

Электрофизический механизм возникновения явления поверхностного эффекта в металлическом проводнике с электрическим переменным током проводимости

М. И. Баранов

Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния»
Национального технического университета «Харьковский политехнический институт»,
г. Харьков, 61013, Украина, e-mail: baranovmi49@gmail.com

Поступила в редакцию 26.07.2021

После доработки 20.06.2022

Принята к публикации 29.06.2022

Предложен электрофизический механизм, объясняющий возникновение неравномерного распределения напряженностей собственного переменного электромагнитного поля (ЭМП) по толщине массивного изотропного немагнитного металлического проводника прямоугольного поперечного сечения с электрическим переменным током проводимости $i_0(t)$ различных амплитудно-временных параметров. В основу механизма, обосновывающего проявление поверхностного эффекта в указанном проводнике, положен закон электромагнитной индукции Фарадея–Максвелла. Математически показано, что возникающие в материале проводника от действия переменного тока проводимости $i_0(t)$ и соответственно собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ индукционные переменные токи проводимости и их переменные магнитные поля при $d\Phi_0(t)/dt > 0$ ослабляют распределенные внутри проводника напряженности собственного переменного ЭМП, а при $d\Phi_0(t)/dt < 0$ поддерживают уменьшающиеся во времени и по глубине материала проводника напряженности ЭМП.

Ключевые слова: металлический проводник, электрический переменный ток проводимости, переменное электромагнитное поле, закон электромагнитной индукции, механизм возникновения поверхностного эффекта

УДК 621.3.01:621.313

<https://doi.org/10.52577/eom.2023.59.4.16>

ВВЕДЕНИЕ

Общеизвестно, что переменный электрический ток проводимости в металлическом проводнике любой геометрической формы распределяется неравномерно по его поперечному сечению [1, 2]. Причем наибольшие значения плотности такого тока будут отмечаться на поверхности проводника. По мере удаления от поверхности проводника в его глубь данная плотность тока станет убывать и собственное электромагнитное поле (ЭМП) проводника будет испытывать пространственное затухание по его толщине. В теоретической электротехнике (электрофизике) это электрофизическое явление получило название поверхностного эффекта (скин-эффекта), протекающего как в квазистационарном, так и нестационарном режимах [1–3].

Следует отметить, что в теории ЭМП Максвелла не рассматриваются электрофизические механизмы, происходящие в сплошных диэлектрических и проводящих средах с переменным (импульсным) ЭМП [4]. В этой теории решается основная задача электродинамики: по заданному простран-

ственно-временному распределению электрических зарядов и токов в сплошных проводящих и диэлектрических средах находятся амплитудно-временные параметры (АВП) напряженностей ЭМП в указанных средах с известными параметрами, описывающими их электрические и магнитные свойства [1–5]. Укажем, что такими параметрами для этих сред в феноменологической теории ЭМП являются приведенные в [4]: абсолютная диэлектрическая проницаемость ϵ_a , абсолютная магнитная проницаемость μ_a и удельная электропроводность γ_0 . В этой связи электрофизический механизм, приводящий к возникновению явления поверхностного эффекта в металлических проводниках произвольной конфигурации с переменным (импульсным) током проводимости различных АВП, оказался малоизученным. На практике при применении переменных (импульсных) токов проводимости (например, в области промышленной электроэнергетики [6, 7], высоковольтной импульсной техники [8–10] и современных электротехнологий [11]) актуальной задачей остается та, которая связана с электрофизическими причинами и природой проявления поверхностного эффекта в токоне-

сущих частях электрических проводов и кабелей и особенностями влияния этого эффекта на электрические параметры кабельно-проводниковой продукции и протекающие в ней электромагнитные процессы.

Цель статьи – разработка электрофизического механизма возникновения явления поверхностного эффекта в массивном изотропном немагнитном металлическом проводнике прямоугольного поперечного сечения с электрическим переменным током проводимости различных АВП.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим массивный изотропный немагнитный ($\mu_a = \mu_r \times \mu_0$ при относительной магнитной проницаемости $\mu_r = 1$ и $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м [2]) металлический проводник прямоугольного поперечного сечения $S_0 = h_0 \times b_0$, по которому в направлении оси OX декартовой системы координат и соответственно вдоль его длины $l_0 \gg h_0$ ($l_0 \gg b_0$) протекает электрический переменный ток проводимости $i_0(t)$ (рис. 1). Для анализа протекающих в материале проводника электромагнитных процессов принимаем, что переменный ток $i_0(t)$ изменяется во времени t по закону затухающей синусоиды [3]:

$$i_0(t) = k_i I_{m1} \exp(-\delta_i t) \sin(2\pi f_i t), \quad (1)$$

где I_{m1} , δ_i , f_i – соответственно амплитуда первой полуволны, коэффициент затухания и частота изменения протекающего по проводнику тока;

$$k_i = \left[\exp(-0,5\pi^{-1}\delta_i f_i^{-1} \operatorname{arccctg} 0,5\pi^{-1}\delta_i f_i^{-1}) \times \right. \\ \left. x \sin(\operatorname{arccctg} 0,5\pi^{-1}\delta_i f_i^{-1}) \right]^{-1}$$

– нормирующий коэффициент, численно равный $k_i \geq 1$ (следует заметить, что при $0,5\pi^{-1}\delta_i f_i^{-1} = 0$, когда отсутствует затухание электрического переменного тока проводимости $i_0(t)$, коэффициент $k_i = 1$).

