

Особенности передачи и тепловых потерь электромагнитной энергии в двухпроводной воздушной линии с переменным электрическим током проводимости

М. И. Баранов

Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния»
Национального технического университета «Харьковский политехнический институт»,
г. Харьков, 61013, Украина, e-mail: baranovmi@kpi.kharkov.ua

Поступила в редакцию 26.04.2021

После доработки 18.05.2021

Принята к публикации 21.05.2021

Приведены результаты исследований, связанных с установлением основных особенностей передачи и тепловых (джоулевых) потерь электромагнитной энергии в однородной двухпроводной воздушной линии (ДВЛ) с металлическими проводами конечных размеров (радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$) и переменным (импульсным) электрическим током проводимости $i_0(t)$ различных амплитудно-временных параметров. С учетом квантово-волновой природы электрического тока проводимости $i_0(t)$ установлено, что в металлических проводах исследуемой ДВЛ возникают квантованные стоячие поперечные электромагнитные волны (ЭМВ), не способные к передаче на расстояние электромагнитной энергии. Показано, что из-за слабого рассеяния квантованных продольных электронных полувольт де Бройля на узлах кристаллической решетки металла (сплава) проводов ДВЛ выделяются тепловые потери энергии. Определены особенности влияния бегущих поперечных ЭМВ в воздушной среде исследуемой линии на процесс передачи в ДВЛ на расстояние электромагнитной энергии.

Ключевые слова: двухпроводная воздушная линия, электрический ток проводимости в проводах линии, бегущие и стоячие электромагнитные волны, передача и тепловые потери электромагнитной энергии в линии

УДК 621.3.01:621.313

<https://doi.org/10.52577/eom.2022.58.4.36>

СОСТОЯНИЕ И АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ

Многие важные научно-технические задачи, связанные с распространением постоянного и переменного (импульсного) электрического тока проводимости и электромагнитного поля (ЭМП) в диэлектрических и линейных (нелинейных) проводящих средах были рассмотрены и успешно решены на сегодня в теории электричества [1], теоретической электротехнике [2–4], прикладной электродинамике [5–7] и электрофизике [8–12]. Из [2, 7] следует важный электротехнический вывод – передача энергии вдоль металлических проводников с переменным (импульсным) электрическим током проводимости в воздушных и кабельных линиях осуществляется за счет ЭМП, распространяющегося в диэлектрике вдоль их проводников. Металлические токопроводы указанных линий служат главным образом направляющими структурами для их ЭМП [2, 7]. Согласно [2] энергия, выделяемая в проводниках таких линий в виде тепловых (джоулевых) потерь, передается в проводники через их наружные поверхности из диэлектрика, окружающего эти проводники. Несмотря на это, вопросы распространения

электромагнитных волн (ЭМВ) и соответственно передачи потоков электромагнитной энергии в воздушных линиях электропередачи (ЛЭП) все же остались в мировой электроэнергетике и электротехнике недостаточно изученными. А ведь на практическом использовании воздушных высоковольтных ЛЭП с оголенными металлическими проводами базируются во всем мире основные потоки передачи (канализации) электроэнергии от производителей к потребителям [13]. Кроме того, двухпроводные воздушные ЛЭП, содержащие изолированные от поверхности земли верхний и нижний токопроводы с медными (алюминиевыми) круглыми проводами, нашли широкое практическое применение в высоковольтной импульсной технике (ВИТ) при получении в больших воздушных объемах мощных электромагнитных помех природного (в случае моделирования электромагнитного импульса (ЭМИ) грозового разряда) и искусственного (в случае моделирования ЭМИ ядерного взрыва) происхождения и их использовании при испытаниях на электромагнитную совместимость и стойкость объектов общегражданского и военного назначения [10, 11]. В этой связи дальнейшее изучение

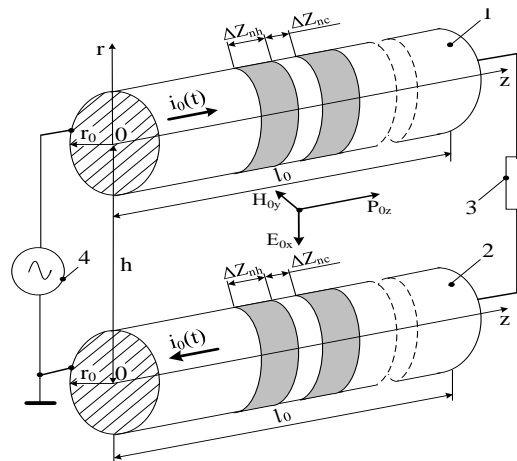


Рис. 1. Упрощенная расчетная модель ДВЛ с металлическими проводами и электрическим переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ различных АВП (1, 2 – соответственно верхний и нижний токопроводы линии; 3 – активно-индуктивная нагрузка линии; 4 – источник высокого переменного (импульсного) напряжения различных АВП; ΔZ_{nh} , ΔZ_{nc} – соответственно «горячие» и «холодные» продольные участки металлических проводов с током проводимости $i_0(t)$).

электромагнитных процессов в высоковольтных воздушных ЛЭП с металлическими проводами и переменным (импульсным) током, предназначенных для формирования и передачи ЭМВ с различными амплитудно-временными параметрами (АВП) к испытываемым техническим объектам и электромагнитной энергии к их потребителям, является актуальной в мире научно-технической задачей.

