

Электрофизический микромеханизм явления электромагнитной индукции в неподвижном металлическом проводнике

БАРАНОВ М.И.

Предложен электрофизический микромеханизм, позволяющий дать научно-методическое обоснование явлению электромагнитной индукции Фарадея для неподвижного немагнитного круглого металлического проводника (электрического контура), испытывающего воздействие внешнего однородного переменного магнитного поля. Показано, что появление индукционного электрического напряжения и индуктированной электродвижущей силы в проводнике (контуре) обусловлено малым одно- или двухсторонним продольным смещением его свободных электронов под действием возникающего в материале проводника из-за изменения во времени внешнего магнитного поля индукционного продольного переменного электрического поля. Такое смещение свободных электронов приводит к возникновению в проводнике (контуре) индукционных электрических зарядов и потенциалов противоположной полярности на его торцах (краях), определяющих возникновение между ними индукционного электрического напряжения и индуктированной электродвижущей силы в проводнике (контуре).

К л ю ч е в ы е с л о в а: неподвижный проводник, магнитное поле, свободные электроны, электрические заряды, электрические потенциалы, электродвижущая сила

В [1] автором был предложен электрофизический микромеханизм возникновения в равномерно движущемся в воздушном пространстве прямолинейном круглом металлическом проводнике, пересекающем силовые линии внешнего постоянного магнитного поля, явления электромагнитной индукции (ЭМИ) Фарадея, сопровождающегося наведением в проводнике индукционного электрического напряжения $U_{\text{инд}}$ и соответственно появлением в нем индуктированной электродвижущей силы (ЭДС) $e_{\text{инд}}$. Суть данного микромеханизма применительно к указанному проводнику заключается в электродинамическом поведении его свободных электронов с отрицательным электрическим зарядом $e_0 = 1,6024 \cdot 10^{-19}$ Кл, линейно перемещающихся вместе с кристаллической структурой проводника с заданной скоростью v_e в однородном постоянном магнитном поле с напряженностью H_e . Такое поведение свободных электронов проводника обуславливается воздействием на них продольной электродинамической силы Лоренца F_L и продольной противоположно этой силе направленной

An electrophysical micromechanism is proposed that makes it possible to give a scientific-methodical explanation to the phenomenon of Faraday's electromagnetic induction for a fixed nonmagnetic round metal conductor (an electric loop) experiencing the effect of external uniform alternating magnetic field. It is shown that the induction voltage and induced e.m.f. in the conductor (loop) occur as a result of small unilateral or bilateral longitudinal displacement of its free electrons under the effect of induction longitudinal alternating electric field arising in the conductor material due to a change with time of external magnetic field. Such a displacement of free electrons results in that induction electric charges appear in the conductor (loop) and potentials of opposite polarity arise at its ends (edges), which cause the occurrence of induction voltage between them and induced e.m.f. in the conductor (loop).

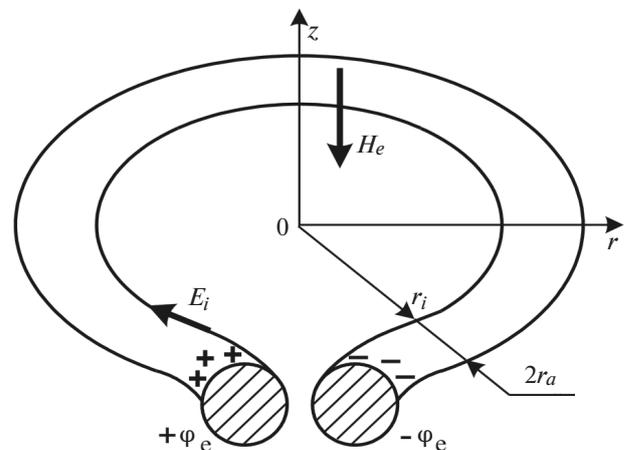
Key words: fixed conductor, magnetic field, free electrons, electric charges, electric potentials, electromotive force

