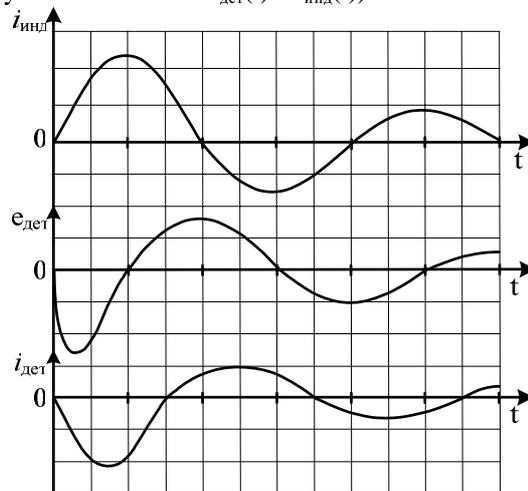


Рис. 3. Временные изменения возбуждающего тока индуктора $i_{инд}(t)$, напряжения возбуждения стальной детали $u_{дет}(t) = e_{дет}(t)$ и индукционного тока детали $i_{дет}(t)$ при $f_2=33$ кГц (для детали $h=0,75$ мм; $\Delta_{дет} = 2,4$ мм)

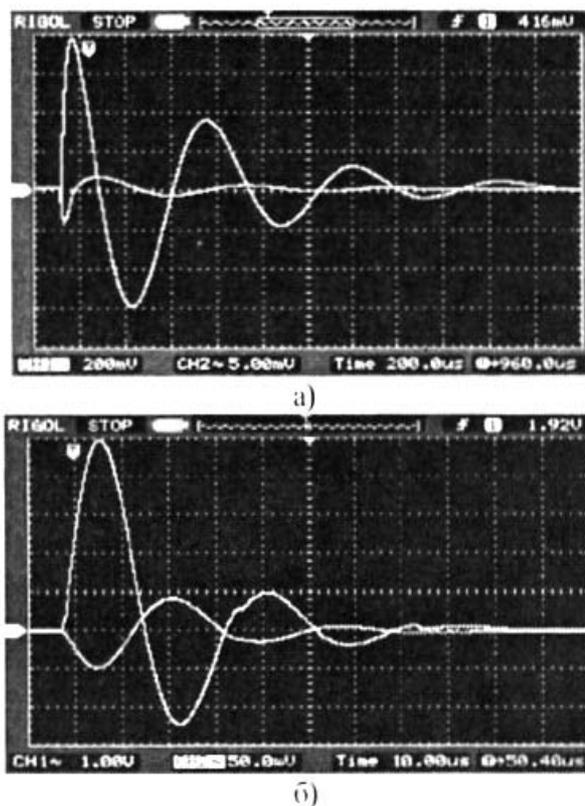


Рис. 4. Известные осциллограммы возбуждающего тока в индукторе $i_{инд}(t)$ (кривые с первой положительной и большей по амплитуде полуволной) и индукционного тока $i_{дет}(t)$ в обрабатываемой листовой немагнитной стальной детали (кривые с первой отрицательной и меньшей по амплитуде полуволной) в зависимости от частоты изменения f затухающего синусоидального разрядного тока ЕНЭ низковольтного генератора для физического моделирования процессов МИОМ (для варианта а) – $f=1,33$ кГц; для варианта б) – $f=33$ кГц; толщина детали $h=0,75$ мм) [3]

Из представленных на рис. 2 и 3 расчетных оценочных данных явно видно, что при увеличении частоты f разряда ЕНЭ в контуре ВЭФУ с плоским одновитковым индуктором с 1,33 до 33 кГц имеет место существенное возрастание фазового сдвига φ_c между импульсным током индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и индукционным током в тонкой стальной детали $i_{\text{дет}}(t)$. Основной причиной такого увеличения угла сдвига φ_c , по мнению автора, является не имеющее при этом место изменение характера проявления ПЭ в стенке детали, приводящее к увеличению отношения $h/\Delta_{\text{дет}}$ (показателя массивности детали), увеличению активного сопротивления $R_{\text{дет}}$ детали прямо пропорционально \sqrt{f} и уменьшению ее внутренней индуктивности $L_{\text{дет}}$ обратно пропорционально \sqrt{f} (и одновременно к увеличению внутреннего индуктивного сопротивления X_L детали прямо пропорционально \sqrt{f}), а возрастание прямо пропорционально f внешнего индуктивного сопротивления X_{bL} металлической детали. С увеличением частоты f импульсного тока индуктора для обрабатываемой детали из любого металла происходит возрастание отношения $(X_L + X_{bL})/R_{\text{дет}}$, что и обуславливает все возрастающий с ростом f индуктивный характер сопротивления металлической детали. Именно возрастание этого отношения с увеличением f и приводит к возрастанию фазового сдвига φ_L между напряжением возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в детали и ее индукционным током $i_{\text{дет}}(t)$, то есть к большему временному отставанию тока детали от его напряжения. В пределе при $f \rightarrow \infty$, то есть при $(X_L + X_{bL})/R_{\text{дет}} \rightarrow \infty$, угол фазового сдвига $\varphi_L = \arctg[(X_L + X_{bL})/R_{\text{дет}}]$ будет стремиться к величине, равной $\pi/2$. Тогда с учетом изложенного выше материала взаимный фазовый сдвиг φ_c между импульсным возбуждающим током индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и импульсным индукционным током детали $i_{\text{дет}}(t)$ и будет численно составлять величину, приближающуюся к $\varphi_c = \pi/2 + \varphi_L = \pi$. Вот в этом и состоит **третий** важный прикладной результат проведенного автором и представленного читателю для обсуждения электрофизического исследования электромагнитных процессов в электродинамической системе "плоский индуктор – плоская деталь", широко используемой в технологии МИОМ при энергосиловой обработке сильным ИМП деталей из высоко – и низкопроводящих металлов различной толщины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На базе классических теоретических положений электродинамики и электротехники проанализированы электромагнитные процессы возбуждения и протекания в обрабатываемой ИМП плоского индуктора, включенного в разрядную цепь ВЭФУ с ЕНЭ, тонкой металлической детали импульсного индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$, изменяющегося во времени t по закону затухающей синусоиды.