Цель статьи – теоретическое исследование особенностей передачи и тепловых потерь электромагнитной энергии в двухпроводной воздушной линии (ДВЛ), содержащей металлические провода конечных размеров с переменным (импульсным) током проводимости различных АВП.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим однородную ДВЛ (рис. 1), содержащую немассивные прямолинейные цилиндрические немагнитные металлические провода радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$, согласованно подключенные с одной стороны к источнику высокого переменного (импульсного) напряжения, а с другой – к активно-индуктивной нагрузке. Пусть данные провода конструктивно образуют верхний и нижний токопроводы, отстоящие по высоте друг от друга на расстоянии $h \gg r_0$, изолированные от поверхности земли и имеющие с ней в начале линии необходимый для ее работы электрический контакт. Принимаем, что касательная составляющая напряженности $E_{0\tau}$ электрического поля у наружных поверхностей проводов, возникающая из-за наличия активного сопротивления проводов и рассеяния на нем энергии ЭМП, мала по сравнению с нормальной компонентой напряженности E_{0x} данного поля (см. рис. 1). Считаем, что в воздушном пространстве между

верхним и нижним токопроводами ДВЛ формируются монохроматические плоские поперечные линейно поляризованные бегущие ЭМВ с E_{0x} - и H_{0y} - компонентами поля, имеющие те или иные АВП и длину λ_0 . Принимаем, что ДВЛ с указанными проводами работает в волновом режиме, для которого выполняются следующие условия: $\lambda_0 > 2l_0$ и $\lambda_0 > h$. Пусть вдоль проводов ДВЛ протекает электрический переменный (импульсный) ток проводимости $i_0(t)$ различных АВП, обусловленный продольным дрейфом свободных электронов их немагнитного металла (сплава) с удельной электропроводностью γ_0 , а электрофизические характеристики материала проводов удовлетворяют условиям их однородности и линейности. Ограничимся рассмотрением случая, когда для глубины проникновения Δ_r ЭМП в материал проводов ДВЛ выполняется неравенство $\Delta_r \geq r_0$ и ток проводимости $i_0(t)$ практически равномерно распределен по поперечному сечению S_0 проводов ДВЛ. Полагаем, что в ДВЛ формируются только прямые ЭМВ, а отраженные от используемой в конце линии и согласованно включенной RL -нагрузки ЭМВ отсутствуют. Допускаем, что поведение дрейфующих электронов в металле (сплаве) проводов ДВЛ подчиняется в первом приближении одномерному временному волновому уравнению Шредингера [10, 11]. Учитывая результаты распространения продольных электронных полуволн де Бройля квантованной длиной $\lambda_{nz}/2$ в материале проводов ДВЛ, приведенные в [14–16], принимаем, что $\lambda_{nz} \leq 2l_0$. В рассматриваемом приближении пренебрегаем влиянием квантованной частоты f_n изменения продольных полуволн в распределениях дрейфующих электронов в металле проводов ДВЛ ($f_n \ll f_0$, где f_0 – частота изменения во времени t тока (напряжения) в

проводах ДВЛ) на частотный режим изменения ЭМП в проводах.

Согласно рис. 1, схематически изображающему в упрощенном виде ДВЛ с одним верхним и одним нижним проводами конечных размеров (радиусом r_0 и длиной l_0), электромагнитная обстановка в зоне ДВЛ будет определяться напряженностями ЭМП, сосредоточенного как внутри немагнитного проводящего материала ее проводов, так и в воздушном пространстве между круглыми проводами ДВЛ. До сих пор в мировой электротехнике отсутствует ясность в особенностях вида данных ЭМП, приводящих как к возможности передачи проводными линиями с током проводимости $i_0(t)$ электромагнитной энергии на дальние расстояния, так и к диссипации (рассеянию) ее проводами и появлению в таких линиях паразитных потерь этой энергии. С учетом вышеизложенного становится совершенно ясно то, что на процессы передачи в рассматриваемой ДВЛ электромагнитной энергии и выделения ее в виде тепловых (джоулевых) потерь в металле (сплаве) проводов определяющим образом будут влиять электромагнитные явления, протекающие как внутри, так и вне металлических проводов ДВЛ. В этой связи в рамках данной статьи требуется отдельно рассмотреть особенности протекания электромагнитных процессов внутри металлической структуры проводов ДВЛ и снаружи их в воздушной изоляционной области, примыкающей к наружным цилиндрическим поверхностям этих проводов. Выявление этих особенностей будет способствовать одному из первых в мире системному рассмотрению и возможному уточнению электрофизической роли металлической и изоляционной частей проводов конечных размеров с переменным током проводимости $i_0(t)$ исследуемой ДВЛ.

ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ ВНУТРИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОДОВ ДВЛ С ТОКОМ ПРОВОДИМОСТИ $i_0(t)$

Из-за дрейфа коллективизированных свободных электронов с усредненной объемной плотностью $n_{em} \approx 10^{29} \text{ м}^{-3}$ [17] в кристаллической структуре металлических проводов ДВЛ с электрическим током проводимости $i_0(t)$ различных АВП в них распространяются квантованные (дискретные) продольные электронные полуволны де Бройля длиной $\lambda_{nz}/2$, удовлетворяющие для любых металлов (сплавов) проводов ДВЛ и их длин l_0 следующему фундаментальному расчетному соотношению [16]:

$$n\lambda_{nz} / 2 = l_0, \quad (1)$$

где $\lambda_{nz} = h/(m_e v_{nz})$ – квантованная длина продольной электронной волны де Бройля (волны аксиального тока проводимости в металле проводов); $v_{nz} = nh/(2m_e l_0) = f_n \lambda_{nz}$ – квантованная продольная скорость дрейфа свободных электронов; $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$ – постоянная Планка [17]; $m_e = 9,109 \times 10^{-31} \text{ кг}$ – масса покоя электрона [17]; $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$ – целое квантовое число; $n_m = 2n_0^2$ – максимальное значение квантового числа n ; n_0 – главное квантовое число, равное числу электронных оболочек в атомах металла проводов ДВЛ или номеру периода в Периодической системе химических элементов Менделеева, которому этот металл провода принадлежит (например, для медного, цинкового и стального проводов $n_0 = 4$, а $n_m = 32$; для алюминиевого провода – $n_0 = 3$, а $n_m = 18$ [17]).