ной электрической силы F_e . Последняя сила определяется возникающим в проводнике индукционным продольным электрическим полем с усредненной напряженностью E_e , обусловленным продольным смещением его свободных электронов из-за действия на них силы F_L . Именно эти две силы электромагнитной природы и определяют продольную электродинамику свободных электронов металлического проводника, приводящую к появлению на его краях (торцах) индукционных электрических зарядов противоположной полярности с поверхностной плотностью s_e и соответственно индукционных электрических потенциалов также противоположной полярности. Разность данных потенциалов, равная $2j_e$, обуславливает наличие между краями (торцами) такого проводника или выполненного из него электрического контура индукционного электрического напряжения $U_{\text{инд}}$ и соответственно появления в нем индуктированной ЭДС $e_{\text{инд}}$, удовлетворяющей известной математической формулировке Дж. Максвелла закона ЭМИ в виде [1–3]: $e_{\text{инд}} = -d\Phi_e / dt$, где Φ_e - изменяющийся во времени внешний магнитный

поток сквозь поверхность, ограниченную движущимся (неподвижным) проводником (электрическим контуром), в котором индуцируется ЭДС $e_{\text{инд}}$. А каков физический механизм возникновения $U_{\text{инд}}$ и $e_{\text{инд}}$ между краями неподвижного проводника (электрического контура) той или иной геометрической формы, размещенного в изоляционном или ином пространстве и испытывающего воздействие внешнего переменного во времени магнитного поля с напряженностью H_e ? Развернутого ответа на данный вопрос и соответственно физико-математического обоснования такого микромеханизма не найдено в известной учебной или научной физической и электротехнической литературе [2–6]. А ведь на фундаментальном законе электромагнитной индукции М. Фарадея и применении в силовой электротехнике подобных проводников и электрических контуров с переменным током (например в электрогенераторах и электродвигателях) базируется практически вся мировая индустрия производства и потребления электрической энергии. Поэтому электрофизические задачи по объяснению с позиций классической физики микромеханизма возникновения индукционного напряжения $U_{\text{инд}}$ и индуцированной ЭДС $e_{\text{инд}}$ в неподвижном металлическом проводнике (электрическом контуре) той или иной формы из-за электромагнитного действия на него внешнего переменного магнитного поля с произвольно изменяющейся во времени t напряженностью H_e различной пространственной ориентации не потеряли и на сегодня своей научной актуальности и учебно-методической значимости.

Постановка задачи изучения явления ЭМИ Фарадея в неподвижном металлическом проводнике (электрическом контуре). Рассмотрим в цилиндрической системе координат размещенный в воздушном пространстве перпендикулярно координатной оси OZ выполненный из сплошного немагнитного цилиндрического металлического проводника радиусом r_a уединенный круглый электрический контур внутренним радиусом r_i (см. рисунок). Пусть выполняется неравенство вида $r_a \ll r_i$. Тогда площадь воздушного «окна» данного контура $S_i = \pi r_i^2$ будет практически соответствовать полной площади этого контура, пронизываемой нормальным (перпендикулярным) к ней внешним магнитным потоком Φ_e . Примем, что вектор напряженности H_e воздействующего на данный электрический контур внешнего однородного переменного магнитного поля направлен вдоль оси OZ в сторону, ей противоположную. Считаем, что температура окружающей рассматриваемый контур воздушной изоляционной среды и соответственно его изотропного проводящего материала равна 0°C . Пола-

гаем, что в проводящем немагнитном материале провода рассматриваемого электрического контура в соответствии с положениями физики твердого тела присутствуют описываемые квантовой статистикой Ферми–Дирака [2] хаотично движущиеся с тепловой (фермиевской) скоростью $v_F \ll v_c$ ($v_c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме [6]) нерелятивистские свободные электроны. Принимаем, что усредненная объемная плотность свободных электронов в металле проводника исследуемого контура до воздействия на него внешнего переменного магнитного поля с напряженностью H_e равна n_{e0} . Токами электрического смещения и продольной неоднородностью наведенного электрического поля в немагнитной металлической структуре цилиндрического провода исследуемого электрического контура пренебрегаем [7]. Допускаем, что появляющаяся в процессе воздействия внешнего переменного во времени t магнитного потока Φ_e на рассматриваемый проводник (электрический контур) поверхностная плотность s_e индукционных электрических зарядов на противоположных круглых плоских краях (торцах) его провода, разделенных между собой крайне малым изоляционным зазором (см. рисунок), однородна по их поперечному сечению $S_a = \pi r_a^2$. Требуется с учетом принятых допущений дать описать электрофизический микромеханизм появления в исследуемом проводнике или электрическом контуре на его основе, не содержащих сторонних ЭДС (например электрохимического или контактного происхождения [5]), индукционного электрического напряжения $U_{\text{инд}}$ и индуцированной ЭДС $e_{\text{инд}}$ и соответственно научно-методически объясняющий для этого случая с позиций классической физики фундаментальный закон электромагнитной индукции Фарадея в его общепринятой максвелловской формулировке.