2. Показано, что при изменении частоты f возбуждающего тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и фиксированном значении толщины h немагнитной стальной детали из-за изменения отношения индуктивного сопротивления $(X_L + X_{bL})$ детали к ее активному сопротивлению $R_{\text{дет}}$ и происходит во времени t изменение фазового сдвига φ_c между импульсными токами индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и металлической детали $i_{\text{дет}}(t)$.

3. Расчетным путем впервые установлено, что при МИОМ в зависимости от частоты f тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$, степени проявления в материале детали ПЭ и соответственно отношения толщины стенки h проводящей детали к толщине скин-слоя $\Delta_{\text{дет}}$ в материале детали фазовый сдвиг φ_c между указанными токами может изменяться в диапазоне от $\pi/2$ до π .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Чаплыгин Е.А. Особенности токов, индуцированных низкочастотным полем одновиткового соленоида в плоских листовых металлах // Электротехника і електромеханіка.-2005.-№3.- С. 69-73.
2. Батыгин Ю.В., Чаплыгин Е.А. Экспериментальное исследование процессов возбуждения вихревых токов в плоских листовых металлах // Электротехніка і електромеханіка.- 2008.- №5.- С. 52-54.
3. Батыгин Ю.В., Сериков Г.С., Бондаренко А.Ю. Индукционная индукторная система с двойным витком // Электротехніка і електромеханіка.- 2009.- №1.- С. 59-61.
4. Белый И.В., Фертик С.М., Хименко Л.Т. Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов.- Харьков: Вища школа, 1977. - 168 с.
5. Михайлов В.М. Импульсные электромагнитные поля. - Харьков: Вища школа, 1979. - 140 с.
6. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий.- Харьков: МОСТ-Торнадо, 2003.-288 с.
7. Бондина Н.Н., Крамчанин Е.Г., Михайлов В.М. и др. Электродинамические усилия, действующие на цилиндрическую оболочку при колебательном разряде магнитно-импульсной установки // Электротехніка і електромеханіка.- 2007.- №5.- С. 66-70.
8. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Бондаренко А.Ю. Инструмент для магнитно-импульсного притяжения листовых заготовок // Авиационно-космическая техника и технология.- 2007.- №11(47). - С. 44-51.
9. Баранов М.И., Кравченко В.И., Медведева В.А. Расчет глубины проникновения импульсного электромагнитного поля в массивный проводник // Технічна електродинаміка.- 2001.- №3. - С. 13-16.
10. Баранов М.И., Бондина Н.Н. Расчет активного сопротивления и индуктивности цилиндрического проводника с импульсным током // Электричество.- 1990.- №1. - С. 81-87.
11. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов. Том 1.- Л.: Энергоиздат, 1981. - 536 с.
12. Кухлинг Х. Справочник по физике: Пер. с нем.- М.: Мир, 1982. - 520 с.
13. Баранов М.И. Эмилий Христианович Ленц – один из основоположников науки об электромагнетизме // Электротехніка і електромеханіка.- 2006.- №3. - С. 5-11.
14. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов. Том 2.- Л.: Энергоиздат, 1981. - 416 с.
15. Баранов М.И., Белый И.В., Хименко Л.Т. Эквивалентная индуктивность системы "одновитковый соленоид-соосный замкнутый экран" с учетом поверхностного эффекта // Электричество.- 1974.- №10. - С. 38-41.
16. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля.- М.: Мир, 1972. - 392 с.

Поступила 20.03.2009

Баранов Михаил Иванович, д.т.н., с.н.с.
НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"
Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко, 47,
НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ"
тел. (057) 707-68-41, факс (057) 707-61-33,
e-mail: eft@kpi.kharkov.ua