Особенности ионизации электронами атмосферного воздуха в высоковольтной двухэлектродной разрядной системе «стержень–плоскость» с сильным переменным электрическим полем повышенной частоты

М. И. Баранов

Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния» Национального технического университета «Харьковский политехнический институт», г. Харьков, 61013, Украина, e-mail: mixail2901mixail@gmail.com

Поступила в редакцию 26.12.2025
После доработки 27.07.2026
Принята к публикации 19.10.2026

Приведены результаты расчетного нахождения влияния частоты f_0 сильного переменного электрического поля на процесс ионизации атмосферного воздуха в длинном промежутке высоковольтной двухэлектродной разрядной системы (ДЭРС) «стержень–плоскость». Исследования выполнены при воздействии на электроды этой системы высокого переменного напряжения $U_{12}(t)$ повышенной частоты с диапазона 10 кГц ≤ f_0 ≤ 1 МГц. Получена функциональная зависимость от частоты f_0 для критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ переменного электрического поля в ДЭРС, которая определяет активную ионизацию молекул кислорода O_2 в воздушной зоне у ее электрода–стержня. Показано, что данная ионизация может происходить за счет энергии электромагнитного излучения, возникающего при вращении электронов со скоростью дрейфа v_{ed} по ларморовским кольцам радиусом r_{Lm} с циклотронной частотой $\omega_c >> f_0$ в индуцированном на них электрическом поле. Установлено, что при f_0 < 10 кГц основным электрофизическим механизмом этой ионизации является ударная ионизация электронами, ускоренными в сильном электрическом поле ДЭРС. При f_0 > 10 кГц сильное влияние на ионизацию этих молекул воздуха в ДЭРС начинает оказывать энергия указанного электромагнитного излучения. На основе предложенного нового подхода объяснено экспериментально подтвержденное существование в частотной зависимости разрядного напряжения $U_{dm}(f_0)$ узкой пограничной зоны с частотой f_0≈10 кГц, выше которой разрядное напряжение в исследуемой ДЭРС становится обратно пропорциональным частоте f_0.

Ключевые слова: двухэлектродная разрядная система, частота переменного напряжения, механизмы ионизации атмосферного воздуха, электрическая прочность воздушного промежутка, расчет

УДК 621.3.022: 621.396.6:533.93
https://doi.org/10.52577/eom.2026.62.5.01

ВВЕДЕНИЕ

В разнообразных высоковольтных электроустановках постоянного, переменного и импульсного электрического напряжения электроэнергетического и электротехнического назначения широкое практическое применение нашла воздушная изоляция, электрическая прочность которой сравнительно невелика и в однородном электрическом поле численно не превышает характерного уровня его напряженности, составляющего примерно E_{d0} ≈ 3 МВ/м [1–5]. По этой причине атмосферный воздух используется главным образом для наружной рабочей изоляции мощного силового электрооборудования, минимальные линейные размеры которой в области техники высоких напряжений (ТВН) и высоковольтной импульсной техники (ВИТ) составляют порядка l_{min} ≈ (1–30) м [2–5]. На практике указанные электроустановки в конструкциях своих основных силовых электротехнических устройств обычно содержат двухэлектродные разрядные системы (ДЭРС) с длинными воздушными промежутками минимальной длиной l_{min} с резко неоднородным сильным электрическим полем, электрическая прочность которых значительно меньше приведенного выше значения характерной напряженности E_{d0} ≈ 3 МВ/м [1, 6].

Вопросам выбора в высоковольтных ДЭРС с воздушными промежутками межэлектродных расстояний l_{min} ≥ 1 м, обеспечивающих их электрическую прочность при воздействии на них постоянных, переменных с промышленной частотой f_0 = 50 Гц колебаний во времени t и импульсных напряжений $U_{12}(t)$ различных амплитудно-временных параметров (АВП), было уделено повышенное внимание ученых-электротехников в ведущих странах мира [1–9]. При этом учитывалось много электрофизических факторов, влияющих на данный выбор рабочих изоляционных расстояний l_{min} в высоковольтной воздушной ДЭРС, в том числе [6–9]: вид и

полярность воздействующего на металлические электроды ДЭРС электрического напряжения $U_{12}(t)$; геометрическая форма электродов ДЭРС; степень неоднородности электрического поля в воздушном промежутке ДЭРС; физические свойства и параметры атмосферного воздуха в ДЭРС и др.

На сегодняшний день к числу малоизученных физико-технических задач в части электрической прочности воздушной изоляции мощных электроустановок высокого и сверхвысокого электрического напряжения в области ТВН, ВИТ и высоковольтной высокочастотной техники (ВВТ) [1, 6, 10, 11] относятся задачи исследования электрофизических механизмов и особенностей влияния частоты f_0 переменного напряжения $U_{12}(t)$, приложенного в силовых устройствах этих электро-установок к высоковольтной воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» с резко неоднородным электрическим полем в диапазоне 10 кГц $\leq f_0 \leq$ 1 МГц, на среднеквадратичное разрядное напряжение $U_{dm}(f_0)$ и усредненную пробивную напряженность электрического поля $E_{dm}(f_0)$ в подобной ДЭРС. Известно, что именно указанная выше геометрическая конфигурация металлических электродов ДЭРС определяет соответствующий инженерный выбор значений l_{min} и длинномерной воздушной изоляции в рассматриваемых областях высоковольтной электротехники в целом [2, 6–9]. Приведенные граничные значения частоты f_0 в указанном диапазоне ее изменения интересны тем, что согласно опытным данным [6, 9] при $f_0 \geq$ 10 кГц наблюдается резкое снижение электрической прочности воздушного промежутка в высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость», а частота f_0 = 1 МГц является наибольшей и характерной для высокочастотного диапазона ее изменения в современных областях ТВН, ВИТ и ВВТ [6, 7, 9, 10].

Отметим, что в последние годы вопросам получения в области ВВТ сильных высокочастотных электрических полей для электротехнологических целей и исследованиям влияния частоты f_0 колебаний высокого переменного напряжения $U_{12}(t)$, соответствующей общепринятым основным частотным диапазонам ее изменения [7, 10], на электроразрядные процессы в длинных воздушных промежутках ДЭРС с различной геометрией ее металлических электродов было посвящено значительное число работ [12–16]. Однако, несмотря на это, актуальные физико-технические вопросы электрической прочности длинных воздушных промежутков в ДЭРС в условиях воздействия на них переменного высокого и сверхвысокого высокочастотного электрического напряжения $U_{12}(t)$ требуют своего дальнейшего изучения.

Для решения данных актуальных задач в области ТВН, ВИТ и ВВТ, прежде всего, необходимо исследовать основные процессы ионизации электронами атмосферного воздуха в ДЭРС «стержень-плоскость» при воздействии на ее металлические электроды высокого переменного напряжения $U_{12}(t)$ повышенной частоты f_0 в диапазоне 10 кГц $\leq f_0 \leq$ 1 МГц. В [6–9, 17, 18] были основательно рассмотрены процессы ударной ионизации в ДЭРС с электродами канонических геометрических форм молекул (атомов) различных газов при тех или иных давлениях, включая атмосферный воздух, за счет их столкновения с электронами, ускоренными в ее сильном постоянном, переменном (f_0 = 50 Гц) и импульсном электрическом поле с различными АВП. Электрофизические процессы, связанные с возможной дополнительной ионизацией этих газов, используемых в указанной ДЭРС в качестве рабочей изоляции, за счет кругового движения в них электронов с циклотронной частотой $\omega_c >> f_0$ [6, 7] в ее сильном переменном электромагнитном поле (ЭМП) повышенной частоты f_0 с диапазона 10 кГц $\leq f_0 \leq$ 1 МГц и обусловленного им электромагнитного излучения, остались не рассмотренными.

Углубление научно-технических знаний в области электрической прочности длинных воздушных промежутков в ДЭРС «стержень–плоскость» с высоким переменным электрическим напряжением $U_{12}(t)$ повышенной частоты f_0 его изменения позволяет более рационально разрабатывать инженерные конструкции многих электроэнергетических и электрофизических устройств, применяемых в современной сфере ТВН, ВИТ и ВВТ с повышенной надежностью их функционирования в нормальных и аварийных режимах.

Цель статьи – приближенное расчетное определение влияния частоты f_0 изменения сильного переменного электрического поля в высоковольтной воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» на процесс ионизации атмосферного воздуха при воздействии на металлические электроды ДЭРС высокого переменного напряжения $U_{12}(t)$ повышенной частоты f_0 в диапазоне 10 кГц $\leq f_0 \leq$ 1 МГц.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим высоковольтную воздушную ДЭРС «стержень–плоскость» (см. рисунок), которая является одной из основных базовых разрядных систем в области ТВН, ВИТ и ВВТ и характеризуется наличием в своем длинном воздушном промежутке минимальной длиной

$l_{min} \geq 1$ м несимметричного резко неоднородного сильного электрического поля. Пусть данная ДЭРС с атмосферным воздухом содержит вертикально размещенный потенциальный электрод в виде круглого металлического стержня *1* радиусом r_0 с заостренным нижним краем, имеющим полусферическое закругление радиусом $r_c << r_0$, и заземленный плоский электрод *2* в виде горизонтально расположенной металлической плоскости, габаритные размеры которой значительно превышают минимальную длину l_{min} ее воздушного промежутка. Длина l_{min} соответствует длине прямой, проведенной от заостренного края электрода–стержня *1* по нормали к плоской поверхности заземленного электрода–плоскости *2*. Принимая, что в ДЭРС электрические потенциалы металлических электродов *1* и *2* равны соответственно $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2 \approx 0$, а находящийся между ними атмосферный воздух удовлетворяет нормальным физическим условиям [19], полагаем, что: давление газа составляет $P_a \approx (1{,}013 \pm 0{,}03)\times10^5$ Па; абсолютная температура газа – $T_a \approx (293{,}15 \pm 10)$ К; относительная влажность газа – $\gamma_a \approx (45 \pm 25)\%$. Считаем, что на электроды исследуемой ДЭРС «стержень–плоскость» воздействует высокое переменное напряжение $U_{12}(t) \approx \varphi_1(t) \approx U_{12m}\cos(2\pi f_0 t)$ повышенной частоты колебаний f_0 с диапазона 10 кГц $\leq f_0 \leq$ 1 МГц.