Расчетный неподвижный круглый металлический проводник (электрический контур), испытывающий воздействие внешнего переменного магнитного поля напряженностью H_e и проявление в его внутренней структуре явления ЭМИ

Основные физические идеи и соотношения предлагаемого подхода для описания явления ЭМИ в неподвижном металлическом проводнике (электрическом контуре). Запишем вначале второе уравнение Максвелла для напряженностей продольного (направленного вдоль провода контура) электрического E_i и поперечного (направленного нормально к проводу или к плоскости его контура) магнитного $H_i = H_e$ полей на элементарном продольном участке длиной $dl_i = r_i dj$ рассматриваемого электрического контура тороидальной формы, размещенном на наружной цилиндрической поверхности его металлического провода и обращенном внутрь воздушного «окна» рассматриваемого контура радиусом r_i [2, 4]:

$$\text{rot} E_i = - \mu_0 \frac{\partial H_e}{\partial t}, \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная [6].

Далее выполним в (1) интегрирование по поверхности $S_i = \pi r_i^2$ внутреннего воздушного «окна» тонкого круглого одновиткового электрического контура (по поверхности воздушного пространства, ограниченной этим контуром) с элементарной изоляционной поверхностью, равной $ds_i = 2\pi r_i dr$. Для этого представим уравнение (1) в следующем виде:

$$\oint_{S_i} \text{rot} E_i ds_i = - \mu_0 \oint_{S_i} \frac{\partial H_e}{\partial t} ds_i. \quad (2)$$

В соответствии с теоремой Стокса [2, 8] для левой части уравнения (2) находим:

$$\oint_{S_i} \text{rot} E_i ds_i = \oint_{L_i} E_i dl_i, \quad (3)$$

где L_i – замкнутый наружный контур воздушного «окна» рассматриваемого круглого проводящего витка из тонкого металлического провода длиной

$$\oint_{L_i} dl_i = \int_0^{2\pi} r_i dj = 2\pi r_i.$$

С учетом (3) и однородности исследуемых здесь скалярных величин напряженностей E_i и H_e в рассматриваемой краевой зоне принятого тонкого круглого металлического контура соотношение (2) перепишем в виде:

$$2\pi r_i E_i = - \mu_0 \oint_{S_i} \frac{\partial H_e}{\partial t} ds_i = - 2\pi \mu_0 \int_0^{r_i} \frac{\partial H_e}{\partial t} r dr. \quad (4)$$

Тогда из (4) для модуля напряженности E_i индукционного продольного электрического поля на наружной проводящей поверхности тонкого провода круглого электрического контура с внутренним радиусом $r_i > r_a$ получаем:

$$E_i = - 0,5 \mu_0 r_i \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (5)$$

Из (5) видно, что значение индуцируемой (наводимой) напряженности E_i электрического поля в круглом проводе электрического контура практически определяется значениями производной $\partial H_e / \partial t$ и его радиуса r_i , а ее знак (направление действия вдоль провода контура) – исключительно знаком производной $\partial H_e / \partial t$. Возрастание во времени t данной производной обуславливает знак «минус» для величины E_i , а ее спад (уменьшение) во времени t – знак «плюс». Из-за отсутствия данной производной ($\partial H_e / \partial t = 0$) продольное индукционное электрическое поле в проводе исследуемого электрического контура отсутствует ($E_i = 0$). Появление в рассматриваемом контуре продольной (направленной вдоль его провода) напряженности E_i индукционного переменного электрического поля согласно (5) обуславливает возникновение на время ее существования (когда $\partial H_e / \partial t \neq 0$) соответствующего упорядоченного продольного смещения (отклонения) свободных электронов во всей микроструктуре металла провода контура, оказавшихся в зоне действия этого индукционного поля. Причем, согласно [1, 9] порядок значения времени t , в течение которого будет происходить это смещение свободных электронов материала провода контура, следует рассматривать как среднее время свободного пробега t_e электрона между двумя последовательными актами его столкновения с ионами (узлами) кристаллической решетки однородного материала металлического провода. Значение t_e (время релаксации свободного электрона), как известно, для основных проводниковых материалов, применяемых в силовой электротехнике, численно характеризуется порядком 10^{-14} с [7, 9].