Полагаем, что на некоторой глубине z_λ рассматриваемого проводника, примерно равной длине волны $\lambda_0 = 2\pi / (\pi f_i \mu_0 \gamma_0)^{1/2}$ ЭМП в его материале [1], собственный магнитный поток $\Phi_0(t)$ проводника и его собственное ЭМП будут испытывать практически полное пространственное затухание.

Для лучшего понимания электромагнитных процессов, протекающих в рассматриваемом проводнике, необходимо напомнить, что в электротехнике за положительное направление электрического тока принято направление движения (дрейфа) в проводящем материале электрического контура его положительных электрических зарядов [1]. Что касается

материала исследуемого металлического проводника, то в нем электрический ток будет определяться дрейфом под действием приложенного к этому проводнику электрического напряжения $u_0(t)$ его отрицательно заряженных свободных электронов, направление движения которых будет противоположным направлению перемещения указанных положительных зарядов. Принимаем, что временные параметры переменного тока проводимости $i_0(t)$, собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ и напряженностей собственного ЭМП проводника будут значительно превышать время релаксации τ_e его дрейфующих электронов, равное для основных проводниковых материалов порядка 10^{-14} с [12]. Влиянием тока смещения в материале проводника на электромагнитные процессы в нем пренебрегаем. Требуется с учетом принятых допущений разработать и в обобщенном виде описать электрофизический механизм возникновения явления поверхностного эффекта в исследуемом массивном изотропном немагнитном металлическом проводнике прямоугольного поперечного сечения с переменным током проводимости $i_0(t)$ различных АВП.

ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОГО МЕХАНИЗМА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЯВЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ЭФФЕКТА В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ

В основу данного электрофизического механизма положим классический закон электромагнитной индукции Фарадея–Максвелла [2, 13, 14]. Указанный фундаментальный закон электромагнетизма будет справедлив не только для сплошной проводящей среды рассматриваемого проводника с переменным магнитным полем (поток), но и для любого замкнутого электрического контура, мысленно выбранного в той или иной неэлектропроводящей и электропроводящей области существования такого переменного поля (потока) [2, 4]. При исследовании особенностей пространственного распределения собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ и напряженностей собственного ЭМП в материале проводника с переменным электрическим током проводимости $i_0(t)$ указанных АВП выберем в его продольном сечении в плоскости XOZ элементарный замкнутый электрический контур $abcd$ прямоугольной формы, приведенный на рис. 1 и характеризующийся высотой $h_{ad} = h_{bc}$ и длиной $l_{ab} = l_{dc} = l_0$. Считаем, что для геометрических размеров выбранного нами в проводнике замкнутого электрического контура $abcd$ будут справедливы следующие соотношения: $h_{ad} \ll l_0$,

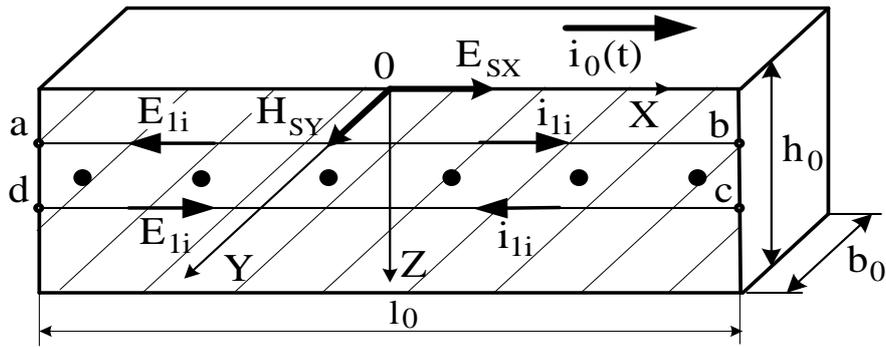


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемого массивного однородного немагнитного металлического проводника прямоугольного поперечного сечения с электрическим переменным током проводимости $i_0(t)$ и виртуальным замкнутым электрическим контуром $abcd$ (жирными точкам обозначены векторы напряженности $H_{1y}(z_1, t)$, пронизывающие этот контур).

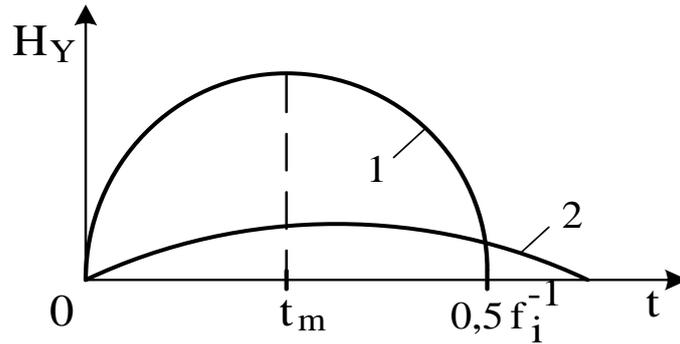


Рис. 2. Временные распределения напряженностей первой полуволны собственного переменного магнитного поля на наружной поверхности (H_{sy} , кривая 1, $z = 0$) и в глубине (H_{ly} , кривая 2, $z = z_n$) исследуемого массивного однородного немагнитного металлического проводника с электрическим затухающим по синусоиде током проводимости $i_0(t)$.

$h_{ad} \ll h_0$ и $h_{ad} \ll b_0$. Применим к замкнутому электрическому контуру $abcd$, способному виртуально пошагово (с шагом, равным $h_s = h_{ad}$) перемещаться сверху вниз в плоскости XOZ от наружной поверхности проводника в его глубину, закон электромагнитной индукции, связанный с изменяющейся во времени t и его нормально пронизывающей в локальных зонах размещения данного контура соответствующей частью собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ исследуемого проводника с током проводимости $i_0(t)$.