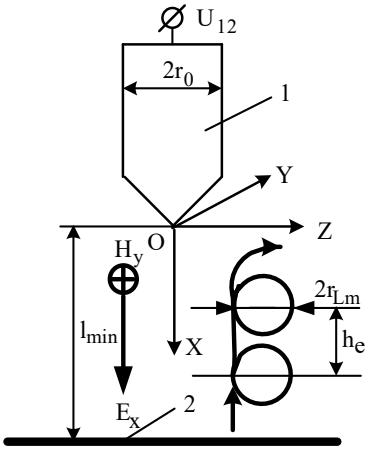
Для рассмотрения с инженерной точностью электродинамических процессов в длинном воздушном промежутке ДЭРС «стержень–плоскость» и особенно в его зоне, прилегающей к заостренному краю электрода−стержня с радиусом r_c его полусферического закругления, воспользуемся декартовой системой координат *XYZ*, начало которой в точке *O* привяжем к указанному краю круглого металлического стержня ДЭРС (см. рисунок). Учитывая, что геометрическая конфигурация исследуемой ДЭРС в зоне ее электрода−стержня с высоким переменным электрическим потенциалом $\varphi_1(t) \approx U_{12}(t)$ удовлетворяет вокруг оси *OX* условию осевой симметрии, то при рассмотрении распределения плоско-меридианного ЭМП, возникающего в данной напряженной полевой и критической с точки зрения начала предпробойных электроразрядных процессов зоне, ограничимся использованием в расчетных приближенных полевых оценках плоских монохроматических линейно поляризованных поперечных электромагнитных волн (ЭМВ).

В соответствии с законами электродинамики ЭМВ в воздушном промежутке ДЭРС при $f_0 = 1$ МГц с их минимальной длиной $\lambda_0 \approx c_0/f_0 \approx 300$ м, где $c_0 \approx 3\times10^8$ м/с – скорость света в вакууме [19], будут радиально распространяться от круглого электрода–стержня и оси *OX* вдоль оси *OZ* принятой нами системы координат. Так как в рассматриваемом случае выполняется неравенство вида $\lambda_0 >> l_{min}$, то электромагнитные процессы в ДЭРС будут протекать практически в квазистационарном режиме.

Считаем, что до начала подачи на активный электрод–стержень ДЭРС «стержень–плоскость» высокого переменного высокочастотного электрического напряжения $U_{12}(t)$ объемная плотность $\rho_0|_{t=0}$ свободных зарядов в воздушном промежутке ДЭРС практически отсутствует, а электрическая прочность межэлектродного длинного воздушного промежутка длиной $l_{min} \geq 1$ м в ДЭРС определяется возникновением в нем стримерно-лидерного перехода [6–9], наступающего при соответствующих значениях усредненной по его минимальной длине l_{min} пробивной напряженности $E_{dm}(f_0)$ электрического поля и среднеквадратичного пробивного напряжения $U_{dm}(f_0)$, удовлетворяющего приближенному оценочному соотношению вида: $E_{dm}(f_0) \times l_{min} \leq U_{dm}(f_0) \leq U_{12m}/(2)^{1/2}$.

Принимаем, что лавинно-стримерная стадия развития электроразрядных процессов в длинном воздушном промежутке ДЭРС определяется размножением в нем электронов за счет ударной ионизации под действием сильного ЭМП, которое возникает в этом промежутке из-за присутствия в ДЭРС высокого переменного напряжения $U_{12}(t)$, основных двухатомных молекул (например, кислорода O_2 и азота N_2 [19]) атмосферного воздуха [6, 7]. Причем эта ионизация воздушного промежутка в ДЭРС прямо пропорциональна дрейфовой скорости v_{ed} электронов в нем, которая будет направлена вдоль напряженности $E_x(z, t) = E_x$ сильного электрического поля (см. рисунок). Значение скорости v_{ed} дрейфа электронов в длинном воздушном промежутке ДЭРС может быть найдено из следующего расчетного соотношения [7]: $v_{ed} \approx e_0 E_x/(m_e \nu_m)$, где $e_0 = 1{,}602\times10^{-19}$ Кл, $m_e = 9{,}109\times10^{-31}$ кг – соответственно модуль заряда и масса покоя электрона [19], а $\nu_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ с$^{-1}$ – эффективная частота столкновений свободных электронов, ускоренных в ЭМП исследуемой ДЭРС «стержень–плоскость», с основными молекулами ее атмосферного воздуха. Согласно [7] в данной ДЭРС столкновения электронов с указанными молекулами смеси газов ее атмосферного воздуха будут характеризоваться соотношением вида: ν_m^2/f_0^2. Понимаем, что для ДЭРС в случае, когда $f_0 = 10^6$ Гц и $\nu_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ с$^{-1}$ [7], выполняется неравенство $\nu_m^2 >> f_0^2$. Поэтому в воздушном промежутке ДЭРС гармонические колебания

электронов с амплитудой $A_e << l_{min}$, составляющей $A_e \approx 0{,}5\pi^{-1}e_0E_x/(m_e\nu_m f_0)$ [7], будут носить дрейфовый характер. По этой причине дрейфующие электроны в нем (этом промежутке) станут вести себя почти как в постоянном электрическом поле с тем лишь отличием, что их движение во времени t будет «отслеживать» изменение с частотой $f_0 << \nu_m$ напряжения $U_{12}(t)$ в ДЭРС. При этом скорость ν_{ed} дрейфа электронов в сильном ЭМП исследуемой ДЭРС «стержень–плоскость» будет являться средней скоростью за время многих эффективных столкновений электронов с молекулами смеси газов ее воздуха, направленной вдоль действия на них электрической силы $F_e \approx e_0E_x(z, t)$ ее ЭМП [6, 7].



Общий вид высоковольтной воздушной ДЭРС «стержень–плоскость»: *1* – круглый металлический электрод−стержень радиусом r_0 с электрическим потенциалом $\varphi_1(t) \approx U_{12}(t)$ и заостренным нижним краем, имеющим полусферическое закругление радиусом $r_c << r_0$; *2* – заземленная металлическая плоскость с электрическим потенциалом $\varphi_2 \approx 0$.

Отметим, что при $\nu_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ с$^{-1}$ [7] и усредненной напряженности $E_x(z, t) \approx 2{,}4$ МВ/м сильного электрического поля в воздушном промежутке ДЭРС «стержень–плоскость» с положительной полярностью высокого переменного электрического напряжения $U_{12}(t)$ на ее электроде–стержне, соответствующей начальной напряженности E_{xi} ионизации атмосферного воздуха [7], скорость $\nu_{ed} \approx e_0E_{xi}/(m_e\nu_m)$ дрейфа электронов в длинном воздушном промежутке данной ДЭРС в зоне, где сконцентрировано ее сильное ЭМП, численно составляет примерно $\nu_{ed} \approx 1{,}42\times10^5$ м/с.

Принимаем, что в диапазоне изменения частоты $f_0 = (0{,}01-1)$ МГц высокого переменного напряжения $U_{12}(t)$ на металлических электродах исследуемой ДЭРС влиянием сил Гапонова-Миллера, приводящих к дополнительному дрейфу электронов в ее длинном воздушном промежутке с резко неоднородным сильным ЭМП, можно пренебречь [6, 7]. Отмечаем, что процессы фотоионизации основных молекул (атомов) атмосферного воздуха в этой ДЭРС, базирующиеся на квантах излучения от возбужденных плазменных микрообразований в головках анодонаправленных (отрицательных) и катодонаправленных (положительных) стримеров и влияющие на формирование в нем электроразрядных процессов, которые достаточно подробно были описаны в [6–9], не являются предметом нашего исследования. В этой связи влияние квантовой фотоионизации на электрическую прочность длинномерной воздушной изоляции высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» в рамках данной работы не рассматривается. Кроме того, исходя с аналогичных соображений, рассмотрение нами влияния туннельной ионизации смеси газов атмосферного воздуха в данной ДЭРС на развитие в ней электроразрядных процессов, которая определяется явлением туннельного эффекта, описывающим поведение атомных (субатомных) частиц вещества и возникающим обычно в его квантовых системах из-за волновой природы в них физических процессов [20], также опускаем.

Считаем, что появление электрического лидера в зоне полусферического закругления радиусом $r_c << r_0$ нижнего края потенциального электрода–стержня этой ДЭРС, характеризующейся повышенным уровнем напряженности $E_x(z, t)$ переменного электрического поля, инициируется стримерной короной с активного электрода–стержня ДЭРС при положительной полуволне подаваемого на него высокого переменного напряжения $U_{12}(t)$, для которой эта электрическая корона по сравнению с отрицательной полуволной напряжения $U_{12}(t)$ характеризуется своей наибольшей интенсивностью и наибольшим занимаемым ею вблизи потенциального металлического электрода–стержня ДЭРС объемом ее «чехла», заполненным нитевидными стримерными плазменными каналами короны в воздушном промежутке высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» [6, 21].

Полагаем, что с учетом минимальной длины $l_{min} \geq 1$ м воздушного промежутка в исследуемой высоковольтной ДЭРС и при принятых нами нормальных атмосферных условиях электроразрядные процессы в нем соответствуют правой ветви кривой Пашена [6–9], допускающей накопление объемного электрического заряда обеих полярностей в ее длинном разрядном промежутке.

Принимаем, что момент появления лидера в воздушной зоне, размещенной вблизи края с радиусом $r_c << r_0$ полусферического закругления электрода–стержня ДЭРС «стержень–

плоскость», соответствует времени t_d электрического пробоя длинного воздушного промежутка минимальной длиной l_{min} в ДЭРС с принятым высоким переменным напряжением $U_{12}(t)$, при котором его двухатомные молекулы кислорода O_2 за счет как электронных ударов, так и внутренних источников электромагнитного излучения приобретают энергию W_e, соответствующую энергии их ионизации $W_e \approx W_{i0} \approx 12{,}5$ эВ, которая является наименьшей среди основных молекул атмосферного воздуха [6, 7].

Необходимо в приближенном виде определить влияние частоты f_0 сильного переменного электрического поля в ДЭРС «стержень–плоскость» с длинным воздушным промежутком минимальной длиной $l_{min} \geq 1$ м на процесс ионизации атмосферного воздуха при воздействии на ее электроды высокого переменного напряжения $U_{12}(t)$ повышенной частоты f_0 с диапазона 10 кГц $\leq f_0 \leq$ 1 МГц.

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ДЛИННОГО ВОЗДУШНОГО ПРОМЕЖУТКА В ДЭРС

Согласно классической теории ЭМП первое и второе уравнения Максвелла в дифференциальной форме, которые описывают пространственно-временные изменения сильного переменного ЭМП в воздушной зоне ДЭРС «стержень–плоскость», прилегающей к потенциальному электроду–стержню со стороны ее длинного разрядного промежутка минимальной длиной $l_{min} \geq 1$ м, в принятой декартовой системе координат при указанных допущениях, когда компоненты векторов напряженностей этого ЭМП зависят только от одной переменной z и времени t, имеют вид [22, 23]:

$$-\frac{\partial H_y(z,t)}{\partial z} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_x(z,t)}{\partial t}, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial E_x(z,t)}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_y(z,t)}{\partial t}, \qquad (2)$$

где $E_x(z, t)$, $H_y(z, t)$ – компоненты напряженностей электрического и магнитного полей вдоль соответственно координатных осей OX и OY для плоско-меридианного сильного ЭМП в длинном воздушном промежутке рассматриваемой ДЭРС; $\varepsilon_0 = 8{,}854\times10^{-12}$ Ф/м, $\mu_0 = 4\pi\times10^{-7}$ Гн/м – электрическая и магнитная постоянные [19].