Такое направленное сверхбыстрое продольное смещение за столь короткое время на величину Dl_e свободных электронов металлического провода контура будет приводить к тому, что в зоне его противоположных круглых краев (торцов) будет изменяться их поверхностная плотность s_e . Согласно рисунку на правом крае (торце) провода поверхностная плотность свободных электронов s_e будет повышаться (будет создаваться избыток электронов), а на его левом крае (торце) их плотность будет уменьшаться (будет создаваться недостаток электронов). Так как электрический потенциал металлической поверхности проводника прямо пропорционален ее электрическому заряду [2, 4], то такое изменение поверхностной плотности s_e свободных электронов в проводе с возникновением на его краях (торцах) индукционных электрических

зарядов противоположной полярности $q_e = \pm s_e S_a$ будет приводить к появлению на его левом крае (торце) положительного индукционного электрического потенциала $j_1 = +j_e$, а на его правом крае (торце) – отрицательного индукционного электрического потенциала $j_2 = -j_e$ (см. рисунок). Возникающие на краях (торцах) провода исследуемого контура индукционные электрические потенциалы j_e противоположной полярности и их разность $2j_e$ будут удовлетворять следующему соотношению:

$$j_1 - j_2 = 2j_e = U_{\text{инд}} = 2\rho r_i E_i. \quad (6)$$

Из (5) и (6) для абсолютного значения индукционных электрических потенциалов j_e на плоских краях (торцах) металлического провода круглого электрического контура находим:

$$j_e = -0,5\rho m_0 r_i^2 \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что чем больше скорость изменения во времени t напряженности H_e внешнего переменного магнитного поля и площадь $S_i = \rho r_i^2$ воздушного «окна» рассматриваемого электрического контура, тем будут большими и абсолютные значения наведенных на его краях (торцах) электрических потенциалов j_e противоположной полярности. Знаки индукционных электрических потенциалов j_e на краях (торцах) металлического провода рассматриваемого электрического контура согласно (7) определяются знаком временной производной $\partial H_e / \partial t$ для воздействующего на него магнитного поля. Поэтому при изменении во времени t напряженности H_e внешнего переменного однородного магнитного поля по гармоническому закону индуцируемые (наводимые) в исследуемом электрическом контуре (круглом проводящем витке) электрические потенциалы j_e на плоских краях (торцах) его металлического провода будут изменяться во времени t также по аналогичному закону.

Индукционные электрические потенциалы j_e на круглых плоских краях (торцах) металлического провода рассматриваемого одновиткового электрического контура с учетом принятых допущений и теории электростатического поля можно также приближенно найти из следующего аналитического соотношения [1, 2]:

$$j_e = \frac{s_e}{4\rho\epsilon_0 S_a} \oint \frac{ds_a}{r}, \quad (8)$$

где ds_a и r – элементарный участок и его текущий радиус на круглой торцевой металлической поверх-

ности $S_a = \rho r_a^2$ провода контура; $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная [6].

При $ds_a = 2\rho r dr$ и замене в (8) интегрирования по круглой торцевой поверхности S_a провода интегрированием по его радиусу в пределах от 0 до r_a для индукционных электрических потенциалов j_e на краях (торцах) металлического провода контура получаем:

$$j_e = 0,5s_e r_a \epsilon_0^{-1}. \quad (9)$$

Следует отметить, что выражение (9) соответствует известной формуле для электрического потенциала металлической полусферы радиусом r_a с поверхностной плотностью электрического заряда, равной s_e [1, 2]. Из (7) и (9) для поверхностной плотности s_e индукционных электрических зарядов q_e на плоских краях (торцах) круглого металлического провода рассматриваемого электрического контура приближенно имеем:

$$s_e = -\rho m_0 \epsilon_0 r_i^2 r_a^{-1} \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (10)$$