Из (1) следует вывод о том, что на длине l_0 проводов исследуемой ДВЛ всегда уместится только целое число n продольных электронных полуволн де Бройля квантованной длиной $\lambda_{nz}/2$ или квантованных полуволн аксиального тока проводимости $i_0(t)$ ДВЛ. При наличии в проводах ДВЛ указанных полуволн тока $i_0(t)$ им будут соответствовать продольные полуволны напряжения $u_0(t)$. Как известно, стоячая ЭМВ в ДВЛ может быть образована стоячими волнами электрического напряжения и тока в ее проводах. Причем стоячие волны тока и напряжения в ДВЛ будут всегда сдвинуты по отношению друг к другу как в пространстве, так и во времени t [18]. Математически такие волны описываются произведением двух периодических (обычно тригонометрических) функций, одна из которых является функцией текущей координаты z провода линии, а другая – функцией времени t [18].

Электрофизическое соотношение (1) является необходимым математическим условием существования в проводах исследуемой ДВЛ квантованных (дискретных) стоячих волн (полуволн) аксиального тока (напряженности H_{nv} азимутального магнитного поля) и напряжения (напряженности E_{nz} аксиального электрического поля) [19]. Физической причиной появления в проводах ДВЛ конечной длиной l_0 квантованных (дискретных) стоячих волн внутреннего ЭМП с указанными напряженностями магнитного H_{nv} и электрического E_{nz} полей являются процессы интерференции (наложения) вызывающих их когерентных волн тока проводимости $i_0(t)$ (электронных волн де Бройля) и электрического напряжения $u_0(t)$ для каждой моды из набора их чисел $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$, определяемой тем или иным значением квантованного продольного волнового числа

$k_{nz} = 2\pi/\lambda_{nz} = \pi n/l_0$ [16]. Кстати, в теории стоячих ЭМВ квантованную величину $\lambda_{nz}/2$ принято называть длиной стоячих волн ЭМП в линиях [20].

С учетом принятых допущений, результатов теоретических исследований автора в области волновых процессов продольного дрейфа свободных электронов в металле круглых цилиндрических проводов с переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ различных АВП [11, 14–16] и положений теории интерференции волн [20] для стоячих поперечных ЭМВ с квантованными напряженностями азимутального магнитного H_{nv} и аксиального электрического E_{nz} гармонических полей в приповерхностном слое ($r \rightarrow r_0$, см. рис. 1) металлических проводов исследуемой ДВЛ имеем:

$$H_{nv}(z, t) \approx 0,5\delta_{0m}r_0 \sin(k_{nz}z) \sin(2\pi f_0 t); \quad (2)$$

$$E_{nz}(z, t) \approx \delta_{0m}\gamma_0^{-1} \cos(k_{nz}z) \cos(2\pi f_0 t), \quad (3)$$

где $\delta_{0m} \approx I_{0m}/S_0$ – амплитуда плотности тока в металле (сплаве) проводов линии с удельной электропроводностью γ_0 ; I_{0m} – амплитуда аксиального электрического тока проводимости $i_0(t)$ в проводах ДВЛ; $k_{nz} = 2\pi/\lambda_{nz} = \pi n/l_0$ – квантованное продольное волновое число; $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$.

Следует отметить то, что мощность потока электромагнитной энергии, отнесенная к единице цилиндрической поверхности проводов исследуемой ДВЛ (по существу, вектор Пойнтинга P_n [1]), от стоячих поперечных ЭМВ, образованных указанными по (2) и (3) квантованными напряженностями ЭМП, действительно направлена от наружных цилиндрических поверхностей $S_c \approx 2\pi r_0 l_0$ проводов к ним внутрь. Прежде чем выполнить в рассматриваемом случае расчетную оценку величины P_n , укажем, что квантованные напряженности азимутального магнитного H_{nv} и аксиального электрического E_{nz} полей для приведенных стоячих ЭМВ в металле проводов ДВЛ сдвинуты согласно (2) и (3) по фазе на $\pi/2$. Причем напряженность электрического E_{nz} поля опережает по фазе напряженность магнитного H_{nv} поля на указанный угол $\pi/2$. Для сравнения заметим, что в неограниченной по толщине однородной проводящей среде с распространяющейся в ней обычной плоской поперечной ЭМВ при отсутствии в данной среде отраженных ЭМВ этот угол равен $\pi/4$ [2, 10]. В этом и заключается одно из основных отличий плоских стоячих поперечных ЭМВ в металле проводов ДВЛ с указанными напряженностями H_{nv} и E_{nz} от плоских обычных поперечных ЭМВ в проводящей среде и окружающей провода исследуемой ДВЛ воздушной среде, где рассматриваемый угол всегда равен

нулю [6, 17].

Из (2) и (3) видно, что в моменты времени $t = 0$, когда волны тока $i_0(t)$ или напряженности H_{nv} магнитного поля вдоль проводов ДВЛ оказываются равными нулю, волны напряжения $u_0(t)$ или напряженности E_{nz} электрического поля будут достигать своего максимального значения. В моменты же времени $t = (4f_0)^{-1}$, когда волны тока $i_0(t)$ или напряженности H_{nv} магнитного поля вдоль проводов ДВЛ достигают своего максимального значения, волны напряжения $u_0(t)$ или напряженности E_{nz} электрического поля оказываются равными нулю. Вдоль металлических проводов ДВЛ волны тока $i_0(t)$ или напряженности H_{nv} магнитного поля будут достигать своего максимума (согласно теории стоячих ЭМВ – пучности [20]) тогда, когда в (2) будет выполняться условие: $(k_{nz}z_n) = \pi/2$. Этому условию для координаты z_n будет соответствовать квантованное соотношение следующего вида:

$$z_n = \lambda_{nz} / 4 = l_0 / (2n). \quad (4)$$

Квантованным продольным координатам z_n по (4) металлических проводов ДВЛ для волн напряжения $u_0(t)$ или напряженности E_{nz} электрического поля по (3) будут соответствовать их минимумы или согласно теории стоячих ЭМВ – узлы [20] (рис. 2). Из вышеприведенного материала вытекает интересное электрофизическое положение: вдоль металлических проводов длиной l_0 рассматриваемой ДВЛ сила электрического тока проводимости $i_0(t)$ различных АВП для тех или иных продольных участков проводов будет разной. Соответствует ли такое положение современной теории электромагнетизма? Соответствует, и вот почему. Согласно теории поля Джеймса Максвелла [2, 17] полный электрический ток для всех сечений S_0 проводов ДВЛ, равный сумме тока проводимости (этот вид тока связан с дрейфом свободных электронов в металле проводов и электронными волнами де Бройля) и тока смещения в их металле (этот вид тока связан с изменяющейся во времени t внутри тела проводов напряженностью E_{nz} продольного электрического поля), должен быть соленоидальным (замкнутым и не допускающим пространственных разрывов). Поэтому в тех точках проводов линии, где будут находиться узлы (минимумы) волн тока проводимости $i_0(t)$ и соответственно минимумы его обычной плотности $\delta_0(t)$ (минимумы волн с напряженностью H_{nv} магнитного поля, см. рис. 2), значения плотности $\delta_s(t)$ тока смещения должны быть максимальными с тем или иным знаком («минусом» или «плюсом»). При этом значения

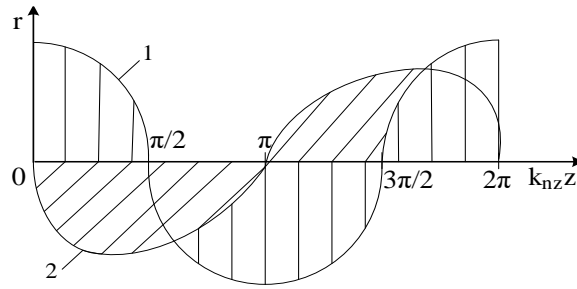


Рис. 2. Продольные волновые распределения, согласно (2) и (3), квантованных стоячих полувольт напряженностей продольного электрического $E_{nz}(z,t)$ и азимутального магнитного $H_{n\varphi}(z,t)$ полей на наружной поверхности ($r = r_0$) круглого металлического провода ДВЛ с переменным электрическим током проводимости $i_0(t)$ (1 – полувольты E_{nz} ; 2 – полувольты $H_{n\varphi}$).

волн электрического поля с напряженностью E_{nz} и напряжения $u_0(t)$ в этих точках проводов будут соответствовать их *пучностям* (максимумам). Максимумы волн тока проводимости $i_0(t)$ и его плотности $\delta_0(t)$ со знаком «плюс» или «минус» (*пучности* волн напряженности $H_{n\varphi}$ магнитного поля, см. рис. 2) при этом будут соответствовать минимумам волн напряженности E_{nz} электрического поля (их *узлам*), где значения плотности $\delta_s(t)$ тока смещения будут иметь свои наименьшие значения, равные нулю. Знаки (направления протекания в проводах линии) волн плотности $\delta_s(t)$ тока смещения будут определяться характером продольного изменения полувольт обычной плотности тока $\delta_0(t)$ в месте их перехода через нуль: если со знака «плюс» на «минус», то $\delta_s(t)$ будет положительной, а если со знака «минус» на «плюс», то отрицательной.

На каждом дискретном прямолинейном отрезке металлических проводов ДВЛ квантованной длиной $\lambda_{nz}/4 = l_0/(2n)$ в рассматриваемых стоячих волнах ЭМП, распределенных в их немагнитном металле, будет запасаться определенная электромагнитная энергия [21]. Эта энергия в соответствии с ее классическим законом сохранения [20] будет периодически переходить внутри проводов исследуемой ДВЛ из ее одного вида (например, энергии электрического поля с квантованной напряженностью E_{nz}) в другой (например, энергию магнитного поля с квантованной напряженностью $H_{n\varphi}$). Будет ли эта электромагнитная энергия передаваться по металлу проводов, а также от начала исследуемой ДВЛ к ее концу (от места подключения к ней источника напряжения (тока) к электрической нагрузке)? Ответ на данный принципиальный электротехнический вопрос может дать расчетное определение среднего за период колебаний $T_0 = 1/f_0$ тока проводимости $i_0(t)$ или напряжения $u_0(t)$ в металлических проводах ДВЛ квантованного значения, введенного нами выше и используемого вектора Пойнтинга P_n .

Исходя из (2), (3) и положений теории ЭМП [2, 20], для среднего за период колебаний $T_0 = 1/f_0$ тока (напряжения) в металлических проводах ДВЛ значения модуля вектора Пойнтинга P_n для стоячих ЭМВ в приповерхностном слое металла (сплава) проводов исследуемой ДВЛ можно записать:

$$P_n \approx 0,125\delta_{0m}^2\gamma_0^{-1}r_0f_0 \times \sin(2k_{nz}z) \int_0^{f_0^{-1}} \sin(4\pi f_0 t) dt \approx 0. \quad (5)$$