Уравнения (1) и (2) в принятом нами приближении при $\rho_0|_{t=0} \approx 0$ дополняются следующими граничными и начальными условиями для сильного переменного ЭМП, что распространяется вдоль оси OZ в воздушном промежутке высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость»:

$$E_x(0,t) = U_{12}(t)/r_c; \qquad (3)$$

$$H_y(z,t)|_{z\approx0} \approx U_{12}(t)/(r_c Z_0); \qquad (4)$$

$$E_x(z,0) = 0; \qquad (5)$$

$$H_y(z,0) = 0, \qquad (6)$$

где $Z_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$ – волновое сопротивление воздушного пространства длинного разрядного промежутка в ДЭРС.

В рассматриваемом электрофизическом случае начальные условия для сильного ЭМП в длинном воздушном промежутке высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» кроме (5) и (6) могут иметь также следующий вид:

$$E_x(z,0) = U_{12m}/r_c; \qquad (7)$$

$$H_y(z,0) = U_{12m}/(r_c Z_0), \qquad (8)$$

где U_{12m}– амплитуда высокого переменного высокочастотного напряжения $U_{12}(t)$, подаваемого на потенциальный металлический электрод–стержень исследуемой ДЭРС.

При аналитическом решении электродинамических уравнений (1) и (2) с краевыми условиями (3), (4), (7) и (8) используем принятый ранее гармонический закон изменения высокого переменного высокочастотного электрического напряжения $U_{12}(t) \approx U_{12m}\cos(2\pi f_0 t)$ на потенциальном электроде–стержне ДЭРС «стержень–плоскость» с разрядным воздушным промежутком длиной $l_{min} \geq 1$ м.

В случае указанной выше гармонической временной зависимости для электрического напряжения $U_{12}(t)$ на потенциальном электроде–стержне исследуемой ДЭРС, которая имеет также важное практическое значение и для других прикладных применений современной ВВТ [10, 24–26], приближенное решение рассматриваемой задачи для напряженностей электрического $E_x(z, t)$ и магнитного $H_y(z, t)$ полей в воздушной зоне вблизи металлического стержня-электрода данной ДЭРС можно записать в виде следующих электродинамических соотношений:

$$E_x(z,t) \approx U_{12m} r_c^{-1} \cos(k_0 z - 2\pi f_0 t), \qquad (9)$$

$$H_y(z,t) \approx U_{12m} r_c^{-1} (\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2} \cos(k_0 z - 2\pi f_0 t), \qquad (10)$$

где $k_0 = 2\pi f_0(\varepsilon_0\mu_0)^{1/2} = 2\pi/\lambda_0$ – продольное волновое число для плоской поперечной ЭМВ длиной λ_0.

При фиксированном значении координаты z расчетные выражения (9) и (10) описывают гармонические колебания с частотой f_0 напряженностей электрического $E_x(z, t)$ и магнитного $H_y(z, t)$ полей в рассматриваемой зоне ($x \approx 0$)

длинного воздушного промежутка ДЭРС «стержень–плоскость», испытывающей воздействие принятого высокого переменного высокочастотного напряжения $U_{12}(t)$. Такие колебания в электродинамике при отсутствии их отражения от окружающей эту высоковольтную воздушную ДЭРС среды называются плоскими поперечными «бегущими» ЭМВ [23, 26], в которых пространственно-временные изменения напряженности $E_x(z, t)$ сильного электрического поля синфазны соответствующим изменениям напряженности $H_y(z, t)$ магнитного поля в рассматриваемой ДЭРС.

При $x \geq 0$ с учетом (9), (10) и принятой геометрии металлических электродов воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» в первом приближении расчетные выражения для напряженностей электрического $E_x(x, z, t) \approx E_x(z, t)r_c(x+r_c)^{-1}$ и магнитного $H_y(x, z, t) \approx H_y(z, t)r_c(x+r_c)^{-1}$ полей в ней имеют вид:

$$E_x(x,z,t) \approx U_{12m}(x+r_c)^{-1}\cos(k_0 z - 2\pi f_0 t), \quad (11)$$

$$H_y(x,z,t) \approx U_{12m}(x+r_c)^{-1} \times \times(\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}\cos(k_0 z - 2\pi f_0 t). \quad (12)$$

Из (11) и (12) видно, что при $x = 0$ эти приближенные расчетные выражения для напряженностей $E_x(x, z, t)$ и $H_y(x, z, t)$ переходят в (9) и (10) для напряженностей $E_x(z, t)$ и $H_y(z, t)$ в исследуемой ДЭРС.

При $f_0 = 1$ МГц волновое число $k_0 = 2\pi f_0(\varepsilon_0\mu_0)^{1/2}$ в (11) и (12) принимает максимальное для этой частоты численное значение, равное примерно $k_0 \approx 0{,}021$ м$^{-1}$. Поэтому для $z \leq 1$ м влиянием безразмерного слагаемого $k_0 z \leq 0{,}021$ в аргументах полученных гармонических зависимостей для напряженностей электрического $E_x(x, z, t)$ и магнитного $H_y(x, z, t)$ полей в длинном воздушном промежутке ДЭРС «стержень–плоскость» на характер их волнового пространственного изменения вдоль координатной оси OZ в разрядном промежутке этой высоковольтной ДЭРС можно пренебрегать. Полагая в (11) и (12), что $k_0 z \approx 0$, для напряженностей $E_x(x, z, t)$ и $H_y(x, z, t)$ в длинном воздушном промежутке высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» в этом случае можно использовать их распределения в квазистационарном режиме, имеющие при $0 \leq z \leq 1$ м в ее наиболее напряженной с электромагнитной точки зрения воздушной зоне, где инициируются, развиваются и протекают ее электроразрядные процессы, приводящие к электрическому пробою воздушной изоляции данной ДЭРС, следующий упрощенный вид:

$$E_x(x,z,t)\big|_{z\approx 0} \approx E_x(x,t) \approx \approx U_{12m}(x+r_c)^{-1}\cos(2\pi f_0 t), \quad (13)$$

$$H_y(x,z,t)\big|_{z\approx 0} \approx H_y(x,t) \approx \approx U_{12m}(x+r_c)^{-1}(\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}\cos(2\pi f_0 t). \quad (14)$$

Из (13) и (14) следует, что при $U_{12m} \approx 1$ МВ и $r_c \approx 3$ мм амплитуды напряженностей для сильных электрического E_{xm} и магнитного H_{ym} полей вблизи края активного стержня воздушной ДЭРС ($x \approx 0$) будут численно равными примерно $E_{xm} \approx 3{,}33\times10^8$ В/м и $H_{ym} \approx 8{,}83\times10^5$ А/м (при $B_{ym} = \mu_0 H_{ym} \approx 1{,}1$ Тл). Видно, что этом случае компоненты напряженностей ЭМП в исследуемой ДЭРС удовлетворяют диапазону их изменения, относящемуся к области сильных электрических и магнитных полей [1, 4, 6].

ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ $H_y(x, t)$ ПЕРЕМЕННОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ДЛИННОМ ВОЗДУШНОМ ПРОМЕЖУТКЕ ДЭРС

Учитывая законы классической электродинамики [23, 26], на электроны, движущиеся вдоль компоненты напряженности $E_x(x,t)$ переменного электрического поля в длинном воздушном промежутке ДЭРС «стержень–плоскость» с ее сильным переменным высокочастотным ЭМП со скоростью v_{ed} дрейфа, будут действовать центростремительные силы Лоренца F_L, вызывающие их вращение по круговым орбитам с ларморовским радиусом $r_L \approx m_e v_{edr}/(e_0 B_y)$ и циклотронной частотой $\omega_c \approx e_0 B_y/m_e$ при линейной орбитальной скорости $v_{edr} \approx \omega_c r_L$ их вращательного движения, где $B_y = B_y(x, t) = \mu_0 H_y(x, t)$ – индукция переменного высокочастотного магнитного поля в исследуемой ДЭРС. Выполним оценку влияния частоты ν_m столкновений электронов с основными двухатомными молекулами смеси газов атмосферного воздуха в данной ДЭРС и их циклотронной частоты ω_c кругового вращения на ларморовских орбитах радиусом r_L в указанной воздушной зоне ее разрядного промежутка с напряженностями электрического $E_x(x, t) = E_x$ и магнитного $H_y(x, t) = H_y$ полей, описываемыми (13) и (14), на характер продольно-кругового движения и орбитальную скорость v_{edr} вращения дрейфующих электронов в рассматриваемой ДЭРС.

Используя введенные нами координатные оси OX и OZ (см. рисунок) и соответствующие им компоненты v_{edx} и v_{edz} указанной скорости $v_{edr} \approx (v_{edx}^2 + v_{edz}^2)^{1/2}$ движения электрона для проекций на указанные координатные оси слагаемых уравнения его дрейфового движения в плоскости XOZ, охватывающего силовые линии напряженности $H_y(x, t) = H_y$ переменного высокочастотного магнитного поля в ДЭРС и

записываемого в скалярной форме в виде $m_e dv_{ed}/dt = -e_0E_x - e_0v_{ed}\mu_0H_y - m_ev_{ed}v_m$, для установившегося состояния ($dv_{ed}/dt = 0$) можно получить следующие расчетные соотношения:

$$-e_0E_x + e_0v_{edz}\mu_0H_y - m_ev_{edx}v_m = 0, \quad (15)$$

$$e_0v_{edx}\mu_0H_y + m_ev_{edz}v_m = 0. \quad (16)$$

Из (15) и (16) для компонент v_{edx} и v_{edz} орбитальной скорости v_{edr} вращения электрона в переменном высокочастотном ЭМП воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» имеем:

$$v_{edx} = -\frac{e_0E_x}{m_ev_m}(1+\omega_c^2/v_m^2)^{-1}, \quad (17)$$

$$v_{edz} = \frac{e_0E_x\omega_c}{m_ev_m^2}(1+\omega_c^2/v_m^2)^{-1}. \quad (18)$$

Укажем, что полученные нами применительно к воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» с переменным высокочастотным ЭМП расчетные соотношения (17) и (18) соответствуют приведенным в [7] составляющим скорости дрейфа свободного электрона в скрещенных постоянных электрических и магнитных полях для двухмерной постановки соответствующей электромагнитной задачи.