Исходя из (10) и принятых допущений для индукционных электрических зарядов q_e противоположной полярности на плоских краях (торцах) круглого металлического провода исследуемого одновиткового электрического контура, находим:

$$q_e = -\rho^2 m_0 \epsilon_0 r_i^2 r_a \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (11)$$

Из (10) и (11) видно, что знаки индукционных электрических зарядов q_e и их поверхностных плотностей s_e на краях (торцах) круглого металлического провода принятого электрического контура определяются исключительно знаком временной производной $\partial H_e / \partial t$: ее положительное значение вызывает появление на правом крае (торце) провода отрицательного индукционного заряда q_e и положительного индукционного заряда q_e на его левом крае, а ее отрицательное значение обуславливает появление положительного индукционного заряда q_e на правом крае провода и отрицательного индукционного заряда q_e на его левом крае (см. рисунок). При наличии в исследуемом контуре замкнутой электрической цепи индукционные электрические заряды q_e (индукционные электрические потенциалы j_e) на его краях (торцах) и соответственно индукционное напряжение $U_{\text{инд}}$ между этими краями (торцами) провода вызовут протекание в электрическом контуре индукционного переменного электронного тока i_e (тока проводимости) в продольном направлении, противоположном вектору E_i .

Для оценочного определения при отсутствии в рассматриваемом электрическом контуре указанного индукционного тока проводимости i_e (при разомкнутых круглых краях металлического провода) усредненного значения продольного смещения Dl_e свободных электронов под действием напряженности E_i индукционного переменного электрического поля провода рассматриваемого электрического контура воспользуемся следующим выражением [1, 10]:

$$Dl_e = v_e t_e, \quad (12)$$

где v_e - усредненная скорость упорядоченного продольного смещения свободных электронов проводящего материала провода.

Для приближенной оценки используемой в (12) усредненной скорости v_e продольного смещения с продольным ускорением a_e свободных электронов металлического провода круглого электрического контура используем следующее расчетное соотношение [10]:

$$v_e = a_e t_e. \quad (13)$$

С учетом (5) из классического уравнения $0,5e_0 m_0 r_i H_e / dt = m_e a_e$ (где $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона [6]) для усредненного значения ускорения a_e свободных электронов металлического провода рассматриваемого контура, продольно смещаемых под действием электрической силы $F_e = e_0 E_i$ из-за индуцированного в проводе электрического поля, находим:

$$a_e = 0,5e_0 m_0 r_i m_e^{-1} \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (14)$$

Тогда из (13) и (14) для усредненной скорости v_e упорядоченного продольного смещения свободных электронов металлического провода неподвижного круглого электрического контура, испытывающего воздействие внешнего переменного магнитного поля, имеем:

$$v_e = 0,5e_0 m_0 r_i m_e^{-1} t_e \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (15)$$

В результате из (12) и (15) для усредненного продольного смещения Dl_e свободных электронов в неподвижном металлическом проводе исследуемого круглого электрического контура получаем следующее приближенное расчетное соотношение:

$$Dl_e = 0,5e_0 m_0 r_i m_e^{-1} t_e^2 \frac{\partial H_e}{\partial t}. \quad (16)$$

Отметим, что значение среднего времени пробега t_e для свободных электронов металлического

провода при отсутствии заметного нагрева его материала практически не изменяется [7, 9]. Тогда из (16) следует, что величина продольного смещения Dl_e свободных электронов металлического провода рассматриваемого контура при $i_e = 0$ будет определяться главным образом значениями радиуса r_i контура и скорости изменения во времени t напряженности H_e воздействующего внешнего переменного магнитного поля. Поэтому чем больше значение радиуса r_i внутреннего воздушного «окна» круглого электрического контура и временной производной $\partial H_e / \partial t$ для магнитного поля, тем будут большими и значения продольного смещения Dl_e свободных электронов его металлического провода. Причем, согласно (16) в зависимости от знака временной производной $\partial H_e / \partial t$ данное смещение свободных электронов контура будет происходить вдоль провода либо в его одну сторону, либо попеременно в обе стороны. Наличие одно- или двухсторонне направленного перемещающегося внутри металлической микроструктуры провода (колеблющегося вдоль провода) его «электронного газа (облака)» будет поддерживать существование внутри металла провода продольного электрического поля с напряженностью E_i .