Полученное по (5) усредненное значение модуля вектора Пойнтинга P_n для ЭМП с квантованными напряженностями аксиального электрического E_{nz} и азимутального магнитного $H_{n\varphi}$ переменных полей, сосредоточенных при $r \rightarrow r_0$ в металле проводов конечных размеров рассматриваемой ДВЛ, однозначно указывает на то, что стоячие ЭМВ, описываемые (2) и (3), электромагнитную энергию как по металлу (сплаву) проводов ДВЛ, так и в целом от источника электрического напряжения (тока) к ее электрической нагрузке не переносят. Данный результат находится в полном согласовании с известными положениями теории стоячих ЭМВ [17, 21]. Поэтому можно говорить о том, что металлические провода ДВЛ выполняют лишь роль направляющих электромагнитных структур [2, 7], обеспечивающих посредством распространения бегущих ЭМВ в диэлектрике вдоль их наружных поверхностей адресную доставку потоков электромагнитной энергии от источника напряжения к ее потребителям (обоснование этому будет дано ниже). Кроме того, вышеприведенные результаты указывают на то, что, несмотря на принятый квазистационарный электромагнитный режим работы ДВЛ, в металле проводов всегда протекают квантованные волновые электромагнитные процессы, вызванные распространением в их материале продольных квантованных электронных полувольт де Бройля [17].

Что касается якобы передачи согласно [2] электромагнитной энергии в проводах ДВЛ с

электрическим аксиальным током проводимости $i_0(t)$ различных АВП от их наружных поверхностей внутрь металлической структуры проводов, которая тратится на тепловые (джоулевые) потери энергии в этих проводах, то следует отметить, что в соответствии с (5) такая передача электромагнитной энергии в проводах исследуемой ДВЛ отсутствует. В приповерхностном слое ($r \rightarrow r_0$) металла указанных проводов, заполненных по (2) и (3) стоячими поперечными ЭМВ, происходят лишь процессы преобразования электрической энергии в магнитную, и наоборот. Откуда же тогда берется энергия, вызывающая тепловые (джоулевые) потери энергии в металле проводов ДВЛ с аксиальным током проводимости $i_0(t)$? Ответ на данный вопрос дает нам современная квантовая теория электропроводности металлов [20]. Согласно этой теории, электрический ток проводимости в кристаллической структуре металла проводника с шагом своей решетки a_p представляет собой процесс распространения в нем (этом металле) электронных волн де Бройля той или иной длиной $\lambda_n = h/(m_e v_n)$, где v_n – скорость дрейфа коллективизированных свободных электронов металла проводника с массой покоя m_e [17]. Именно рассеяние электронных волн де Бройля длиной λ_n на ангармонических колебаниях узлов кристаллической решетки с шагом a_p металла проводника и вызывает появление в нем (проводнике) тепловых (джоулевых) потерь энергии. В [22] автором теоретически было показано, что в обычных проводниковых металлах и сплавах (например, меди, алюминии и стали), широко используемых в электроэнергетике и ВИТ, имеет место неравенство вида: $\lambda_n \gg a_p$. В этой связи в металлических проводах исследуемой ДВЛ будет наблюдаться слабое рассеяние дрейфующих свободных электронов на узлах кристаллической решетки их металла, приводящее к определенному нагреву.

В [14–16] теоретическим и экспериментальным путем было установлено, что процесс интерференции (наложения) в однородном металле немассивных (тонких в электромагнитном смысле [2]) круглых цилиндрических проводов радиусом r_0 и длиной l_0 с электрическим аксиальным током проводимости $i_0(t)$ различных АВП квантованных продольных когерентных электронных полувольт де Бройля длиной $\lambda_{nz}/2$ согласно (1) для каждого n из набора значений своих квантовых чисел $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$ приводит к возникновению в проводящей структуре таких проводов периодически расположенных вдоль их длины l_0 квантованных продольных волновых электронных пакетов (ВЭП). При этом каждый такой кванто-

ванный ВЭП длиной $\lambda_{nz}/2$ будет всегда содержать по одному относительно «горячему» длиной Δz_{nh} и одному относительно «холодному» длиной Δz_{nc} продольному участку (см. рис. 1). Причем применительно к рассматриваемой ДВЛ с электрическим током проводимости $i_0(t)$ линейные размеры подобных ВЭП проводов линии удовлетворяют равенству вида [3, 16]: $\lambda_{nz}/2 = (\Delta z_{nh} + \Delta z_{nc})$. При этом длина Δz_{nh} «горячего» участка провода ДВЛ определяется из фундаментального соотношения неопределенностей Гейзенберга в следующем приближенном виде [16]:

$$\Delta z_{nh} \approx e_0 n_{em} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}, \quad (6)$$

где $e_0 = 1,602 \times 10^{-19}$ Кл – модуль электрического заряда электрона [20]; n_{em} – усредненная объемная плотность свободных электронов в металле провода ДВЛ до протекания по нему тока $i_0(t)$.

В [10] были приведены известные из атомной физики соотношения для нахождения численных показателей величины n_{em} в проводах ДВЛ. Характерной особенностью указанных ВЭП для металлических проводов ДВЛ является то, что на их «горячих» продольных участках длиной Δz_{nh} из-за протекания в металле (сплаве) этих проводов волновых процессов и формирования в них согласно (2) и (3) приповерхностных стоячих ЭМВ будет происходить продольная локализация дрейфующих электронов, вызывающая на них (этих коротких по (6) зонах длиной $\Delta z_{nh} \approx 5,3$ мм для медных проводов при большой амплитуде $\delta_{0m} \approx 0,4$ кА/мм² плотности тока $i_0(t)$ в них) появление повышенной объемной электронной концентрации (плотности), равной для меди $n_{eh} \approx 22,75 \times 10^{28}$ м⁻³ (при $n_{em} \approx 16,86 \times 10^{28}$ м⁻³) [16]. Данная плотность n_{eh} дрейфующих электронов может существенно превышать (максимум в 3,5 раза) объемную плотность n_{ec} подобных электронов на «холодных» продольных участках длиной $\Delta z_{nc} \approx 101,4$ мм (при $\delta_{0m} \approx 0,4$ кА/мм²) для медных проводов ДВЛ со стоячими продольными полуволнами тока $i_0(t)$ длиной $\lambda_{nz}/2 \approx 106,7$ мм [16]. А раз так, то при этом и температура джоулевого нагрева «горячих» продольных участков указанных проводов ДВЛ будет существенно превышать (также максимум в 3,5 раза [16]) соответствующую температуру для «холодных» участков проводов ДВЛ.