Вначале рассмотрим *случай 1*, когда для переменного тока проводимости $i_0(t)$ и собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ проводника будет выполняться следующее неравенство: $d\Phi_0(t)/dt > 0$. Этот случай будет соответствовать возрастанию (нарастанию) переменного тока проводимости $i_0(t)$ и собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ проводника. Для приведенной на рис. 2 кривой 1 первой полуволны напряженности $H_{sy}(0, t)$ собственного переменного магнитного поля на плоской наружной поверхности ($z = 0$) рассматриваемого проводника данный случай будет выполняться на временном отрезке $[0, t_m]$, где t_m — время, соответствующее амплитуде первой полуволны напряженности $H_{sy}(0, t)$. Кстати, применительно к исследуемому проводнику с переменным электрическим током проводимости $i_0(t)$ согласно (1)

на его плоской наружной поверхности указанные напряженности магнитного $H_{sy}(0, t)$ и электрического $E_{sx}(0, t)$ полей (см. рис. 1) будут связаны соответственно в квазистационарном и нестационарном режимах проявления поверхностного эффекта в однородном материале проводника следующими граничными соотношениями электродинамики [3]:

$$E_{sx}(0, t) = (\gamma_0 h_0)^{-1} H_{sy}(0, t); \quad (2)$$

$$E_{sx}(0, t) = (\gamma_0 h_0)^{-1} \int_0^t \left\{ 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k-1} \times \exp \left[-\frac{\pi^2 k^2 (t - \tau)}{\mu_0 \gamma_0 h_0^2} \right] \cos(\pi k) \right\} \frac{\partial H_{sy}(0, \tau)}{\partial \tau} d\tau. \quad (3)$$

Из (2) и (3) явно видно, что временные изменения напряженности $H_{sy}(0, t)$ магнитного поля приводят к соответствующим изменениям напряженности $E_{sx}(0, t)$ электрического поля проводника.

Принимая во внимание малость величины h_{ad} , в дальнейших расчетных оценках будем использовать усредненное в момент времени t по высоте h_{ad} «окна» рассматриваемого элементарного замкнутого электрического контура $abcd$ значение нормально ориентированной к плоскости данного контура на его первом шаге размещения ($n = 1$; $z = z_1$) вблизи наружной поверхности проводника напряженности $H_{1y}(z_1, t)$

собственного переменного магнитного поля (см. рис. 1). Значение глубины z_1 размещения виртуального контура $abcd$ относительно наружной поверхности проводника ($z = 0$) привяжем к нижней границе этого контура. Тогда при $n = 1$ в соответствии с законом электромагнитной индукции для возникающей в виртуальном электрическом контуре $abcd$ ($z = z_1$) электродвижущей силы $e_{1i}(z_1, t)$ от прямого действия на него собственного переменного магнитного поля с напряженностью $H_{1y}(z_1, t)$ в принятом приближении можно записать следующее аналитическое выражение [2]:

$$e_{1i}(z_1, t) = -\mu_0 h_{ad} l_0 \frac{dH_{1y}(z_1, t)}{dt}. \quad (4)$$

Используя (4), для индуцированной при $n = 1$ ($z = z_1$) в рассматриваемом элементарном замкнутом электрическом контуре $abcd$ напряженности $E_{1i}(z_1, t)$ электрического поля (см. рис. 1) имеем:

$$E_{1i}(z_1, t) = -0,5\mu_0 h_{ad} \frac{dH_{1y}(z_1, t)}{dt}. \quad (5)$$

Из (5) видно, что при $h_{ad} \rightarrow 0$ и $dH_{1y}(z_1, t)/dt \rightarrow 0$ значение $E_{1i}(z_1, t)$ будет обнуляться. В этих условиях для высоты h_{ad} виртуального контура $abcd$ и напряженности $H_{1y}(z_1, t)$ собственного магнитного поля проводника рассматриваемый полевой механизм будет терять свою работоспособность. В пределах замкнутого контура $abcd$ при $d\Phi_0(t)/dt > 0$ индуцированная напряженность $E_{1i}(z_1, t)$ переменного электрического поля в соответствии с известным правилом Ленца [2, 4] будет вызывать протекание плотности тока $\delta_{1i}(z_1, t) = \gamma_0 E_{1i}(z_1, t)$ и индукционного тока $i_{1i}(z_1, t)$ такого направления, что их переменное магнитное поле будет противодействовать изменению, вызвавшему этот индукционный ток $i_{1i}(z_1, t)$ соответствующей части магнитного потока $\Phi_0(t)$. С учетом того, что переменный индукционный ток $i_{1i}(z_1, t)$ в замкнутом контуре $abcd$ является током проводимости, обусловленным дрейфом свободных электронов материала проводника, то направление его протекания вдоль стороны (плеча) этого контура длиной l_{ab} будет совпадать с направлением протекания собственного тока проводимости $i_0(t)$ проводника, а вдоль стороны (плеча) данного контура длиной l_{dc} указанный индукционный ток $i_{1i}(z_1, t)$ будет направлен в сторону, противоположную направлению протекания принятого тока проводимости $i_0(t)$ (см. рис. 1). Причем при $n = 1$ ($z = z_1$) в пределах прямоугольного контура $abcd$ (см. рис. 1) алгебраическая сумма его индукционных токов, имеющих на противоположных сторонах контура разные направления