Прекращение изменения во времени t напряженности H_e внешнего переменного магнитного поля (наличие условия $\partial H_e / \partial t = 0$) обуславливает согласно (5) выполнение равенства $E_i = 0$, тогда согласно (16) продольного смещения Dl_e свободных электронов металлического провода нет. Соответственно в металлическом проводе согласно (11) и (10) нет индукционных электрических зарядов q_e и их поверхностных плотностей s_e , а также нет (см. (7)) индукционных электрических потенциалов j_e на его противоположных круглых краях (торцах) и соответственно (см.(6)) индукционного электрического напряжения $U_{\text{инд}}$ между этими плоскими проводящими краями (торцами) рассматриваемого круглого электрического контура.

Из (4) и (6) для индукционного электрического напряжения $U_{\text{инд}}$ между противоположными и близко расположенными плоскими краями (торцами) металлического провода круглого электрического контура получаем:

$$U_{\text{инд}} = \oint_{L_i} E_i dl_i = 2\pi r_i E_i = \frac{\partial \Phi_e}{\partial t}, \quad (17)$$

где $\Phi_e = \pi m_0 r_i^2 H_e$ магнитный поток сквозь поверхность, ограниченную металлическим проводом исследуемого круглого электрического контура (в нашем случае сквозь поверхность S_i воздушного «окна» проводящего контура).

Из (17) вытекает широко известное в теоретической электротехнике правило [4, 5]: полярность индукционного электрического напряжения $U_{\text{инд}}$ между концами металлического провода электрического контура определяется знаком временной производной $\partial\Phi_e / \partial t$ для внешнего магнитного потока Φ_e . При положительном значении производной $\partial\Phi_e / \partial t$ значение $U_{\text{инд}}$ будет отрицательным, а при отрицательном — положительным. Следует указать, что первым физиком, кто с помощью экспериментальных исследований (путем замыкания и размыкания цепи первичного контура со стороны ЭДС электрохимической природы и постоянным электрическим током и последующей фиксации стрелочным электроизмерительным прибором электрического напряжения в изолированном от первичного контура и рядом расположенном с ним вторичном контуре) описал эти особенности индукции напряжения в электрических контурах, был М. Фарадей [11, 12].

Принимая во внимание то, что согласно [5] «напряжение вдоль замкнутого электрического контура равно ЭДС, индуцированной в этом контуре» для индуцированной ЭДС $e_{\text{инд}} = U_{\text{инд}}$ в неподвижном металлическом проводе круглого электрического контура, испытывающем в воздухе воздействие внешнего однородного переменного магнитного поля с напряженностью H_e , на основании (17) получаем применительно к рассматриваемому случаю следующую широко известную в электротехнике (электрофизике) классическую формулу:

$$e_{\text{инд}} = - \frac{\partial\Phi_e}{\partial t}. \quad (18)$$

Формула (18), как видно, полностью соответствует максвелловской математической формулировке закона ЭМИ Фарадея [2, 4, 5].

Пример расчета основных величин для ЭМИ Фарадея в неподвижном металлическом проводнике (электрическом контуре). Выполним численную оценку усредненных значений продольного ускорения a_e , продольной скорости v_e и продольного смещения Dl_e свободных электронов для размещенного в воздухе при 0 °С круглого медного цилиндрического провода радиусом $r_a = 1$ мм, образующего разомкнутый круглый контур (виток) внутренним радиусом $r_i = 159,15$ мм и длиной $2\pi r_i = 1$ м и испытывающего воздействие перпендикулярного плоскости этого контура внешнего однородного синусоидального сильного магнитного поля частотой $f = 50$ Гц с амплитудой напряженности $H_e = 7,964 \cdot 10^5$ А/м (при амплитуде его магнитной индукции $B_e = \mu_0 H_e = 1$ Тл) и с максимальной скоростью изменения (нарастания или спада) во времени t , равной по модулю