Из приведенных данных видно, что протекание волновых электронных процессов в металлических проводах рассматриваемой ДВЛ с электрическим аксиальным током проводимости $i_0(t)$ различных АВП, обусловленных продольным дрейфом коллективизированных

свободных электронов их металла, приводит не только к формированию в металле проводов такой линии стоячих ЭМВ, описываемых соотношениями (2) и (3), но и к продольному перераспределению вдоль конечной длины l_0 данных проводов их основных носителей электричества – дрейфующих электронов. Из-за такого продольного перераспределения дрейфующих свободных электронов металла проводов ДВЛ вдоль них (этих проводов) возникает продольная периодическая тепловая макроструктура с шагом $(\Delta z_{nh} + \Delta z_{nc})$, содержащая относительно «горячие» длиной Δz_{nh} и относительно «холодные» длиной Δz_{nc} продольные участки, подробно описанные в [3, 16] и резко отличающиеся при малых длинах l_0 и больших уровнях амплитуды δ_{0m} плотности тока проводимости $i_0(t)$, характерных для аварийных режимов работы ДВЛ (режимы короткого замыкания (КЗ) и значительных токовых перегрузок в линии), своей температурой джоулева нагрева. В связи с тем, что вдоль металлических проводов длиной l_0 исследуемой ДВЛ устанавливаются согласно (2) и (3) и стоячие ЭМВ, не способные к продольной передаче вдоль проводов ДВЛ электромагнитной энергии, то обмена (передачи) тепловой энергии (как известно, в пространстве этот вид энергии (теплота) физически передается с помощью ЭМП в соответствующем частотном диапазоне [17]) в период существования в проводах квантованных продольных ВЭП (соответственно и стоячих ЭМВ) между «горячими» и «холодными» продольными участками проводов исследуемой ДВЛ происходить не будет. На правомерность этого электрофизического вывода указывают и результаты ряда высокотемпературных сильноточных экспериментов, выполненных в НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ» под руководством автора на мощном высоковольтном генераторе конденсаторного типа, формирующем в проводах ДВЛ аperiodические импульсы аксиального тока $i_0(t)$ временной формы 9 мс/160 мс, и направленных на опытное изучение продольных квантованных ВЭП, возникающих в оцинкованном стальном проводе ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм (толщина его покрытия); $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²; $I_{0m} \approx 745$ А; $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм; $\Delta z_{nc} \approx 156,5$ мм ($n = 1$); $n = 1,3,9$) [16, 23].

ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ СНАРУЖИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОДОВ ДВЛ С ТОКОМ ПРОВОДИМОСТИ $i_0(t)$

При принятых допущениях в случае плоских монохроматических линейно поляризованных поперечных ЭМВ, распространяющихся в

воздушной среде вблизи наружных поверхностей металлических проводов исследуемой ДВЛ вдоль положительного направления продольной оси OZ (см. рис. 1), для ее бегущих поперечных ЭМВ длиной λ_0 с E_{0x} - и H_{0y} - компонентами внешнего переменного ЭМП воспользуемся следующими приближенными электродинамическими соотношениями:

$$E_{0x}(z, t) \approx U_{0m} r_0^{-1} \sin(2\pi f_0 t - k_0 z); \quad (7)$$

$$H_{0y}(z, t) \approx U_{0m} r_0^{-1} (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} \times \\ \times \sin(2\pi f_0 t - k_0 z), \quad (8)$$

где U_{0m} – амплитуда электрического напряжения, подаваемого от его источника на металлические провода ДВЛ; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – продольное волновое число; $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная [17]; $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная [17].

В связи с используемым ограничением, связанным с отсутствием отраженных от электрической нагрузки ЭМВ в исследуемой ДВЛ, интерференции волн тока (напряжения) в этой однородной линии не будет, и гипотетически протекающий в ней волновой электромагнитный процесс будет характеризоваться неизменными во времени t АВП. Как известно, такой волновой процесс и называется в классической теории ЭМП бегущей волной [2, 19]. Из (7) и (8) видно, что указанные бегущие ЭМВ с напряженности электрического E_{0x} и магнитного H_{0y} переменных полей в рабочей воздушной среде между верхним и нижним токопроводами ДВЛ совпадают по фазе (синфазны). Амплитуды и нулевые значения напряженностей E_{0x} и H_{0y} в такой бегущей ЭМВ соответствуют друг другу.

Вектор Пойнтинга P_{0z} в данном случае (см. рис. 1) будет направлен вдоль металлических проводов ДВЛ от места подключения к ним источника высокого переменного (импульсного) электрического напряжения амплитудой U_{0m} к месту расположения электрической нагрузки линии. Для расчета среднего за период колебаний $T_0 = 1/f_0$ тока (напряжения) в проводах исследуемой ДВЛ значения модуля вектора Пойнтинга P_{0z} с учетом формул (7) и (8) можно использовать следующее выражение:

$$P_{0z} \approx U_{0m}^2 r_0^{-2} f_0 (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} \\ \int_0^{f_0^{-1}} \sin^2(2\pi f_0 t - k_0 z) dt. \quad (9)$$

После интегрирования в (9) для усредненного значения модуля вектора Пойнтинга P_{0z} получаем:

$$P_{0z} \approx 0,5 U_{0m}^2 r_0^{-2} (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2}. \quad (10)$$