своего протекания, будет всегда равна нулю. Поэтому индукционный ток $i_{1i}(z_1, t)$ рассматриваемого контура $abcd$ не будет никаким образом влиять на результирующий (интегральный) ток проводимости $i_0(t)$ проводника. При $n \gg 1$, соответствующем размещению замкнутого электрического контура $abcd$ вдали от наружной поверхности исследуемого проводника ($z = z_n$), аналогично (5) для индуцируемой соответствующей частью собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ проводника в этом замкнутом контуре напряженности $E_{ni}(z_n, t)$ электрического поля получаем:

$$E_{ni}(z_n, t) = -0,5\mu_0 h_{ad} \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dt}. \quad (6)$$

Из (6) и данных рис. 1 можно заключить, что возникающие в виртуальном замкнутом электрическом контуре $abcd$ напряженности $E_{ni}(z_n, t)$ индуцируемого переменного электрического поля на его противоположных сторонах (плечах) имеют равные по модулю значения и противоположные друг другу знаки, что и обуславливает их взаимную компенсацию. Поэтому напряженности $E_{ni}(z_n, t)$ индуцируемого электрического поля в используемом нами элементарном виртуальном замкнутом электрическом контуре $abcd$ не будут влиять на характер распределения по толщине материала рассматриваемого проводника напряженности $E_{nx}(z_n, t)$ собственного переменного электрического поля.

Исходя из общефизических соображений и принятых допущений следует ожидать того, что $dH_{ny}(z_n, t)/dt < dH_{1y}(z_1, t)/dt$. В этой связи согласно (5) и (6) внутри материала рассматриваемого проводника возможно выполнение следующего неравенства: $E_{ni}(z_n, t) < E_{1i}(z_1, t)$. Поэтому при $d\Phi_0(t)/dt > 0$ с увеличением глубины размещения виртуального электрического контура $abcd$ ($z_n > z_1$) и соответственно слоя проводящего материала проводника влияние явления электромагнитной индукции на характер распределения в нем (проводнике) напряженностей собственного ЭМП будет ослабевать. Индуцируемая согласно (6) напряженность $E_{ni}(z_n, t)$ переменного электрического поля в контуре $abcd$ и обусловленная ею плотность тока $\delta_{ni}(z_n, t) = \gamma_0 E_{ni}(z_n, t)$, а также вызванный ими индукционный ток $i_{ni}(z_n, t)$ этого контура в соответствии с правилом Ленца и законом полного тока [1, 2] будут приводить к возникновению в локальной зоне размещения контура $abcd$ ($z = z_n$) противодействующего проникающему в материал проводника собственному переменному магнитному полю с напряженностью $H_{ny}(z_n, t)$ наведенного магнитного поля, усредненная по высоте h_{ad} виртуального

замкнутого контура $abcd$ напряженность $H_{ni}(z_n, t)$ которого может быть рассчитана с учетом (6) по следующему соотношению:

$$\begin{aligned} H_{ni}(z_n, t) &= h_{ad} \gamma_0 E_{ni}(z_n, t) = \\ &= -0,5 \mu_0 \gamma_0 h_{ad}^2 \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dt}. \end{aligned} \quad (7)$$

Из (7) и правила Ленца применительно к закону электромагнитной индукции следует, что усредненная напряженность $H_{ni}(z_n, t)$ переменного магнитного поля от индукционного тока $i_{ni}(z_n, t)$, нормально пронизывающая виртуальный замкнутый контур $abcd$, будет направлена против усредненной напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ собственного переменного магнитного поля проводника (см. рис. 1). Поэтому для соседних шагов локального размещения при n и $(n-1)$ в продольном сечении исследуемого проводника электрического контура $abcd$ усредненные значения для его напряженностей $H_{ny}(z_n, t)$ и $H_{ny}(z_{n-1}, t)$ собственного переменного магнитного поля будут определяться выражением:

$$\begin{aligned} H_{ny}(z_n, t) &= H_{ny}(z_{n-1}, t) - \\ &- 0,5 \mu_0 \gamma_0 h_{ad}^2 \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dt}. \end{aligned} \quad (8)$$

Из (8) для пространственной производной $dH_{ny}(z_n, t)/dz$ вытекает следующее соотношение:

$$\begin{aligned} \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dz} &= [H_{ny}(z_n, t) - H_{ny}(z_{n-1}, t)] h_{ad}^{-1} = \\ &= -0,5 \mu_0 \gamma_0 h_{ad} \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dt}. \end{aligned} \quad (9)$$

Из (9) видно, что в рассматриваемом случае (при $d\Phi_0(t)/dt > 0$ и соответственно $dH_{ny}(z_n, t)/dt > 0$) указанная производная $dH_{ny}(z_n, t)/dz$ будет отрицательной. Это обстоятельство однозначно указывает на то, что при этом с увеличением глубины размещения в исследуемом проводнике принятого виртуального электрического контура $abcd$ и соответственно глубины проникновения в его материал переменного (импульсного) ЭМП напряженность $H_{ny}(z_n, t)$ собственного магнитного поля проводника по отношению к ее значению $H_{ny}(0, t)$ на наружной поверхности ($z = 0$) проводника будет уменьшаться.