Соотношения (17) и (18) позволяют определить скорость v_{edr} вращения электрона на орбитах ларморовским радиусом r_L с циклотронной частотой ω_c в наиболее напряженной из электромагнитных соображений части воздушного промежутка ДЭРС «стержень–плоскость» в виде:

$$v_{edr} \approx \sqrt{v_{edx}^2 + v_{edz}^2} \approx \frac{e_0E_x}{m_ev_m}(1+\omega_c^2/v_m^2)^{-1/2}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что при учете влияния напряженности $H_y(x, t) = H_y$ переменного высокочастотного магнитного поля исследуемой ДЭРС на дрейф в ее разрядном воздушном промежутке электронов от ударной ионизации молекул его газов линейная скорость v_{edr} вращательного движения электрона по сравнению со скоростью $v_{ed} \approx e_0E_x/(m_ev_m)$ его продольного дрейфа под действием только ее переменного электрического поля с частотой $f_0 << v_m$ [7] имеет иное направление и численное значение. При этом степень влияния переменного магнитного поля в данной ДЭРС на скорость v_{edr} вращательного движения электрона и соответственно на его скорость v_{ed} дрейфа в ее воздушном промежутке минимальной длиной $l_{min} \geq 1$ м будет определяться отношением ω_c^2/v_m^2. Чем выше магнитная индукция $B_y(x, t) = B_y$ в исследуемой ДЭРС, тем большей будет циклотронная частота ω_c и тем значительнее будет это влияние напряженности $H_y(x, t) = H_y$ на его движение. В случае, когда выполняется неравенства вида $\omega_c^2 << v_m^2$, линейная орбитальная скорость v_{edr} вращения электронов на окружностях с ларморовским радиусом r_L в разрядном воздушном промежутке ДЭРС «стержень–плоскость» становится практически равной указанной выше скорости $v_{ed} \approx e_0E_x/(m_ev_m)$ дрейфа электронов с учетом влияния на нее только одного электрического поля [6–9].

Принимая во внимание вышеизложенное, можно заключить, что ни столкновения с частотой v_m дрейфующих электронов в длинном воздушном промежутке исследуемой ДЭРС «стержень–плоскость» с указанными ранее основными двухатомными молекулами смеси газов его атмосферного воздуха, ни быстрое вращение вокруг линий магнитной индукции $B_y(x, t) = \mu_0H_y(x, t)$ в этой ДЭРС на круговых орбитах Лармора с радиусом r_L и с циклотронной частотой $\omega_c >> f_0$ ускоренных в ее сильном переменном высокочастотном ЭМП электронов не в состоянии разрушить их продольно-круговое движение, характеризующееся согласно (19) при $\omega_c^2 << v_m^2$ скоростью их дрейфа в длинном воздушном промежутке данной ДЭРС, равной $v_{ed} \approx v_{edr} \approx e_0E_x/(m_ev_m)$.

Выполненная расчетная оценка по формуле (19) скорости v_{edr} циклотронного вращения (дрейфа) электронов в рассматриваемой нами напряженной полевой воздушной зоне ДЭРС «стержень–плоскость» с учетом влияния на этот дрейф ее переменной магнитной индукции $B_y(x, t) \approx B_{ym}\cos(2\pi f_0 t)$ при исходных данных, численно равных для одного из описанных в [27] электрофизических случаев ($r_c \approx 3$ мм; $x \approx 3$ мм; $l_{min} \approx 1{,}5$ м; 1,25 кГц $\leq f_0 \leq$ 10 кГц; $U_{dm}(f_0) \approx U_{12m} \approx 616{,}7$ кВ; $B_{ym} \approx \mu_0U_{12m}Z_0^{-1}(x+r_c)^{-1} \approx 0{,}343$ Тл; $E_x \approx E_{xm} \approx U_{12m}/(x+r_c) \approx 102{,}8$ МВ/м; $\omega_c \approx 6{,}03\times10^{10}$ с$^{-1}$; $v_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ с$^{-1}$ [7]), показывает, что в этом прикладном применении рассматриваемой ДЭРС, для которого выполняется неравенство вида $\omega_c^2 << v_m^2$, значение скорости $v_{edr} \approx v_{ed} \approx e_0E_x/(m_ev_m)$ их дрейфа количественно составляет примерно $v_{ed} \approx 6{,}18\times10^6$ м/с. Эта скорость дрейфа электронов в длинном воздушном промежутке исследуемой ДЭРС по своему уровню соответствует известным в ТВН и ВИТ скоростям движения электронов в составе развитых электрических стримеров, возникающих в различных газовых средах [6–9].

Полученные нами результаты влияния переменной магнитной индукции $B_y(x, t)$ на характер движения электронов в длинном воздушном промежутке исследуемой ДЭРС «стержень–плоскость» с ее скрещенными

переменными высокочастотными электрическим и магнитным полями, определяемыми (13) и (14), позволяют в приближенном виде описать весьма сложную траекторию их продольно-кругового движения в ее атмосферном воздухе. Данная траектория движения в плоскости *XOZ* для отдельного электрона при $\omega_c^2 << \nu_m^2$ будет определяться как его ускоренным вращением со скоростью $\nu_{edr} \approx \nu_{ed}$ вокруг силовых линий переменной магнитной индукции $B_y(x, t) = \mu_0 H_y(x, t)$ в ДЭРС по кругу с усредненным ларморовским радиусом $r_{Lm} \approx (2)^{1/2} m_e \nu_{ed}/(e_0 B_{ym})$ под действием силы Лоренца $F_L \approx e_0 \nu_{ed} \mu_0 H_y(x, t)$, так и одновременно его продольным дрейфом к электродам ДЭРС со скоростью $\nu_{edr} \approx \nu_{ed}$ вдоль силовых линий напряженности $E_x(x, t)$ ее сильного переменного электрического поля под действием электрической силы $F_e \approx e_0 E_x(x, t)$. В результате такого сложного движения электрона в воздушном промежутке исследуемой ДЭРС его траектория в атмосферном воздухе будет описываться многовитковой структурой, схематически приведенной на рисунке для положительной полуволны переменного напряжения $U_{12}(t)$. При этом шаг h_e смещения вдоль оси *OX* ларморовских колец диаметром $d_L \approx 2r_{Lm}$ друг относительно друга для дрейфующего электрона в многовитковой структуре описываемой нами траектории его движения в сильном переменном ЭМП воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» будет определяться соотношением вида: $h_e \approx 2\pi\nu_{ed}/\omega_c \approx 2\pi e_0 E_x/(m_e \nu_m \omega_c)$.

При указанных выше параметрах электромагнитного воздействия на исследуемую ДЭРС ($f_0 \approx 10$ кГц; $E_x \approx E_{xm} \approx 102{,}8$ МВ/м; $B_{ym} \approx 0{,}343$ Тл; $\omega_c \approx 6{,}03\times10^{10}$ с$^{-1}$; $\nu_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ с$^{-1}$ [7]; $\nu_{ed} \approx 6{,}18\times10^{6}$ м/с; $r_{Lm} \approx 144{,}9$ мкм) шаг h_e смещения ларморовских колец вращения электрона в осциллирующем с принятой частотой f_0 ее сильном переменном ЭМП будет численно составлять $h_e \approx 643{,}9$ мкм. За длительность $T_0/2 \approx 0{,}5 f_0^{-1} \approx 50$ мкс первой полуволны переменного напряжения $U_{12}(t)$ в ДЭРС общее число N_{eL1} ларморовских колец его вращения усредненным радиусом $r_{Lm} \approx 144{,}9$ мкм с циклотронной частотой $\omega_c \approx 6{,}03\times10^{10}$ с$^{-1}$ в ее сильном ЭМП ($f_0 \approx 10$ кГц) с амплитудой магнитной индукции $B_{ym} \approx 0{,}343$ Тл составит около $N_{eL1} \approx 0{,}25\pi^{-1}\omega_c/f_0 \approx 4{,}8\times10^{5}$. Образование за столь короткое время $t = 0{,}5T_0 \approx 50$ мкс в разрядном воздушном промежутке этой ДЭРС такого большого числа N_{eL1} ларморовских колец с радиусом r_{Lm} только одним дрейфующим на них со скоростью $\nu_{edr} \approx \nu_{ed} \approx 6{,}18\times10^{6}$ м/с электроном способствует в дальнейшем реализации возможности электромагнитного излучения в его газовую среду от этих микроколец Лармора (электрических контуров) с током $i_{ei}(2\pi f_0 t)$. Причем данное высокочастотное электромагнитное излучение будет обеспечиваться за счет энергии сильного переменного высокочастотного ЭМП самой высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость».

Укажем, что описанная выше приближенная многовитковая траектория движения отдельного электрона в сильном переменном высокочастотном ЭМП воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» с разрядным промежутком минимальной длиной $l_{min} \geq 1$ м и высоким переменным электрическим напряжением $U_{12}(t) \approx U_{12m}\cos(2\pi f_0 t)$ соответствует приведенной в [6, рис. 6.8] схематической картине движения дрейфующего электрона в сильноионизированной плазме, на которую одновременно воздействуют внешние скрещенные постоянные электрические и магнитные поля.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ С ЛАРМОРОВСКИХ ОРБИТ ЦИКЛОТРОННОГО ВРАЩЕНИЯ ДРЕЙФУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДЭРС

В соответствии с положениями классической электродинамики [10, 26] электрические контуры-кольца с изменяющимся во времени t с частотой f_0 электрическим током $i_e(2\pi f_0 t)$ являются источником ЭМВ. Причем мощность электромагнитного излучения этими контурами сильно зависит от данной частоты f_0 и прямо пропорциональна величине f_0^4 [10, 23]. Применительно к решаемой электрофизической задаче, связанной с электроразрядными процессами в воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» с высоким переменным высокочастотным напряжением $U_{12}(t) \approx U_{12m}\cos(2\pi f_0 t)$, такими электрическими контурами, непосредственно размещенными в атмосферном воздухе ее длинного разрядного промежутка ($l_{min} \geq 1$ м), могут служить многочисленные ларморовские кольца усредненным радиусом r_{Lm} с дрейфующими на них со скоростью $\nu_{edr} \approx \nu_{ed}$ электронами.