Из (10) следует то, что принятые бегущие в воздухе вдоль наружных цилиндрических

поверхностей проводов конечных размеров (радиусом r_0 и длиной l_0) рассматриваемой ДВЛ плоские поперечные ЭМВ переносят от источника электрического напряжения (тока) к ее электрической нагрузке поток электромагнитной энергии. В принятом приближении мощность потока электромагнитной энергии, отнесенная к единице поперечных изоляционных поверхностей исследуемой ДВЛ, согласно (10) прямо пропорциональна квадрату амплитуды напряженности $E_{0xm} \approx U_{0m}/r_0$ электрического поля вблизи наружных поверхностей $S_c \approx 2\pi r_0 l_0$ немагнитных металлических проводов ДВЛ. Эти данные интересны и использованным для их получения методическим подходом, позволившим вкратце показать и наглядно описать процесс передачи электромагнитной энергии за счет бегущих ЭМВ вдоль газового диэлектрика металлического провода ДВЛ с переменным током проводимости $i_0(t)$.

Могут ли возникать стоячие ЭМВ в ДВЛ с металлическими проводами и током проводимости $i_0(t)$ в области окружающей ее рабочей воздушной среды? Да, могут, но только в редких случаях. Такими случаями являются режимы КЗ (*первый случай*) и холостого хода (*второй случай*) в ДВЛ, когда передача потоков электромагнитной энергии вдоль линии становится невозможной. Эти предельные (аварийные) случаи не являются предметом нашего рассмотрения. Они достаточно подробно были описаны в [18]. Остановимся далее на *третьем случае*, связанном с влиянием длины l_0 проводов ДВЛ и частоты f_0 ее тока $i_0(t)$ на возможность возникновения в ней стоячих ЭМВ. Из теории волновых электромагнитных процессов в ДВЛ известно, что для возникновения в ДВЛ стоячих ЭМВ необходимо выполнение следующего условия [24]: частота f_0 колебаний тока (напряжения) в линии должна соответствовать одной из собственных частот ДВЛ. Частоты же собственных колебаний линии определяются из условия размещения на дискретной длине l_{0m} проводов ДВЛ целого числа m длин полувольт ЭМП, равных в нашем случае $\lambda_0/2$. Математически это условие можно записать в виде:

$$l_{0m} = m\lambda_0 / 2 = mv_0 / (2f_0), \quad (11)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ – целое число; v_0 – скорость распространения ЭМП в рабочей воздушной среде ДВЛ.

Следует обратить внимание на то, что дискретное условие (11) математически похоже на ранее использованное нами квантовое условие (1) из [16], характерное для квантованных волновых электронных процессов применительно к продольным волнам (полувольтам) де

Бройля внутри металла проводов ДВЛ. Это обстоятельство может дополнительно указывать на правомерность принятого электрофизического подхода при изучении волновых электронных процессов внутри проводов ДВЛ и соотношения (1). Проведем далее численную оценку по (11) тех наименьших длин l_{01} проводов ДВЛ ($m = 1$), начиная с которых становится возможным появление в воздушной линии стоячих ЭМВ.

Для ДВЛ при $f_0 = 50$ Гц, обычно используемой в промышленной электроэнергетике, из (11) при $m = 1$ и скорости распространения в воздухе внешнего ЭМП вдоль металлических проводов рассматриваемой линии, равной $v_0 \approx 3 \times 10^8$ м/с [17], находим, что $l_{01} \approx 3 \cdot 10^6$ м (3000 км). Из-за высокой вероятности появления стоячих ЭМВ в ДВЛ с металлическими (обычно сталеалюминиевыми [13]) проводами такой критической длины l_{01} , нарушающих передачу от источника высокого переменного напряжения частотой $f_0 = 50$ Гц на расстояние потоков электромагнитной энергии, воздушные линии длиной $l_{01} \approx 3000$ км в промышленной электроэнергетике и не нашли практического применения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Для исследуемой однородной ДВЛ на основе системного рассмотрения электрофизической роли токонесущей и изоляционной частей ее металлических проводов конечных размеров (длиной l_0 и радиусом $r_0 \ll l_0$) с переменным (импульсным) аксиальным током проводимости $i_0(t)$ различных АВП показано, что в металлических проводах такой ДВЛ даже при выполнении условия $\lambda_0 \gg l_0$, когда длина λ_0 бегущих ЭМВ в воздушной среде вдоль проводов ДВЛ существенно превышает их длину l_0 , протекают волновые электромагнитные процессы, обусловленные квантованными (дискретными) стоячими продольными электронными полувольтами де Бройля длиной $\lambda_{nz}/2 \leq l_0$ и возникающими в металле (сплаве) проводов ДВЛ квантованными (дискретными) стоячими поперечными ЭМВ. Установлено, что данные стоячие поперечные ЭМВ не способны к передаче электромагнитной энергии как по толщине металлической структуры проводов ДВЛ, так и на расстояние вдоль нее и ДВЛ в целом.

2. Установлены и описаны в первом приближении основные особенности тепловых (джоулевых) потерь электромагнитной энергии в токонесущих частях (металлических проводах длиной l_0) исследуемой ДВЛ, вызванных слабым рассеянием на узлах кристаллической решетки металла (сплава) проводов ДВЛ продольных квантованных электронных полувольт де Бройля длиной $\lambda_{nz}/2 \leq l_0$.

3. Расчетным путем применительно к исследуемой ДВЛ показано, что процесс передачи в ней на расстояние электромагнитной энергии определяется бегущими поперечными ЭМВ в воздушной среде вдоль наружных поверхностей металлических проводов линии. В этой связи металлические провода ДВЛ выполняют роль лишь направляющих электромагнитных структур, обеспечивающих за счет этих бегущих в прилегающем к металлу (сплаву) проводов газовом диэлектрике поперечных ЭМВ адресную доставку потоков электромагнитной энергии от ее источника к ее потребителю.