$\partial H_e / \partial t = 2\pi f H_e = 254 \cdot 10^7$ А/(м·с). При этом осуществим также расчетную оценку модулей амплитудных значений напряженности E_i индукционного продольного электрического поля, наведенных электрических потенциалов j_e на краях (торцах) провода, индукционных зарядов q_e и их поверхностных плотностей s_e на круглых плоских торцах провода и наводимой ЭДС $e_{\text{инд}}$ в рассматриваемом электрическом контуре. Для данных оценочных расчетов примем, что значение среднего времени пробега для свободных электронов медного провода, рассчитанное на основе модели свободных электронов А. Зоммерфельда (см. табл. 10.П в [7]), составляет $t_e = 5,34 \cdot 10^{-14}$ с.

Тогда в соответствии с формулами (5)–(18) находим, что для принятого случая модули указанных физических величин будут иметь следующие расчетные значения: $a_e = 4,3974 \cdot 10^{12}$ м/с²; $v_e = 0,233$ м/с; $Dl_e = 1,2354 \cdot 10^{-14}$ м; $E_i = 25$ В/м; $j_e = 12,5$ В; $q_e = 0,6954 \cdot 10^{-12}$ Кл; $s_e = 0,2214 \cdot 10^{-6}$ Кл/м²; $e_{\text{инд}} = 25$ В. Полученные количественные данные свидетельствуют о том, что усредненная скорость v_e упорядоченного продольного смещения свободных электронов в этом электрофизическом случае при температуре 0 °С принимает численное значение, практически равное средней дрейфовой скорости $v_D = 0,22$ м/с свободных электронов в медных токопроводах силовых электрических цепей с плотностью тока проводимости в них, равной $5,814 \cdot 10^9$ А/м² [10]. При этом продольное ускорение a_e свободных электронов круглого медного провода имеет огромное значение, а среднее продольное смещение Dl_e в нем свободных электронов оказывается ничтожно малым по сравнению с макроскопическими размерами как провода, так и круглого электрического контура из него. По сравнению с описанным в [1] электротехническим случаем проявления ЭМИ в равномерно движущемся в воздухе со скоростью 10 м/с в сильном постоянном однородном магнитном поле перпендикулярно его силовым линиям с аналогичной напряженностью $H_e = 7,964 \cdot 10^5$ А/м тонком медном прямолинейном проводе длиной $l_a = 1$ м ($r_a = 1$ мм) здесь значения ускорения a_e , скорости v_e и смещения Dl_e свободных электронов медного провода оказываются примерно в 2,5 раза большими. Большими здесь также в 2,5 раза являются значения напряженности E_i индукционного продольного электрического поля, индукционных электрических зарядов q_e и потенциалов j_e , поверхностной плотности s_e и индуцированной ЭДС $e_{\text{инд}}$. Следует указать, что, несмотря на крайне малое численное значение продольного смещения Dl_e свободных электронов в медном проводе (при $i_e = 0$) выбранного круглого электрического контура и предназначенного для

иллюстрации предложенного электрофизического микромеханизма возникновения явления ЭМИ в неподвижном металлическом проводнике (электрическом контуре), в рассматриваемом круглом проводе с его разомкнутыми противоположными плоскими краями (торцами) в процессе наведения в выполненном из него круглом контуре ЭДС $e_{\text{инд}} = 25$ В происходит продольное смещение огромного отрицательного электрического заряда q_{e0} «электронного газа» его внутренней микроструктуры. При усредненной плотности n_{e0} свободных электронов в тонком медном проводе ($r_a = 1$ мм) круглого одновиткового контура радиусом $r_i = 159,15$ мм, равной $16,8640^{28} \text{ м}^{-3}$ [13], и заданном цилиндрическом объеме его проводящего материала $V_a = 2\rho^2 r_a^2 r_i = 3,14140^{-6} \text{ м}^3$ в рассматриваемом случае значение продольно смещаемого на $DI_e = 1,23540^{-14}$ м под действием напряженности $E_i = 25$ В/м индукционного продольного электрического поля отрицательного заряда «электронного газа» медного провода практически как и в [1], будет составлять около $q_{e0} = e_0 n_{e0} V_a = 84,8440^3$ Кл.