Как будет показано ниже, в данных ларморовских кольцах протекают гармонические электрические токи $i_{ei}(2\pi f_0 t)$, определяемые соотношением следующего вида: $i_{ei}(2\pi f_0 t) \approx I_{eim}\sin(2\pi f_0 t)$, где $I_{eim} \approx 0{,}5\pi^{-1} e_0 \omega_c$ – амплитуда индукционного тока в ларморовском кольце с усредненным радиусом r_{Lm}. Видно, что амплитуда I_{eim} тока в этом кольце Лармора прямо пропорциональна циклотронной частоте $\omega_c >> f_0$, которая определяется амплитудой $B_{ym} \approx \mu_0 H_{ym}$ магнитной индукции, составляющей по (14) для ДЭРС примерно $B_{ym} \approx \mu_0 U_{12m}(x+r_c)^{-1} Z_0^{-1}$. Для усредненного радиуса r_{Lm} ларморовского кольца при его характерном диаметре порядка $d_L \approx 0{,}25$ мм [6], расположенного в плоскости *XOZ* (см. рисунок), перпендикулярной вектору магнитной индукции $B_y(x, t) \approx B_{ym}\cos(2\pi f_0 t)$ в ДЭРС «стержень–

плоскость», и соответствующего ее среднеквадратичному значению $B_{ym0} = B_{ym}/(2)^{1/2}$, с учетом (13), (14) и (19) при $\omega_c^2 << v_m^2$ можно записать следующее приближенное расчетное соотношение:

$$r_{Lm} \approx \sqrt{2} m_e v_{ed} (x + r_c) Z_0 (e_0 \mu_0 U_{12m})^{-1}, \qquad (20)$$

где $v_{ed} \approx e_0 E_{xm0}/(m_e \nu_m)$ – скорость дрейфа электронов в расчетной воздушной зоне ДЭРС; $E_{xm0} \approx E_{xm}/(2)^{1/2} \approx U_{12m}(x+r_c)^{-1}(2)^{-1/2}$ – среднеквадратичное значение напряженности $E_x = E_x(x, t)$ электрического поля в расчетной зоне воздушного промежутка ДЭРС «стержень–плоскость».

При выборе геометрических параметров расчетной цилиндрической зоны (ее радиуса R_0 и длины L_0) в воздушном промежутке ДЭРС, примыкающей к ее потенциальному электроду–стержню, будем исходить из того, что амплитуда $U_{12m} \approx 1$ МВ переменного высокочастотного электрического напряжения $U_{12}(t)$ является характерной для высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» с длинным воздушным промежутком, минимальная длина l_{min} которого составляет $l_{min} \geq 1$ м. Исходя из уровня начальной напряженности $E_{xm} \approx 2{,}4$ МВ/м электрического поля, при котором в атмосферном воздухе ДЭРС для частоты $f_0 \leq 10$ кГц начинается его ионизация электронными ударами [6–9] и образование в этой зоне разрядного воздушного промежутка ДЭРС «затравочных» электронов, для длины $L_0 \approx x_0$ при $U_{12m} \approx 1$ МВ получаем численное значение, составляющее около $L_0 \approx U_{12m}/E_{xm} \approx 0{,}42$ м.

Кроме того, учитывая приведенные в [6] опытные данные, относящиеся к электрической прочности воздушной изоляции в ДЭРС «стержень–плоскость» ($l_{min} \leq 1$ м) в исследуемом частотном диапазоне 10 кГц $\leq f_0 \leq 1$ МГц изменения частоты f_0 ее высокого переменного напряжения $U_{12}(t)$, принимаем, что значение радиуса $R_0 \approx z_0 \approx 0{,}3$ м в первом приближении будет отвечать необходимым электрофизическим условиям (например, достижению при $f_0 = 1$ МГц уровня критической напряжённости $E_{xmk} \approx 0{,}25$ МВ/м электрического поля) для приближенного выбора в ДЭРС размеров ее расчетной воздушной зоны, при которых в ней при $U_{dm}(f_0)/E_{xmk} \leq R_0$ возможна активная ионизация атмосферного воздуха в разрядном промежутке исследуемой ДЭРС. В подтверждение такого выбора расчетного параметра R_0 укажем, что согласно [6] при $f_0 = 1$ МГц, $l_{min} = 1$ м, $E_{xmk} \approx 250$ кВ/м и $U_{dm}(f_0) \approx 72$ кВ для численного значения R_0 в принятом приближении имеем: $R_0 \approx U_{dm}(f_0)/E_{xmk} \approx 0{,}29$ м.

Важной характеристикой для дальнейших расчетных выкладок будет являться производная $\partial B_y(x, t)/\partial t$ для магнитной индукции $B_y(x, t) = \mu_0 H_y(x, t)$, которая с учетом (14) принимает следующий вид:

$$\frac{\partial B_y(x,t)}{\partial t} \approx -2\pi\mu_0 U_{12m}(x + r_c)^{-1} \times \times Z_0^{-1} f_0 \sin(2\pi f_0 t). \qquad (21)$$

В соответствии с законом электромагнитной индукции Фарадея [22, 23] в ларморовском кольце радиусом r_{Lm} вращения электрона со скоростью $v_{ed} \approx v_{edr} \approx e_0 E_{xm0}/(m_e \nu_m)$ его дрейфа в атмосферном воздухе ДЭРС, которое пронизывает перпендикулярно плоскости кругового движения этого электрона ее переменное магнитное поле с напряженностью $H_y(x, t)$, будет возникать вихревое индукционное электрическое поле (ИЭП) с напряженностью $E_{ir}(x, t)$, вектор которой будет направлен по касательной к окружности ларморовского кольца вращения электрона. При этом величина этой напряженности $E_{ir}(x, t)$ вихревого электрического поля в ДЭРС описывается следующим выражением:

$$E_{ir}(x,t) = -0{,}5 r_{Lm} \frac{\partial B_y(x,t)}{\partial t}. \qquad (22)$$

После подстановки (20) и (21) в (22) для напряженности $E_{ir}(x, t)$ вихревого ИЭП в ларморовском кольце радиусом r_{Lm} в окончательном виде получаем следующее расчетное соотношение:

$$E_{ir}(z,t) \approx \pi\sqrt{2} m_e e_0^{-1} v_{ed} f_0 \sin(2\pi f_0 t). \qquad (23)$$

Из (23) видно, что индуктируемая в ларморовском кольце с усредненным по (20) радиусом r_{Lm} вращения электрона вокруг силовых линий магнитной индукции $B_y(x, t)$ в расчетной воздушной зоне объемом $V_0 = \pi R_0^2 L_0$ напряжённость $E_{ir}(x, t)$ вихревого ИЭП во времени t изменяется по гармоническому закону с частотой f_0 сильного переменного ЭМП в исследуемой ДЭРС. При этом ее амплитуда $E_{irm} \approx \pi(2)^{1/2} m_e e_0^{-1} v_{ed} f_0$ прямо пропорциональна скорости $v_{ed} \approx v_{edr}$ дрейфа электрона на рассматриваемом кольце его ускоренного вращения с циклотронной частотой ω_c и частоте f_0 изменения напряженности $E_x(x, t)$ сильного переменного высокочастотного электрического поля, генерируемого в длинном воздушном промежутке ДЭРС «стержень–плоскость» за счет подачи на ее металлические электроды высокого переменного высокочастотного электрического напряжения $U_{12}(t)$. Для указанного в [27] случая ($r_c \approx 3$ мм; $x \approx 3$ мм; $l_{min} \approx 1{,}5$ м; 1,25 кГц $\leq f_0 \leq 10$ кГц; $U_{12m} \approx 616{,}7$ кВ; $B_{ym0} \approx B_{ym}/(2)^{1/2} \approx \mu_0 U_{12m} Z_0^{-1}(x+r_c)^{-1}(2)^{-1/2} \approx 0{,}242$ Тл;

$E_{xm} \approx U_{12m}(x+r_c)^{-1} \approx 102{,}8$ МВ/м; $\omega_c \approx 4{,}27\times10^{10}$ с$^{-1}$; $\nu_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ с$^{-1}$ [7]) при $E_{xm0} \approx E_{xm}/(2)^{1/2} \approx 72{,}7$ МВ/м, $v_{ed} \approx 4{,}32\times10^6$ м/с и $r_{Lm} \approx 102{,}5$ мкм амплитуда E_{irm} напряженности ИЭП в ларморовском кольце вращения с дрейфующим электроном будет по (23) численно составлять примерно $E_{irm} \approx 1{,}1$ В/м. Видим, что эта амплитуда напряженности E_{irm} для ИЭП в кольце Лармора радиусом r_{Lm} по (20) относится к диапазону слабых электрических полей [4, 28].

Несмотря на столь низкий уровень напряженности $E_{ir}(x,\ t) \approx E_{irm}\sin(2\pi f_0 t)$ ИЭП на круговой ларморовской орбите вращения с линейной скоростью $v_{edr} \approx v_{ed}$ и циклотронной частотой $\omega_c >> f_0$ электрона из-за действия на него электрической силы $F_{ei} \approx e_0 E_{ir}(x,\ t)$ данный электрон будет все же получать от сильного переменного ЭМП в исследуемой воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» небольшую дополнительную электромагнитную энергию $W_{ir}(x,\ t)$, мощность $P_{ir}(x,\ t)$ которой определяется следующим соотношением: $P_{ir}(x,\ t) \approx e_0 E_{ir}(x,\ t) v_{ed}$. Тогда с учетом (23) выражение для данной мощности $P_{ir}(x,\ t)$ ускорения дрейфующего электрона принимает вид:

$$P_{ir}(x,t) \approx \pi\sqrt{2} m_e v_{ed}^2 f_0 \sin(2\pi f_0 t). \qquad (24)$$

Согласно (24), чем выше будут значения скорости v_{ed} дрейфа электрона и частоты f_0 напряжения $U_{12}(t)$ на электродах ДЭРС, тем большие значения будет принимать мощность $P_{ir}(x,t)$ его ускорения. При $v_{ed} \approx 4{,}32\text{x}10^6$ м/с и частоте $f_0 = 150$ кГц, которую использовал в области ВВТ всемирно известный сербско-американский электротехник Н. Тесла в своих сверхвысоковольтных (при $U_{12m} \geq 1$ МВ) высокочастотных (при $f_0 \geq 0{,}15$ МГц) экспериментах с применением для них длинных воздушных промежутков в ДЭРС и резонансных трансформаторов напряжения с оригинальными катушками (трансформаторов Тесла) [29], наибольшее значение $P_{irm} \approx \pi(2)^{1/2} m_e v_{ed}^2 f_0$ мощности ускорения в ИЭП по (24) дрейфующего электрона на ларморовской орбите радиусом r_{Lm} по (20) составляет около $P_{irm} \approx 11{,}32\times10^{-12}$ Дж/с ($7{,}06\times10^7$ эВ/с). Из (24) видно, что при $f_0 = 0$ (случай применения в ДЭРС постоянного электрического напряжения U_{12}) мощность ускорения $P_{ir}(x,\ t)$ электрона на ларморовской орбите, даже при использовании в ДЭРС скрещенного постоянного магнитного поля [7], будет отсутствовать.