4. Получено и проанализировано дискретное условие (11) возможного возникновения в рабочей воздушной среде исследуемой ДВЛ стоячих поперечных ЭМВ, вызванных совпадением частоты f_0 колебаний тока (напряжения) в рассматриваемой линии с одной из собственных частот ДВЛ и нарушающих передачу на расстояние вдоль такой ДВЛ потоков электромагнитной энергии.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тамм, И.Е., *Основы теории электричества*, М.: Наука, 1976. 616 с.
2. Нейман, Л.Р., Демирчян, К.С., *Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов в 2 томах*. Том 2, Л.: Энергоиздат, 1981. 416 с.
3. Марахтанов, М.К., Марахтанов, А.М., Периодические изменения температуры по длине стальной проволоки, вызванные электрическим током, *Вестник Московского гос. технич. унив. им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение*, 2003, № 1, с. 37.
4. Подольцев, А.Д., Кучерявая, И.Н., *Элементы теории и численного расчета электромагнитных процессов в проводящих средах*. Киев: Изд-во ИЭД НАН Украины, 1999. 363 с.
5. Кнопфель, Г., *Сверхсильные импульсные магнитные поля*, М.: Мир, 1972. 391 с.
6. Никольский, В.В., Никольская, Т.И., *Электродинамика и распространение радиоволн: Учебное пособие для вузов*. М.: Наука, 1989. 544 с.
7. Баранов, М.И., Полевая и цепная формулировки фундаментальной задачи о передаче электромагнитной энергии в системе «металлический провод – проводящая земля» с переменным электрическим током, *Электротехника і електромеханіка*, 2008, № 2, с. 59.
8. Аполлонский, С.М., Ерофеенко, В.Т., Импедансные граничные условия на анизотропных телах, *Электричество*, 1995, № 4, с. 68.
9. Баранов, М.И., Приближенные граничные условия для импульсного электромагнитного поля на поверхности изотропных проводящих тел, *Технічна електродинаміка*, 1996, № 6, с. 3.
10. Баранов, М.И., *Избранные вопросы электрофизики: Монография в 3 томах. Том 2, Книга 1: Теория электрофизических эффектов и задач*, Харьков: НТУ «ХПИ», 2009. 384 с.
11. Баранов, М.И., *Избранные вопросы электрофизики: Монография в 3 томах. Том 2, Книга 2: Теория электрофизических эффектов и задач*, Харьков: Точка, 2010. 407 с.
12. Батыгин, Ю.В., Лавинский, В.И., Хименко, Л.Т., *Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий*. Харьков: МОСТ – Торнадо, 2003. 288 с.
13. *Электротехнический справочник. Производство и распределение электрической энергии*. Том 3, Книга 1. Под общей ред. И.Н. Орлова. М.: Энергоатомиздат, 1988. 880 с.
14. Баранов, М.И., Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения электрического тока проводимости в проводнике, *Технічна електродинаміка*, 2007, № 1, с. 13.
15. Баранов, М.И., Квантово-волновая природа электрического тока в металлическом проводнике и ее некоторые электрофизические макропроявления, *Электротехніка і електромеханіка*, 2014, № 4, с. 25. doi: 10.20998/2074-272X.2014.4.05.
16. Баранов, М.И., Основные характеристики волнового распределения свободных электронов в тонком металлическом проводнике с импульсным током большой плотности, *Электричество*, 2015, № 10, с. 20.
17. Кузьмичев, В.Е., *Законы и формулы физики*. Отв. ред. В.К. Тартаковский. Киев: Наукова думка, 1989. 864 с.
18. <https://electrono.ru/glava-2/5-9-opredelenie-stoyachix-elektromagnitnyx-voln> .
19. <https://www.eduspb.com/node/1786> .
20. Яворский, Б.М., Детлаф, А.А., *Справочник по физике*, М.: Наука, 1990. 624 с.
21. <https://studopedia.su/6-27448-stoyachie-elektromagnitnie-volni.html> .
22. Баранов, М.И., Слабое и сильное рассеяние дрейфующих свободных электронов в металлическом проводнике с электрическим током проводимости, *Технічна електродинаміка*, 2010, № 3, с. 3.
23. Baranov, M.I., Local heating of electrical pathways of power electrical equipment under emergency conditions and overcurrents, *Russ. Electr. Eng.*, 2014, vol. 85, no. 6, p. 354. doi: 10.3103/s1068371214060030.
24. <https://studfile.net/preview/5156999/page:2>.

Summary

The results of the research related to the establishment of basic features of transmission and thermal (joule) losses of electromagnetic energy in a homogeneous two-wire overhead power line with the metallic wires of eventual sizes (by the radius of r_0 and length $l_0 \gg r_0$) and alternating (impulsive) electric current of conductivity of $i_0(t)$ of different peak-temporal parameters are presented. With the view of the quantum-wave nature of electric current of conductivity of $i_0(t)$, it was found that in the metallic wires of probed overhead lines there appear the standing transversal electromagnetic waves (EMWs) that cannot be transmitted at the distance of electromagnetic

energy. It is demonstrated that from a weak dispersion of the quantized longitudinal electronic de Broglie semi-waves on the crystalline lattice sites of a metal (alloy) of wires of the investigated line, the thermal losses of energy are spotted on those lattice sites. The features of the influence of the transversal EMWs in the air environment of the studied lines on the process of transmission in the overhead power lines at a distance of electromagnetic energy are established.

Keywords: two-wire overhead power line, electric current of conductivity in the wires of the line, progressive and standing electromagnetic waves, transmission and thermal losses of electromagnetic energy in the line