Согласно первому уравнению Максвелла из теории ЭМП [1, 12] применительно к рассматриваемой геометрической конфигурации исследуемого металлического проводника с учетом (9) можно записать следующее аналитическое выражение для напряженности $E_{nx}(z_n, t)$ переменного электрического поля на глубине $z = z_n = n \times h_{ad}$ размещения принятого контура

$abcd$ в материале проводника:

$$\begin{aligned} E_{nx}(z_n, t) &= -\gamma_0^{-1} \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dz} = \\ &= 0,5 \mu_0 h_{ad} \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dt}. \end{aligned} \quad (10)$$

Кроме того, согласно второму уравнению Максвелла из теории ЭМП [1, 12] для пространственной производной $dE_{nx}(z_n, t)/dz$ применительно к исследуемому металлическому проводнику имеем:

$$\frac{dE_{nx}(z_n, t)}{dz} = -\mu_0 \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dt}. \quad (11)$$

Укажем, что классическое уравнение (11) электродинамики следует и из соотношения (10), полученного для используемого в оценочных расчетах электромагнитных процессов в проводящем материале исследуемого проводника виртуального замкнутого электрического контура $abcd$. При этом в выражении (10) напряженность $E_{nx}(z_n, t)$ надо поделить на половину высоты $h_{ad}/2$ указанного виртуального контура (см. рис. 1) и добавить знак «минус» в его правой части, обусловленный отрицательным значением искомой производной $dE_{nx}(z_n, t)/dz$ для контура. Данное обстоятельство указывает на правомерность используемого подхода при разработке электрофизического механизма, объясняющего возникновение поверхностного эффекта в проводнике с переменным ЭМП (током $i_0(t)$).

Из (11) видно, что в рассматриваемом электрофизическом случае (при $dH_{ny}(z_n, t)/dt > 0$) пространственная производная $dE_{nx}(z_n, t)/dz$ в материале проводника будет иметь отрицательное значение, что свидетельствует об уменьшении напряженности $E_{nx}(z_n, t)$ собственного электрического поля проводника по мере проникновения переменного (импульсного) ЭМП вглубь его проводящей среды.

Уменьшение и нелинейный характер изменения временной производной $dH_{ny}(z_n, t)/dt$ в (8) и (10) с увеличением глубины размещения виртуального электрического контура $abcd$ в материале проводника затрудняет выполнение по (8) и (10) обоснованных количественных расчетов степени уменьшения усредненных значений для напряженностей собственного переменного магнитного $H_{ny}(z_n, t)$ и переменного электрического $E_{nx}(z_n, t)$ полей. Тем не менее с учетом (8) в грубом приближении для усредненной напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ собственного переменного магнитного поля на глубине $z = z_n = n \times h_{ad}$ немагнитного однородного материала исследуемого проводника с током $i_0(t)$

находим:

$$H_{ny}(z_n, t) \approx H_{sy}(0, t) - 0,5n\mu_0\gamma_0 h_{ad}^2 \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dt}. \quad (12)$$

Из (12) при достаточно большом удалении используемого контура $abcd$ от плоской наружной поверхности ($z = 0$) исследуемого проводника ($n \gg 1$) следует, что $H_{ny}(z_n, t) \rightarrow 0$. При этом в соответствии с (10) и (11) будет происходить и пространственное затухание $E_{nx}(z_n, t)$. Поэтому в данном случае станет наблюдаться практически полное затухание по толщине материала проводника его ЭМП.

Важно указать на то, что согласно (8) и (12) при $d\Phi_0(t)/dt > 0$ по мере удаления от наружной поверхности ($z = 0$) проводника с напряженностью $H_{sy}(0, t)$ собственного переменного магнитного поля локальной зоны размещения ($z > 0$) виртуального замкнутого электрического контура $abcd$ в глубине материала проводника будет наблюдаться ослабление напряженности собственного переменного магнитного поля. Причем, чем будет выше скорость изменения во времени t собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ проводника и соответственно напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ его собственного переменного магнитного поля (чем будет выше частота f_i колебаний тока проводимости $i_0(t)$ в проводнике), а также чем будет больше значение удельной электропроводности γ_0 материала проводника, тем согласно (8) это ослабление станет большим. При этом пространственное затухание собственного переменного магнитного поля проводника, обусловленного собственным переменным магнитным потоком $\Phi_0(t)$, будет наступать на меньшей глубине его проводящего материала и при меньшем числе шагов n виртуального перемещения по толщине проводника контура $abcd$. В первом приближении максимальное число шагов $n = n_m$ перемещения контура $abcd$ по материалу проводника может быть оценено из следующего соотношения: $n_m \approx \lambda_0/h_{ad} \approx 2\pi/(\pi f_i \mu_0 \gamma_0 h_{ad}^2)^{1/2}$. Из данного расчетного соотношения видно, что с возрастанием частоты f_i колебаний тока $i_0(t)$ и удельной электропроводности γ_0 материала проводника это число n_m будет уменьшаться. Это обстоятельство может дополнительно указывать на то, что с ростом частоты f_i колебаний тока проводимости $i_0(t)$ и значений удельной электропроводности γ_0 процесс пространственного ослабления (затухания) собственного магнитного поля в проводящем материале проводника будет усиливаться. Описанному на основе предлагаемого электрофизического механизма распределения в проводнике собственного ЭМП характеру изменения напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ собственного переменного магнитного поля проводника

внутри его проводящего материала при достаточно большом удалении контура $abcd$ от его наружной поверхности ($z = 0$, см. рис. 1) для случая $d\Phi_0(t)/dt > 0$ на временном интервале $[0, t_m]$ будет качественно соответствовать нарастающая часть кривой 2 на рис. 2, указывающая на значительное ослабление по глубине проводника проникающего в него собственного переменного магнитного поля.