Отметим, что энергия $W_{ir}(x,\ t) \approx 2\pi P_{ir}(x,\ t)\omega_c^{-1}$, приобретаемая электроном за один оборот на ларморовской орбите вращения с циклотронной частотой ω_c в условиях действия на него ИЭП с напряженностью $E_{ir}(x,\ t)$ по (23), будет расходоваться как на его эффективные столкновения с основными молекулами атмосферного воздуха, так и на электромагнитное излучение в окружающую эту круговую орбиту газовую среду длинного разрядного промежутка ДЭРС. При $v_{ed} \approx 4{,}32\times10^6$ м/с, $f_0 = 150$ кГц и $\omega_c \approx 4{,}27\times10^{10}$ с$^{-1}$ среднеквадратичное значение W_{ir0} этой электромагнитной энергии $W_{ir}(x,\ t)$ за время $t = T_0 = f_0^{-1}$ принимает значение, численно равное примерно $W_{ir0} \approx \pi(2)^{1/2} P_{irm}/\omega_c \approx 7{,}4$ мэВ. Полная энергия W_{ir0N} ускорения электрона на его общем числе $N_{eL2} \approx 0{,}5\pi^{-1}\omega_c/f_0 \approx 45\times10^3$ излучающих колец Лармора радиусом $r_{Lm} \approx 102{,}5$ мкм за время $t = f_0^{-1} \approx 6{,}67$ мкс будет равной $W_{ir0N} \approx W_{ir0}\times N_{eL2} \approx 333$ эВ.

Следует указать на то, что описанный выше в общих чертах процесс электродинамического ускорения электронов на ларморовских орбитах в атмосферном воздухе высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» будет много в чем аналогичен известному в ядерной физике высоких энергий процессу в вакуумной камере ускорителя электронов индукционного типа – бетатрона [30]. При этом общим физическим признаком для этих прикладных случаев применения электронов является то, что ускорение электронов в них осуществляется в вихревом электрическом поле, которое «бежит» вдоль круговых путей их электродинамического ускорения. В нашем случае это вихревое ИЭП является слабым, а в классическом бетатроне – сильным за счет использования в нем мощного электромагнита с полюсными наконечниками [30]. Существенные отличия этих прикладных случаев заключаются в том, что в ДЭРС «стержень–плоскость» ускорение электронов происходит в атмосферном воздухе на ларморовских микроорбитах радиусом r_{Lm} по (20) в сотни *мкм* до низких энергий (долей эВ на одном его обороте и сотен эВ за $t = T_0 = f_0^{-1}$ в целом), а в мощном ускорителе электронов бетатроне – в вакууме специальной камеры на макроорбитах радиусом в десятки *см* до высоких энергий (сотен МэВ [30]).

Учитывая (23) и то, что электромагнитные колебания в разрядном воздушном промежутке исследуемой ДЭРС индукционного электрического и магнитного полей для «бегущего» по круговой орбите ларморовского кольца с усредненным микрорадиусом r_{Lm} по (20) дрейфующего электрона всегда синфазны, временная зависимость для электрического тока $i_{ei}(2\pi f_0 t)$ на данном кольце-электрическом контуре будет иметь следующий приближенный аналитический вид:

$$i_{ei}(2\pi f_0 t) \approx 0{,}5\pi^{-1} e_0 \omega_c \sin(2\pi f_0 t). \qquad (25)$$

Используя приведенные в [23] результаты расчетного определения удельного потока энергии электромагнитного излучения от замкнутого электрического контура (рамочной антенны) с переменным электрическим током $i_e(2\pi f_0 t)$, изменяющимся во времени t с частотой f_0 его колебаний по синусоидальному закону, для усредненной плотности мощности P_{r1} излучения (Вт/м^2) от одного элементарного ларморовского кольца-контура усредненным радиусом r_{Lm} по (20) с его электрическим током $i_{el}(2\pi f_0 t) \approx I_{eim}\sin(2\pi f_0 t)$ согласно (25), возникающего в принятой расчетной воздушной зоне объемом $V_0 = \pi R_0^2 L_0$ разрядного промежутка высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость», имеем:

$$P_{r1} \approx 4\pi^4 r_{Lm}^2 I_{eim}^2 f_0^4 (3\varepsilon_0 c_0^5)^{-1}. \qquad (26)$$

Учитывая (26), образование одним электроном за длительность $T_0 \approx f_0^{-1}$ периода изменения переменного напряжения $U_{12}(t)$ в ДЭРС общего числа $N_{eL2} \approx 0{,}5\pi^{-1}\omega_c/f_0$ излучающих ларморовских колец-электрических контуров радиусом r_{Lm}, наличие общего числа $N_{rS} \approx \pi R_0^2 L_0 n_e$ прямоугольных поверхностей электромагнитного излучения при размере $S_{r1} \approx R_0 L_0$ каждой из них, размещенных в плоскости XOZ (см. рисунок) объема $V_0 = \pi R_0^2 L_0$ расчетной воздушной зоны в ДЭРС с плотностью дрейфующих электронов n_e (м$^{-3}$) в нем, для определения усредненного значения общей энергии W_{rN} электромагнитного излучения в расчетном объеме V_0 воздушного промежутка ДЭРС с указанных поверхностей как минимум с одним прибывающим на каждой из них вращающимся по ларморовской орбите электроном за время $t = f_0^{-1}$, приходящейся от всех находящихся в объеме V_0 электронов на одну находящуюся в этом газовом объеме V_0 исследуемой ДЭРС ионизируемую молекулу кислорода O_2 (при плотности n_0 (м$^{-3}$) этих молекул в атмосферном воздухе ДЭРС), получаем формулу:

$$W_{rN} \approx P_{r1} N_{eL2} S_{r1} N_{rS} n_e (f_0 n_0)^{-1}. \qquad (27)$$

Тогда при энергии ионизации W_{i0} принятых молекул кислорода O_2 в атмосферном воздухе длинного разрядного промежутка высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» из равенства $W_{rN} \approx W_{i0}$ с учетом (27) для определения амплитуды $E_{xmk}(f_0)$ критической напряженности переменного высокочастотного электрического поля в исследуемой ДЭРС, обеспечивающей при заданной частоте f_0 из указанного диапазона 10 кГц $\le f_0 \le$ 1 МГц ее изменения активную ионизацию рассматриваемых двухатомных молекул кислорода O_2, имеем следующее приближенное расчетное соотношение:

$$E_{xmk}(f_0) \approx \frac{2 m_e \nu_m}{\pi e_0^2 n_e f_0 L_0} \left(\frac{3 n_0 \varepsilon_0 c_0^5 W_{i0}}{\omega_c R_0^3} \right)^{1/2}. \qquad (28)$$

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА КРИТИЧЕСКОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ $E_{xmk}(f_0)$ ПЕРЕМЕННОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ДЭРС

Из (28) следует, что расчетное значение критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ электрического поля в наиболее напряженной с электромагнитной точки зрения воздушной зоне, примыкающей к потенциальному металлическому электроду–стержню высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость», обратно пропорцио-нально частоте f_0 изменения высокого переменного электрического напряжения $U_{12}(t)$, приложенного к ее металлическим электродам. Остановимся на нахождении по (28) численных значений рассматриваемой напряженности $E_{xmk}(f_0)$ при варьировании в ДЭРС как частоты f_0 колебаний сильного переменного высокочастотного электрического поля с напряжённостью $E_x(x, t)$ по (13) в принятом диапазоне 10 кГц $\le f_0 \le$ 1 МГц, так и циклотронной частоты ω_c вращения электронов на ларморовских орбитах усредненным радиусом r_{Lm} в характерных пределах 10^9 с$^{-1} \le \omega_c \le 10^{11}$ с$^{-1}$, которые отражают соответствующие уровни амплитуды $B_{ym} = \mu_0 H_{ym}$ переменной магнитной индукции по (14) в исследуемой ДЭРС. Остальные параметры, входящие в (28), при $L_0 \approx 0{,}42$ м и $R_0 \approx 0{,}3$ м примем неизменными и примерно равными [6, 7]: $\nu_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ с$^{-1}$; $n_e \approx 6{,}2\times10^{20}$ м$^{-3}$; $n_0 \approx 8{,}76\times10^{18}$ м$^{-3}$; $W_{i0} \approx 20{,}02\times10^{-19}$ Дж (12,5 эВ [19]). Численные значения в (28) мировых физических констант e_0, m_e, ε_0 и c_0 соответствуют общепринятым справочным данным [19]. В таблице приведены рассчитанные по (28) значения критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ сильного переменного электрического поля в высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» при принятых выше ее параметрах и условиях протекания в ней электроразрядных процессов.

Полученное расчетное соотношение (28) учитывает в первом приближении влияние частоты f_0 колебаний в диапазоне 10 кГц $\le f_0 \le$ 1 МГц сильного переменного высокочастотного электрического поля с напряжённостью $E_x(x, t)$ по (13) в исследуемой высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» на ионизацию двухатомных молекул кислорода O_2 атмосферного воздуха в ее разрядном промежутке. В основе этого влияния лежит внутреннее высокочастотное электромагнитное излучение от вращающихся с циклотронной частотой ω_c, удовлетворяющей неравенству вида

Таблица. Результаты расчета по (28) амплитуды $E_{xmk}(f_0)$ критической напряженности переменного электрического поля в воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» для различных частот f_0 высокого переменного электрического напряжения $U_{12}(t)$ и циклотронной частоты ω_c вращения электронов на ларморовских орбитах

Частота f_0, кГц	Амплитудное значение критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ переменного электрического поля в ДЭРС, МВ/м				
	Циклотронная частота ω_c в ДЭРС, c^{-1}				
	10^9	$5x10^9$	10^{10}	$5x10^{10}$	10^{11}
10	166,3	74,4	52,6	23,5	16,6
30	55,4	24,8	17,5	7,84	5,54
100	16,6	7,44	5,26	2,35	1,66
300	5,54	2,48	1,75	0,784	0,554
1000	1,66	0,744	0,526	0,235	0,166

$f_0 << \omega_c << \nu_m$, на многочисленных ларморовских орбитах усредненным радиусом r_{Lm} по (20) дрейфующих в длинном разрядном воздушном промежутке ДЭРС электронов. Для сравнения полученных по (28) результатов расчета критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ переменного высокочастотного электрического поля в исследуемой ДЭРС «стержень–плоскость» с известными электрофизическими данными приведем приближенное расчетное соотношение, определяющее при 50 Гц $\le f_0 \le$ 10 кГц выбор амплитуды E_{xmk} критической напряженности электрического поля в высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» с длинным воздушным промежутком ($l_{min} \ge$ 1 м), характерной для ударной ионизации дрейфующими электронами указанных молекул атмосферного воздуха в ее разрядном промежутке [31]:

$$E_{xmk} \approx e_0^{-1} \nu_m (m_e W_{i0})^{1/2}. \qquad (29)$$

Укажем, что согласно (29) при $\nu_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ c^{-1} [7] и $W_{i0} \approx 20{,}02\times10^{-19}$ Дж [6] указанная критическая напряженность E_{xmk} низкочастотного электрического поля оказывается численно равной около $E_{xmk} \approx$ 24,9 МВ/м. Кстати, при таком значении напряженности E_{xmk} электрического поля в воздушной зоне, прилегающей к заостренному краю потенциального металлического электрода–стержня исследуемой высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» [27, 31], скорость $v_{ed} \approx e_0 E_{xmk}/(m_e \nu_m)$ дрейфа электронов в зоне активной ионизации электронными ударами атмосферного воздуха ее длинного разрядного промежутка будет составлять примерно $v_{ed} \approx 1{,}48\times10^6$ м/с. Такое численное значение этой скорости v_{ed} их дрейфа удовлетворяет ее известным уровням в развитых электрических стримерах, возникающих в различных газах ДЭРС высоковольтного электрооборудования [6–9].