Выводы. 1. Предложен электрофизический микромеханизм, научно-методически объясняющий процесс возбуждения в неподвижном металлическом проводнике (электрическом контуре) с разомкнутыми краями, расположенном в воздушной среде и испытывающем воздействие внешнего однородного переменного магнитного поля напряженностью H_e , индукционного электрического напряжения $U_{\text{инд}}$ и индуктированной ЭДС $e_{\text{инд}}$, удовлетворяющих фундаментальному закону электромагнитной индукции Фарадея в математической формулировке Максвелла.

2. С помощью предложенного микромеханизма показано, что в основе физической сущности явления ЭМИ Фарадея в неподвижном проводнике (электрическом контуре) с разомкнутыми краями лежит электродинамическое поведение его нерелятивистских свободных электронов, определяемое их упорядоченным крайне малым одно- или двухсторонним продольным смещением DI_e (в зависимости от знака временной производной dH_e / dt) по всей внутренней микроструктуре проводника под действием наводимой в нем из-за изменяющейся во времени t напряженности H_e внешнего магнитного поля напряженностью E_i внутреннего продольного переменного электрического поля. Такое направленное в одну или обе стороны проводника продольное смещение свободных электронов вызывает появление на противоположных краях (торцах) проводника изменяющихся во времени t индукционных электрических зарядов $\pm q_e$ с поверхностной плотностью $\pm s_e$ и индукционных электрических потенциалов $\pm j_e$ противоположной

полярности. Разность этих электрических потенциалов j_e обуславливает наличие между противоположными краями (торцами) металлического проводника (электрического контура) индукционного электрического напряжения $U_{\text{инд}}$ и соответственно появление в нем ЭДС $e_{\text{инд}}$. Прекращение изменения во времени t напряженности H_e внешнего магнитного поля (наличие условия $dH_e / dt = 0$) приводит к выполнению равенства $E_i = 0$ индукционного продольного переменного электрического поля в проводнике, а также равенству нулю индукционных электрических зарядов q_e и потенциалов j_e на его разомкнутых краях (торцах), тогда соответственно в металлическом проводнике (электрическом контуре) исчезают напряжение $U_{\text{инд}}$ и ЭДС $e_{\text{инд}}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов М.И. Электрофизический микромеханизм явления электромагнитной индукции в движущемся металлическом проводнике. — Электричество, 2010, №11.
2. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. — М.: Наука, 1990.
3. Аркадьев В.К. Электромагнитные процессы в металлах, ч. II. — М.: НКТП—ОНТИ, 1936.
4. Тамм И.Е. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1976.
5. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов, т. 1. — Л.: Энергоиздат, 1981.
6. Кухлинг Х. Справочник по физике/Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина. — М.: Мир, 1982.
7. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972.
8. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов, т. 2. — Л.: Энергоиздат, 1981.
9. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики/Отв. ред. В.К. Тартаковский. — Киев: Наукова думка, 1989.
10. Баранов М.И. Упрощенная математическая модель микропроцессов в проводнике с электрическим током проводимости. — Электротехника і електромеханіка (Харьков), 2006, №2.
11. Фарадей М. Экспериментальные исследования по электричеству, т. 1/Пер. с англ. Е.А. Чернышевой и Я.Р. Шмидт-Чернышевой под ред. Т.П. Кравца. — М.: Изд-во АН СССР, 1947.
12. Баранов М.И. Майкл Фарадей и его научные заслуги перед человечеством. — Электротехника і електромеханіка (Харьков), 2009, №6.
13. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики, т. 2, кн. 1: Теория электрофизических эффектов и задач. — Харьков: Изд-во НТУ «ХПИ», 2009.

[04.04.11]

Автор: Баранов Михаил Иванович окончил в 1972 г. инженерно-физический факультет Харьковского политехнического института (ныне НТУ «ХПИ») по специальности «Инженерная электрофизика». В 1999 г. в НТУ «ХПИ» защитил докторскую диссертацию «Переходные процессы при воздействии больших импульсных токов и сильных импульсных магнитных полей на проводящие объекты». Заведующий отделом электромагнитных испытаний Научно-исследовательского и проектно-конструкторского института «Молния» НТУ «ХПИ», старший научный сотрудник, профессор НТУ «ХПИ».