Что касается выбора численного значения шага вертикального перемещения h_s в плоскости XOZ рассматриваемого металлического проводника виртуального электрического контура $abcd$ прямоугольной формы, равного высоте h_{ad} этого контура, то при этом можно воспользоваться следующим неравенством: $\mu_0\gamma_0 h_{ad}^2 \ll 0,25f_i^{-1}$. Левая часть данного неравенства будет соответствовать постоянной времени $\tau_c = \mu_0\gamma_0 h_{ad}^2$ элементарного замкнутого контура $abcd$, а правая часть – четверти периода колебаний тока проводимости $i_0(t)$, равной t_m (см. рис. 2). В этой связи в первом приближении искомое значение $h_s = h_{ad}$ может быть оценено из следующего соотношения: $h_{ad} \approx [0,025f_i^{-1}/(\mu_0\gamma_0)]^{1/2}$. Из приведенного расчетного соотношения для $h_s = h_{ad}$ видно, что с ростом частоты f_i колебаний тока $i_0(t)$ и удельной электропроводности γ_0 материала проводника шаг $h_s = h_{ad}$ в (4)–(10) будет уменьшаться. Укажем, что для практического случая с массивным ($h_0 = 10$ мм) медным ($\gamma_0 = 5,81 \times 10^7$ Ом⁻¹·м⁻¹ [4]) проводником принятой формы при $f_i = 50 \times 10^3$ Гц, характерного для области высоковольтной импульсной техники [3, 12], из рекомендуемого выше приближенного расчетного соотношения для h_{ad} следует, что шаг h_s виртуального перемещения элементарного электрического контура $abcd$ будет принимать численное значение, примерно равное $h_s \approx 0,083$ мм. При этом максимальное число шагов $n_m \approx 2\pi/(0,025\pi)^{1/2}$ вертикального перемещения данного контура $abcd$ в указанном немагнитном материале проводника численно составит около $n_m \approx 22$.

Приведенные для случая $d\Phi_0(t)/dt > 0$ изменения усредненной напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ собственного переменного магнитного поля в материале проводника вызовут соответствующие изменения и усредненной напряженности $E_{nx}(z_n, t)$ собственного переменного электрического поля проводника (см. рис. 1) в составе единой распространяющейся в его однородном материале волны ЭМП [15]. Интересно отметить, что применение для предлагаемого электрофизического механизма, объясняющего и раскрывающего природу возникновения неравномерного по толщине однородного немагнитного проводящего материала исследуемого металлического

проводника распределения напряженностей собственного переменного ЭМП, перемещающегося по толщине рассматриваемого проводника в его продольном сечении виртуального элементарного замкнутого электрического контура $abcd$ прямоугольной конфигурации, позволяет учесть влияние явления электромагнитной индукции [1, 2] на указанное распределение в материале проводника изменений его собственного переменного ЭМП.

На правомерность приведенных на рис. 2 для случая $d\Phi_0(t)/dt > 0$ результатов временного распределения внутри рассматриваемого проводника напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ его собственного переменного магнитного поля, полученных на основе предлагаемого электрофизического механизма возникновения в материале проводника неравномерного по его толщине распределения напряженностей собственного переменного ЭМП проводника, указывают приведенные в [3, 16, 17] результаты аналитических полевых электродинамических расчетов для нестационарного поверхностного эффекта, выполненных для анализируемого случая с использованием классических уравнений Максвелла.

Далее рассмотрим *случай 2*, когда для электрического переменного тока проводимости $i_0(t)$ и собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ рассматриваемого проводника будет выполняться следующее неравенство: $d\Phi_0(t)/dt < 0$. Этот случай будет соответствовать снижению (спаду) переменного тока проводимости $i_0(t)$ и собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ проводника. Для кривой I на рис. 2, характерной для первой полуволны напряженности $H_{yy}(0, t)$ собственного переменного магнитного поля на плоской наружной поверхности ($z = 0$) исследуемого проводника, этот случай будет выполняться для $t > t_m$ на временном отрезке $[t_m, f_i^{-1}/2]$. Используя описанную выше модель элементарного электрического контура $abcd$, виртуально и пошагово ($z = z_n = n \cdot h_{ad}$, где $n = 0, 1, 2, 3, \dots, n_m$) перемещающегося сверху вниз в плоскости XOZ по однородному материалу проводника, с учетом принятых на рис. 1 направлений векторов напряженностей электрического $E_{sx}(0, t)$ и магнитного $H_{yy}(0, t)$ полей на наружной поверхности проводника ($z = 0$), а также направлений индуцированной при $n = 1$ напряженности $E_{ni}(z_n, t)$ переменного электрического поля в указанном замкнутом электрическом контуре $abcd$, можно показать, что в данном случае выражение для индуцируемой при $d\Phi_0(t)/dt < 0$ в этом контуре соответствующей частью

собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ проводника напряженности $E_{ni2}(z_n, t)$ электрического поля принимает следующий вид:

$$E_{ni2}(z_n, t) = 0,5\mu_0 h_{ad} \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dt}. \quad (13)$$

Видно, что выражение (13) для $E_{ni2}(z_n, t)$ от аналогичного выражения (6) для $E_{ni}(z_n, t)$ отличается лишь знаком в их правой части. Вызванные напряженностью $E_{ni2}(z_n, t)$ переменного электрического поля плотность тока $\delta_{ni2}(z_n, t) = \gamma_0 E_{ni2}(z_n, t)$ и индукционный ток $i_{ni2}(z_n, t)$ в контуре $abcd$ в соответствии с правилом Ленца и законом полного тока [1, 2] будут приводить к возникновению в локальной зоне размещения замкнутого контура $abcd$ (на глубине $z = z_n$) наведенного напряженностью $H_{ny}(z_n, t)$ собственного магнитного поля и противодействующего изменению собственного магнитного потока $\Phi_0(t)$ магнитного поля с усредненной по высоте h_{ad} виртуального контура $abcd$ напряженностью $H_{ni2}(z_n, t)$:

$$\begin{aligned} H_{ni2}(z_n, t) &= h_{ad} \gamma_0 E_{ni2}(z_n, t) = \\ &= 0,5\mu_0 \gamma_0 h_{ad}^2 \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dt}. \end{aligned} \quad (14)$$