Из численных данных приведенной таблицы видно, что при изменении циклотронной частоты ω_c в интервале (10^{10}–10^{11}) c^{-1}, которому соответствует диапазон 0,05 Тл $\le B_{ym} \le$ 0,5 Тл изменения амплитуды $B_{ym} = \mu_0 H_{ym}$ переменной магнитной индукции $B_y(x, t)$ по (14) в ДЭРС (изменения амплитуды напряжения U_{12m} в ДЭРС при этом соответствуют диапазону 0,9 МВ $\le U_{12m} \le$ 9 МВ), для f_0 = 10 кГц численные значения амплитуды $E_{xmk}(f_0)$ критической напряженности низкочастотного электрического поля в ДЭРС «стержень–плоскость» из найденного по (28) диапазона 52,6 МВ/м $\ge E_{xmk}(f_0) \ge$ 16,6 МВ/м ее изменения будут соответствовать определенной по (29) амплитуде критической напряженности $E_{xmk} \approx$ 24,9 МВ/м электрического поля, характерной для низкочастотного диапазона 50 Гц $\le f_0 \le$ 10 кГц [6–9, 31] и обеспечивающей активную ударную ионизацию электронами молекул кислорода O_2 в составе атмосферного воздуха длинного разрядного промежутка в высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость». Это обстоятельство может указывать на работоспособность предлагаемого нами нового электрофизического подхода к углубленному изучению особенностей ионизации смеси газов атмосферного воздуха в этой высоковольтной ДЭРС и соответственно расчетного соотношения (28).

Согласно полученным результатам расчета по (28) амплитуды $E_{xmk}(f_0)$ критической напряжённости электрического поля при изменении (например, для $\omega_c = 5\times10^{10}$ c^{-1}) в ДЭРС частоты f_0 переменного напряжения $U_{12}(t)$ в диапазоне 10 кГц $\le f_0 \le$ 1 МГц значения $E_{xmk}(f_0)$ изменяются примерно с 23,5 МВ/м до 235 кВ/м (см. таблицу). Такое изменение значений критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ электрического поля с увеличением частоты f_0 переменного электрического напряжения $U_{12}(t)$ на металлических электродах ДЭРС будет вызывать усиление ионизационных процессов в атмосферном воздухе вблизи потенциального электрода–стержня исследуемой ДЭРС при пониженных уровнях на нем напряжения $U_{12}(t)$. Следствием этого будет являться снижение значений среднеквадратичного разрядного напряжения $U_{dm}(f_0)$ и усредненной пробивной напряженности $E_{dm}(f_0)$ электрического поля в такой ДЭРС, приводящее к уменьшению

электрической прочности длинного воздушного промежутка высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость». При этом в соответствии с полученным расчетным соотношением (28) для критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ рассматриваемые зависимости пробивной напряженности $E_{dm}(f_0)$ и разрядного напряжения $U_{dm}(f_0)$ в воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» будут носить обратно пропорциональный характер от частоты f_0 ее высокого переменного высокочастотного напряжения $U_{12}(t)$. Приведенные в [6] экспериментальные данные для зависимости разрядного напряжения $U_{dm}(f_0)$ воздушных промежутков минимальной длиной $l_{min} \leq 1$ м в ДЭРС «стержень–плоскость» при нормальных атмосферных условиях от частоты f_0 подтверждают такую частотную закономерность в изменениях указанного пробивного напряжения $U_{dm}(f_0)$. Причем эти частотные изменения для опытного разрядного напряжения $U_{dm}(f_0)$ в данной ДЭРС, носящие практически обратно пропорциональную зависимость от частоты f_0, начинают явно проявляться с частоты $f_0 \approx 10$ кГц воздействующего на ее металлические электроды переменного напряжения $U_{12}(t)$.

Данные расчетов по (28) при $\omega_c \leq 5\times10^{10}$ с$^{-1}$ амплитудных значений критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ электрического поля в ДЭРС «стержень–плоскость» указывают на то, что именно при $f_0 < 10$ кГц значения $E_{xmk}(f_0)$ начинают существенно превышать амплитуду $E_{xmk} \approx 24{,}9$ МВ/м критической напряженности электрического поля по (29), характерную для активной ударной ионизации электронами молекул кислорода O_2 в смеси газов атмосферного воздуха ДЭРС. Такая особенность в ионизации атмосферного воздуха в ДЭРС может указывать на то, что для частот $f_0 < 10$ кГц сильного переменного электрического поля с напряженностью $E_x(x, t)$ по (13) в ее длинном разрядном промежутке определяющим механизмом в ионизации его молекул кислорода O_2 является ударная ионизация их ускоренными в этом поле электронами с выполнением неравенства вида $E_{xmk} < E_{xmk}(f_0)$, а при $f_0 > 10$ кГц превалирующим механизмом в их ионизации становится ионизация этих молекул воздуха за счет энергии внутреннего электромагнитного излучения, возникающего при вращательном движении дрейфующих электронов по ларморовским орбитам радиусом r_{Lm} по (20) с циклотронной частотой $\omega_c >> f_0$, при котором выполняется неравенство вида $E_{xmk}(f_0) < E_{xmk}$ (см. таблицу).

ВЫВОДЫ

1. Разработан новый электрофизический механизм влияния частоты f_0 колебаний высокого переменного напряжения $U_{12}(t) \approx U_{12m}\cos(2\pi f_0 t)$ в диапазоне 10 кГц $\leq f_0 \leq$ 1 МГц ее изменения, подаваемого на металлические электроды высоковольтной воздушной ДЭРС «стержень–плоскость», на процесс ионизации двухатомных молекул кислорода O_2 в смеси газов атмосферного воздуха ее длинного разрядного промежутка минимальной длиной $l_{min} \geq 1$ м. Данный механизм базируется на возникновении в воздушной зоне с сильным переменным резко неоднородным высокочастотным ЭМП, примыкающей к потенциальному металлическому электроду–стержню этой ДЭРС, ларморовских круговых орбит усредненным радиусом r_{Lm} вращательного движения с циклотронной частотой $\omega_c >> f_0$ дрейфующих в этой зоне со скоростью v_{ed} электронов, приобретающих за счет появления на этих круговых орбитах их движения слабого ИЭП с его напряженностью E_{ir} дополнительную электромагнитную энергию W_{ir} при мощности P_{ir} их электродинамического ускорения, расходуемую на эффективные столкновения частотой ν_m с основными молекулами ее атмосферного воздуха и внутреннее высокочастотное электромагнитное излучение в окружающую эти орбиты их вращения газовую среду исследуемой ДЭРС.

2. Расчетным путем показано, что при $\omega_c^2 << \nu_m^2$ линейная скорость v_{edr} вращения электронов с циклотронной частотой ω_c на ларморовских орбитах с усредненным радиусом r_{Lm} в длинном разрядном воздушном промежутке ДЭРС «стержень–плоскость» становится практически равной скорости $v_{ed} \approx e_0 E_{xm0}/(m_e \nu_m)$ дрейфа электронов с учетом влияния на нее только одного сильного переменного высокочастотного электрического поля со среднеквадратичным значением E_{xm0} его напряженности $E_x(x, t) \approx U_{12m}(x+r_c)^{-1}\cos(2\pi f_0 t)$ в воздушной зоне, примыкающей к потенциальному металлическому электроду–стержню этой ДЭРС с радиусом r_c закругления его края.

3. В приближенном виде с учетом влияния генерируемой в однородной воздушной среде длинного разрядного промежутка высоковольтной ДЭРС «стержень–плоскость» с волновым сопротивлением $Z_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$ переменной магнитной индукции $B_y(x, t) \approx \mu_0 U_{12m} Z_0^{-1}(x+r_c)^{-1}\cos(2\pi f_0 t)$ описана сложная траектория продольно-кругового движения дрейфующего со скоростью v_{ed} электрона в ее атмосферном воздухе, имеющая многовитковую структуру, содержащую охватывающие силовые линии переменного высокочастотного магнитного поля данной ДЭРС окружности ларморовским усредненным радиусом r_{Lm}, продольно смещаемые с шагом $h_e \approx 2\pi v_{ed}/\omega_c$ друг относительно друга вдоль направления электро-

динамического действия на электрон указанной напряженности $E_x(x, t)$ сильного переменного высокочастотного электрического поля в разрядном промежутке ДЭРС.

4. Выполненные приближенные расчеты усредненного значения удельной энергии W_{rN} внутреннего электромагнитного излучения от общего числа ларморовских колец-электрических контуров усредненным радиусом r_{Lm} с индукционным током $i_{ei}(2\pi f_0 t) \approx 0{,}5\pi^{-1} e_0 \omega_c \sin(2\pi f_0 t)$, возникающих в расчетном цилиндрическом объеме V_0 воздушной зоны ДЭРС «стержень–плоскость» с плотностью в нем дрейфующих электронов n_e, отнесенной к находящимся в этом воздушном объеме V_0 ДЭРС двухатомным молекулам кислорода O_2 с плотностью n_0, позволили определить расчетную амплитуду $E_{xmk}(f_0)$ критической напряженности переменного электрического поля в исследуемой ДЭРС, обеспечивающую при заданной частоте f_0 колебаний из принятого диапазона 10 кГц $\le f_0 \le$ 1 МГц ее изменения возможность активной ионизации указанных молекул кислорода O_2 данным электромагнитным излучением. Показано, что частотная зависимость для этой критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ носит обратно пропорциональный характер от частоты f_0. Из анализа результатов расчета значений критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ переменного электрического поля в ДЭРС «стержень–плоскость» в зависимости от частоты f_0 высокого переменного напряжения $U_{12}(t)$ из указанного диапазона ее изменения при варьировании значений циклотронной частоты ω_c в установленном интервале $(10^{10}–10^{11})$ с$^{-1}$ вытекает, что при $f_0 =$ 10 кГц найденные значения критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$, отвечающие диапазону ее изменения 52,6 МВ/м $\ge E_{xmk}(f_0) \ge$ 16,6 МВ/м, практически соответствуют известному значению амплитуды $E_{xmk} \approx$ 24,9 МВ/м критической напряженности электрического поля, характерному для частотного диапазона 50 Гц $\le f_0 \le$ 10 кГц и обеспечивающему активную ударную ионизацию электронами выбранных двухатомных молекул кислорода O_2 в составе атмосферного воздуха из принятого расчетного цилиндрического объема V_0 длинного разрядного промежутка, примыкающего к потенциальному электроду–стержню ДЭРС.