Усредненная напряженность $H_{ni2}(z_n, t)$ магнитного поля по (14) от индукционного тока $i_{ni2}(z_n, t)$, нормально пересекающая плоскость виртуального прямоугольного замкнутого контура $abcd$, в этом случае ($d\Phi_0(t)/dt < 0$) будет совпадать по направлению с усредненной напряженностью $H_{ny}(z_n, t)$ собственного переменного магнитного поля проводника (см. рис. 1). Поэтому с учетом (14) при $d\Phi_0(t)/dt < 0$ для соседних шагов локального размещения при n и $(n-1)$ в продольном сечении проводника, лежащем в плоскости XOZ , виртуального контура $abcd$ усредненные значения для его напряженностей $H_{ny}(z_n, t)$ и $H_{(n-1)y}(z_{n-1}, t)$ собственного переменного магнитного поля будут определяться выражением:

$$\begin{aligned} H_{ny}(z_n, t) &= H_{(n-1)y}(z_{n-1}, t) + \\ &+ 0,5\mu_0 \gamma_0 h_{ad}^2 \frac{dH_{ny}(z_n, t)}{dt}. \end{aligned} \quad (15)$$

Из (15) следует, что при $d\Phi_0(t)/dt < 0$ индуцируемая по (14) напряженность $H_{ni2}(z_n, t)$ магнитного поля на глубине $z = z_n$ размещения виртуального контура $abcd$ будет способствовать определенному возрастанию внутри материала проводника уменьшающихся во времени t значений напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ собственного магнитного поля. В рассматриваемом случае ($d\Phi_0(t)/dt < 0$) согласно правилу Ленца явление электромагнитной индукции,

протекающее в материале исследуемого проводника, будет способствовать согласно (15) поддержанию во времени t его спадающего и пространственно затухающего собственного переменного магнитного поля. Такая особенность проявления для случая $d\Phi_0(t)/dt < 0$ в материале проводника электромагнитной индукции будет приводить к временному сдвигу вправо (в сторону больших времен t) кривой напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ собственного переменного магнитного поля, характерной для глубин $z = z_n = n \times h_{ad}$. Будет происходить так называемое «размазывание» (смещение) во времени t проникающего вглубь материала проводника переменного магнитного поля и трансформация его частотного спектра в область более низких частот ЭМП.

Причем для $d\Phi_0(t)/dt < 0$ чем будет выше скорость изменения во времени t собственного переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$ проводника и соответственно напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ его собственного переменного магнитного поля, а также чем будет выше частота f_i колебаний тока проводимости $i_0(t)$ в проводнике и больше значение удельной электропроводности γ_0 материала исследуемого проводника, тем согласно (15) эта «поддержка» убывающего во времени t и затухающего по координате z (по толщине проводника) собственного магнитного поля будет большей. Кроме того, из (15) вытекает, что с увеличением глубины размещения $z_n = n \times h_{ad}$ виртуального электрического контура $abcd$ и нелинейным изменением в материале проводника с одновременным уменьшением временной производной $dH_{ny}(z_n, t)/dt$ влияние явления электромагнитной индукции на процесс пространственно-временного распределения в проводнике напряженностей его собственного ЭМП будет ослабевать.

Описанный выше характер пространственно-временного изменения усредненной напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ собственного переменного магнитного поля рассматриваемого проводника, базирующийся на предлагаемом электрофизическом механизме неравномерного по его толщине распределения напряженностей собственного переменного ЭМП, будет качественно соответствовать при $t > t_m$ ходу кривой 2 для $H_{ny}(z_n, t)$ на рис. 2. Как и для случая 1 ($d\Phi_0(t)/dt > 0$), в случае 2 ($d\Phi_0(t)/dt < 0$) приведенные особенности изменения по координате z и во времени t усредненной напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ собственного переменного магнитного поля проводника вызовут соответствующие изменения и для усредненной напряженности $E_{nx}(z_n, t)$ собственного переменного электри-

ческого поля данного проводника [15]. В результате таких пространственно-временных изменений при $d\Phi_0(t)/dt < 0$ напряженностей $H_{ny}(z_n, t)$ и $E_{nx}(z_n, t)$ собственного переменного ЭМП исследуемого проводника в его однородном немагнитном материале и будет проявляться рассматриваемый нами поверхностный эффект, характеризующийся неравномерным по координате z и толщине однородного немагнитного материала исследуемого проводника распределением напряженностей его собственного переменного ЭМП.

Результаты аналитических полевых электродинамических расчетов для нестационарного поверхностного эффекта применительно к исследуемому массивному металлическому проводнику с используемым по (1) электрическим переменным током проводимости $i_0(t)$, выполненным с применением классических уравнений Максвелла и приведенных в [3, 16, 17], подтверждают правомерность для анализируемого случая $d\Phi_0(t)/dt < 0$ описанного и указанного на рис. 2 (кривая 2 для $t > t_m$) характера изменения напряженности $H_{ny}(z_n, t)$ собственного переменного магнитного поля внутри однородного немагнитного материала данного проводника и соответственно работоспособность предлагаемого электрофизического механизма возникновения в нем явления поверхностного эффекта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые на основе применения виртуального элементарного замкнутого электрического контура $abcd$ прямоугольной конфигурации (высотой h_{ad} и длиной $l_0 \gg h_{ad}$) и фундаментального закона электромагнитной индукции Фарадея–Максвелла к нему разработан электрофизический механизм возникновения явления поверхностного эффекта в массивном однородном немагнитном металлическом проводнике длиной l_0 прямоугольного поперечного (продольного) сечения с переменным (импульсным) током проводимости $i_0(t)$ различных АВП, формирующим в материале проводника собственный переменный магнитный поток $\Phi_0(t)$ и собственное переменное (импульсное) ЭМП.