5. Установлено, что полученная на основе предлагаемого электрофизического механизма влияния частоты f_0 в диапазоне 10 кГц $\le f_0 \le$ 1 МГц изменения сильного переменного электрического поля в воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» на процесс ионизации атмосферного воздуха ее длинного разрядного промежутка, определяющий его электрическую прочность, расчетная частотная зависимость для критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ переменного электрического поля в данной высоковольтной ДЭРС соответствует известным экспериментальным данным для зависимости разрядного напряжения $U_{dm}(f_0)$ в ней от частоты f_0 переменного электрического напряжения $U_{12}(t)$ при минимальных длинах $l_{min} \le$ 1 м ее разрядного воздушного промежутка.

6. На основе полученных результатов расчета для циклотронной частоты $\omega_c \le 5\times10^{10}$ с$^{-1}$ значений критической напряженности $E_{xmk}(f_0)$ переменного электрического поля в высоковольтной воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» впервые показано, что при $f_0 <$ 10 кГц в ее длинном разрядном промежутке определяющим электрофизическим механизмом в ионизации двухатомных молекул кислорода O_2 его атмосферного воздуха является их ударная ионизация ускоренными в ее сильном переменном резко неоднородном электрическом поле с напряженностью $E_x(x, t)$ дрейфующими электронами, при котором выполняется неравенство вида $E_{xmk} < E_{xmk}(f_0)$, а при $f_0 >$ 10 кГц превалирующим электрофизическим механизмом в их ионизации становится ионизация этих молекул атмосферного воздуха за счет энергии внутреннего высокочастотного электромагнитного излучения в исследуемой ДЭРС, возникающего при вращательном движении дрейфующих электронов по многочисленным ларморовским орбитам усредненным радиусом r_{Lm} с циклотронной частотой $\omega_c >> f_0$ в слабом индукционном переменном электрическом поле с напряженностью $E_{ir}(x, t)$ и локально сосредоточенного в ее промежутке, при котором выполняется неравенство вида $E_{xmk}(f_0) < E_{xmk}$.

7. Возникновение в частотной зависимости разрядного напряжения $U_{dm}(f_0)$ в воздушной ДЭРС «стержень–плоскость» для различных длин l_{min} ее разрядного промежутка узкой пограничной зоны, прилегающей к частоте $f_0 \approx$ 10 кГц и разделяющей ее на две области в функции от частоты f_0 переменного напряжения $U_{12}(t)$, связано со степенью проявления на них для атмосферного воздуха ее разрядного промежутка указанных двух электрофизических механизмов ионизации его молекул кислорода O_2. Именно граничная частота $f_0 \approx$ 10 кГц и определяет эти две области прикладного применения для двух данных механизмов ионизации смеси газов атмосферного воздуха в исследуемой ДЭРС.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Украины (бюджетная тема № 0125U001617).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бржезицький, В.О., Білий, І.В., Бойко, М.І., Гуль, В.І., и др., *Техніка і електрофізика високих напруг: Навчальний посібник* (Техника и электрофизика высоких напряжений: Учебное пособие) / За ред. В.О. Бржезицького, В.М. Михайлова. Харків: НТУ «ХПІ»−Торнадо, 2005. 930 с.
2. Александров, Г.Н., *Установки сверхвысокого напряжения и охрана окружающей среды: Учебное пособие для вузов*. Л.: Энергоатомиздат, 1989. 360 с.
3. Бейер, М., Бек, В., Меллер, К., Цаенгль, В., *Техника высоких напряжений: теоретические и практические основы ее применения.* Пер. с нем. под ред. В.П. Ларионова. М.: Энергоатомиздат, 1989. 555 с.
4. Дашук, П.Н., Зайенц, С.Л., Комельков, В.С., Кучинский, Г.С., и др., *Техника больших импульсных токов и магнитных полей*. Под ред. В.С. Комелькова. М.: Атомиздат, 1970. 472 с.
5. Рикетс, Л.У., Бриджес, Дж.Э., Майлетта, Дж., *Электромагнитный импульс и методы защиты,* Пер. с англ. под ред. Н.А. Ухина. М.: Атомиздат, 1979. 328 с.
6. Бортник, И.М., Белогловский, А.А., Верещагин, И.П., Вершинин, Ю.Н., и др., *Электрофизические основы техники высоких напряжений: Учебник для вузов*, Под общей ред. И.П. Верещагина. М.: Издательский дом МЭИ, 2010. 704 с.
7. Райзер, Ю.П., *Физика газового разряда*. М.: Наука, 1987. 592 с.
8. Базелян, Э.М., Райзер, Ю.П., *Искровой разряд*. М.: МФТИ, 1997. 320 с.
9. Дьяков, А.Ф., Бобров, Ю.К., Сорокин, А.В., Юргеленас, Ю.В., *Физические основы электрического пробоя газов*. М.: Изд-во МЭИ, 1999. 400 с.
10. Григорьев, А.Д., *Электродинамика и техника СВЧ*. М.: Высшая школа, 1990. 335 с.
11. Мак-Дональд, А., *Сверхвысокочастотный пробой в газах*. Пер. с англ. М.: Мир, 1969. 205 с.
12. Batenin, V.M., and Klimovski, I.I., *Superhigh Frequency Generators of Plasma*. Boca Raton, FL (USA): CRC Press Publ., 1994. 276 p.
13. Hu, H.M., Yang, Y., Lu, W., and Zhao, G.P., Electrical tree simulation based on the self-organization criticality, *JPEE Journal,* 2013, vol. 5, no.48, p.1273.
    doi: https://doi.org/10.4236/epe.2013.54B241.
14. *Plasma Technology, Microwave Excited Plasmas,* Ed. M. Moisan and J. Pelletier. Science Plubishers B.V. Amsterdam-London-New York-Tokyo, Elsevier Publ., vol. 4. 1992. 540 p.
15. Aliev, Yu.M., Schluter, H., and Shivarova, A., *Guidet-Wave-Produced Plasmas. Springer Series on Atomic and Plasma Physics (SSAOPP)*, vol. 24, Springer Link Publ., 2000, 292 p.
16. Nijdam, S., Teunissen, J., and Ebert, U., The Physics of Streamer Discharge Phenomena. *Plasma Sources Sci. Technol*, 2000, vol.29, no.10, art. ID 103001.
    doi: https://doi.org/10.1088/1361-6595/abaa05.
17. Мик, Дж., Крэгс, Дж., *Электрический пробой в газах.*/ Пер. с англ. под ред. В.С. Комелькова. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 605 с.
18. Ретер, Г., *Электронные лавины и пробой в газах.* Пер. с англ. под ред. В.С. Комелькова. М.: Мир, 1968, 390 с.
19. Кухлинг, Х., *Справочник по физике,*/ Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина. М.: Мир, 1982. 520 с.
20. Вакарчук, І.О., *Найпростіші задачі квантової механіки. Квантова механіка* (Простейшие задачи квантовой механики. Квантовая механика), Том 4. Львів: Вид-во ЛНУ ім. І. Франка, 2012. 872 с.
21. Богатенков, И.М., Иманов, Г.М., Кизеветтер, В.Е., Костенко, М.В., и др., *Техника высоких напряжений. Учебное пособие для вузов*. Под ред. Г.С. Кучинского. СПб.: Изд-во ПЭИПК, 1998. 700 с.
22. Максвелл, Дж.К., *Избранные сочинения по теории электромагнитного поля*. М.: Гостехиздат, 1954. 687 с.
23. Кузьмичев, В.Е., *Законы и формулы физики.* Отв. ред. В.К. Тартаковский. Киев: Наукова думка, 1989. 864 с.
24. Баранов, М.І., *Вибрані питання електрофізики: Монографія у 4 томах. Том 4: Ефекти взаємодії фізичних тіл з полями і струмами* (Избранные вопросы электрофизики: Монография в четырех томах. Том 4: Эффекты взаимодействия физических тел с полями и токами), Харьков: «ФОП Панов А.М.», 2023. 552 с.
25. Baranov, M.I., Peculiarities of transfer and heat losses of electromagnetic energy in the two-wire overhead line with alternating electric conduction current, S*urf. Eng. Appl. Electrochem.*, 2023, vol.59, no.6, p. 816.
    doi: https://doi.org/10.3103/S1068375523060042.
26. Никольский, В.В., Никольская, Т.И., *Электродинамика и распространение радиоволн: Учебное пособие для вузов*. М.: Наука, 1989. 544 с.
27. Baranov, M.I., The Amplitude-Time Characteristics of Electrical Breakdown in Long Air Gaps of a Point-to-Plane Double-Electrode Discharge System by a Switching Aperiodic High-Voltage Pulse. *Surf. Eng. Appl. Electrochem.*, 2025, vol. 61, no. 6, p. 912.
    doi: https://doi.org/10.3103/S1068375525700991.
28. Кнопфель, Г., *Сверхсильные импульсные магнитные поля,* Пер. с англ. Ф.А. Николаева, Ю.П. Свириденко. М.: Мир, 1972. 391 с.
29. Tilbury, Mitch, *The ultimate Tesla coil design and construction guide*. N.Y.: McGraw Hill Professional Publ., 2007. 413 p.

30. Ананьев, Л.М., Воробьев, А.А., Горбунов, В.И., *Индукционный ускоритель электронов – бетатрон*. М.: Госатомиздат, 1961. 351 с.

31. Baranov, M.I., The main characteristics of the leader channel during breakdown of a long air gap by high pulse voltage. *Electr. Eng. Electromechanics*, 2025, no. 4, p. 59.

doi: https://doi.org/10.20998/2074-272X.2025.4.08.

Summary

The effect of the frequency f_0 of a strong alternating electric field on atmospheric-air ionization in the long gap of a high-voltage two-electrode rod-to-plane discharge system (DEDS) was determined by calculation. The electrodes were subjected to a high alternating voltage $U_{12}(t)$ in the frequency range 10 kHz $\le f_0 \le$ 1 MHz. A frequency dependence was obtained for the critical electric-field strength $E_{xmk}(f_0)$ that determines active ionization of oxygen molecules O_2 in the air region near the rod electrode. The analysis indicates that this ionization may occur due to the energy of electromagnetic radiation generated by electrons rotating with drift velocity v_{ed} along Larmor orbits of radius r_{Lm} at a cyclotron frequency $\omega_c >> f_0$ in the induced electric field. At $f_0 <$ 10 kHz, the main electrophysical mechanism is electron-impact ionization by electrons accelerated in the strong electric field of the DEDS. At $f_0 >$ 10 kHz, the energy of the indicated electromagnetic radiation increasingly contributes to ionization of the air molecules. The proposed approach explains the experimentally observed narrow transition region near $f_0 \approx$ 10 kHz in the frequency dependence of the discharge voltage $U_{dm}(f_0)$, above which the discharge voltage becomes inversely proportional to f_0.

Keywords: two-electrode discharge system, alternating-voltage frequency, atmospheric-air ionization mechanisms, dielectric strength of the air gap, calculation