2. Продемонстрированы электрофизические возможности разработанного механизма по теоретическому обоснованию и природе проявления неравномерного распределения напряженностей собственного переменного ЭМП по толщине материала исследуемого проводника для различных скоростей изменения его переменного тока проводимости $i_0(t)$ и переменного магнитного потока $\Phi_0(t)$, а также

для различных значений частоты f_i колебаний данного тока проводимости $i_0(t)$ и удельной электропроводности γ_0 материала проводника. Показано, что при $d\Phi_0(t)/dt > 0$ возникающие в материале проводника индукционные электрические переменные токи проводимости и их переменные магнитные поля ослабляют распределенные внутри проводника напряженности собственного переменного ЭМП и вызывают их пространственное затухание, а при $d\Phi_0(t)/dt < 0$ указанные наведенные переменные токи проводимости и их магнитные поля поддерживают уменьшающиеся во времени t и по глубине материала проводника напряженности его собственного ЭМП, сдвигаемые (смещаемые) из-за этого внутри материала проводника в область больших времен t и более низких частот.

3. Приведенные результаты верификации полученных на основе разработанного электрофизического механизма возникновения явления поверхностного эффекта в рассматриваемом проводнике расчетных данных указывают на правомерность и работоспособность предлагаемого механизма.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нейман, Л.Р., Демирчян, К.С., *Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов в 2 томах*. Том 2. Л.: Энергоиздат, 1981. 416 с.
2. Яворский, Б.М., Детлаф, А.А., *Справочник по физике*. М.: Наука, 1990. 624 с.
3. Баранов, М.И., *Избранные вопросы электрофизики: Монография в 4 томах. Том 2. Книга 1: Теория электрофизических эффектов и задач*. Харьков: НТУ «ХПИ», 2009. 384 с.
4. Кузьмичев, В.Е., *Законы и формулы физики*. Киев: Наукова думка, 1989. 864 с.
5. Подольцев, А.Д., Кучерявая, И.Н., *Элементы теории и численного расчета электромагнитных процессов в проводящих средах*. Киев: Ин-т электродинамики НАН Украины, 1999. 363 с.
6. *Электротехнический справочник. Производство и распределение электрической энергии*. Том 3. Книга 1. М.: Энергоатомиздат, 1988. 880 с.
7. Шидловский, А.К., Щерба, А.А., Золотарев, В.М., Подольцев, А.Д., Кучерявая, И.Н., *Кабели с полимерной изоляцией на сверхвысокие напряжения*. Киев: Ин-т электродинамики НАН Украины, 2013. 550 с.
8. Бейер, М., Бёк, В., Мёллер, К., Цангель, В., *Техника высоких напряжений: теоретические и практические основы применения*. М.: Энергоатомиздат, 1989. 555 с.
9. Бортник, И.М., Белогловский, А.А., Верещагин, И.П., Вершинин, Ю.Н. и др., *Электрофизические основы техники высоких напряжений: Учебник для ВУЗов*. М.: Изд. дом МЭИ, 2010. 704 с.
10. Месяц, Г.А., *Импульсная энергетика и электроника*. М.: Наука, 2004. 704 с.
11. Подольцев, А.Д., Кучерявая, И.Н., *Мультифизическое моделирование в электротехнике*. Киев: Ин-т электродинамики НАН Украины, 2015. 305 с.
12. Кнопфель, Г., *Сверхсильные импульсные магнитные поля*. М.: Мир, 1972. 391 с.
13. Баранов, М.И., Электрофизический микро-механизм явления электромагнитной индукции в движущемся металлическом проводнике, *Электричество*, 2010, № 11, с. 59.
14. Баранов, М.И., Электрофизический микро-механизм явления электромагнитной индукции в неподвижном металлическом проводнике, *Электричество*, 2012, № 1, с. 36.
15. Никольский, В.В., Никольская, Т.И., *Электродинамика и распространение радиоволн: Учебное пособие для вузов*. М.: Наука, 1989. 544 с.
16. Баранов, М.И., Белый, И.В., Хименко, Л.Т., Поверхностный эффект и распределение электродинамических усилий в цилиндрических токопроводах коаксиальной системы с импульсным током, *Электричество*, 1976, № 10, с. 1.
17. Баранов, М.И., Поверхностный эффект в полом проводящем изотропном цилиндре с аксиальным импульсным магнитным полем, *Технічна електродинаміка*, 1999, № 2, с. 3.

Summary

An electrophysical mechanism explaining the origin of an uneven distribution of the field strength of the intrinsic alternating electromagnetic field (EMF) over the thickness of the bulk homogeneous nonmagnetic metal conductor with a rectangular cross-section with an alternating current $i_0(t)$ of different peak-temporal parameters is suggested. This mechanism, justifying the manifestation of the surface effect in the specified conductor, is based on the Faraday–Maxwell law of electromagnetic induction. It is mathematically shown that inductive alternating conduction currents and their alternating EMF arising in the conductor material due to the action of an alternating conduction current $i_0(t)$ and, accordingly, an intrinsic alternating magnetic flux $\Phi_0(t)$ at $d\Phi_0(t)/dt > 0$ weaken the intrinsic alternating EMF strength distributed inside the conductor, and at $d\Phi_0(t)/dt < 0$ they maintain the EMF strength diminishing with time and the material depth.

Keywords: metal conductor, alternating current, alternating electromagnetic field, law of electromagnetic induction, mechanism of origin of the superficial effect