Электрофизические условия возникновения лидера при электрическом пробое высоким импульсным напряжением длинного воздушного промежутка в двухэлектродной разрядной системе «острие–плоскость»

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 07.08.2025
После доработки 26.01.2026
Принята к публикации 29.01.2026

Приведены результаты расчетно-экспериментального определения электрофизических условий возникновения канала лидера при электрическом пробое длинного воздушного промежутка в двухэлектродной разрядной системе (ДЭРС) «острие–плоскость» стандартным коммутационным апериодическим импульсом высокого напряжения временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности. Предложен новый инженерный подход к обоснованному выбору основного показателя стримерно-лидерного перехода в длинном воздушном промежутке ДЭРС, позволивший сформулировать основные условия для его наступления и появления в разрядном промежутке ДЭРС положительного лидера. Получены расчетные соотношения для определения: радиуса r_i зоны активной ударной ионизации электронами воздуха вблизи потенциального электрода ДЭРС; плотности n_{es} электронов в канале развитого стримера в указанной зоне ионизации воздуха; максимальной электронной температуры T_{ms} в канале данного стримера, трансформируемого из-за повышения в его канале плотности n_{es} электронов и этой температуры T_{ms} в начальный положительный лидер.

Ключевые слова: длинный воздушный промежуток, высокое импульсное напряжение, электрический пробой, стример, лидер, стримерно-лидерный переход, расчет, эксперимент

УДК 621.3.022:621.396.6:533.93
https://doi.org/10.52577/eom.2026.62.1.27

ВВЕДЕНИЕ

Обеспечение электрической прочности высоковольтной твердой, жидкой и газовой изоляции силового электроэнергетического и электротехнического оборудования является приоритетной проблемной задачей в промышленной электроэнергетике. Длинномерная воздушная изоляция нашла широкое применение в данном электрооборудовании. Известно, что основным электрофизическим механизмом развития электрического пробоя длинных воздушных промежутков длиной $l_{min} \approx (1–10^2)$ м в области техники высоких напряжений (ТВН), сверхвысоких (СВН) и ультравысоких (УВН) постоянных, переменных и импульсных напряжений с различными амплитудно-временными параметрами (АВП) является лидерный механизм, который базируется на превращении в атмосферном воздухе нетермоионизированной плазмы электрических стримеров радиусом $R_{es} \approx (0{,}1–1)$ мм в термоионизированную плазму электрических лидеров [1–3]. Исследование сверхдлинных электрических разрядов (искр) в воздухе, включая и линейную молнию с ее естественным образом полученным в земной атмосфере электрическим потенциалом заряженного грозового облака в сотни мегавольт [2–4], стало одной из наиболее сложных задач в электрофизике сверхвысоковольтного газового разряда, где главную роль исполняет также указанный лидерный механизм электрического пробоя воздушных промежутков длиной $l_{min} \approx (1–10)\times10^3$ м. Поэтому в мире вопросам дальнейшего изучения этого электрофизического механизма при искровом пробое длинномерной газовой изоляции посвящено значительное число расчетно-экспериментальных работ как иностранных, так и отечественных ученых [1, 3–18].

Несмотря на имеющиеся весьма обширные данные о лидерном слаботочном разряде (электрическом лидере) в атмосферном воздухе [1, 3–18], который при высоковольтном электрическом пробое этого газа своим тонким (радиусом $R_{eL} \approx R_{es} \approx 1$ мм [1, 3, 7, 10]) термоионизированным плазменным каналом первым в короткий промежуток времени замыкает длинный воздушный промежуток силового электрооборудования, на сегодня

малоизученными вопросами в области этого вида электрического разряда остаются те, которые связаны с электрофизическими условиями его образования и развития в приэлектродной зоне, занятой нетермоионизированными стримерными плазменными каналами. Здесь не до конца исследованы особенности электрофизических процессов, протекающих в стримерных плазменных каналах и приводящих к разогреванию этих каналов до температур, при которых появляется возможность возникновения в воздушной изоляции на основе развитых стримеров электрического лидера, дальнейшей термической ионизации атмосферного воздуха и создания условий для его электрического пробоя. Так как этот широко используемый в области ТВН, техники СВН и УВН диэлектрический газ является рабочей изоляцией огромной номенклатуры силового высоковольтного электрооборудования, то при указанной ионизации атмосферного воздуха с высокой вероятностью становится возможным его электрический искровой пробой. Отсутствие подобных электрофизическим образом обоснованных данных затрудняет для ученых-электрофизиков и специалистов-энергетиков определение текущего состояния такой высоковольтной газовой изоляции и прогнозирование электрической прочности длинных воздушных промежутков этого силового электрооборудования в нормальных и аварийных режимах его работы.

Отметим, что при лабораторных сверх- и высоковольтных испытаниях электрической прочности воздушной изоляции силового электрооборудования в ТВН, технике СВН (УВН) и высоковольтной импульсной технике (ВИТ) обычно используется базовая для этой электротехники двухэлектродная разрядная система (ДЭРС) «острие–плоскость», на металлические электроды которой подается стандартный коммутационный апериодический импульс напряжения $U_{12}(t)$ положительной полярности с соответствующими АВП [2, 3, 7]. Обусловлено это тем, что высоковольтная ДЭРС «острие–плоскость» с резко неоднородным несимметричным сильным электрическим полем в ее длинном воздушном промежутке с указанным коммутационным импульсом напряжения $U_{12}(t)$ положительной полярности имеет наименьшую электрическую прочность по сравнению с ДЭРС с другими геометрическими конфигурациями их металлических электродов и с другими временными формами испытательного импульса электрического напряжения уровнем как до 1 МВ, так и выше [1–3]. Поэтому результаты исследований, полученные именно с применением высоковольтной воздушной ДЭРС «острие–плоскость» и указанной выше временной формы импульса высокого напряжения $U_{12}(t)$, определяют инженерный выбор воздушной изоляции в современных областях ТВН, ВИТ и техники СВН (УВН).

Цель статьи–расчетно-экспериментальное определение и дальнейшее изучение электрофизических условий образования и развития в атмосферном воздухе лидерного канала разряда при электрическом пробое длинного воздушного промежутка в ДЭРС «острие–плоскость» стандартным коммутационным апериодическим импульсом высокого напряжения положительной полярности.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим высоковольтную ДЭРС «острие–плоскость», которая в своем составе содержит вертикально размещенный потенциальный электрод в виде круглого металлического стержня *1* радиусом r_0 с заостренным нижним краем с радиусом $r_c << r_0$ его кривизны и заземленный электрод в виде горизонтально расположенной металлической плоскости *2* квадратной формы с относительно большими линейными размерами ее сторон $b >> r_0$ (рис. 1). Пусть изменяющиеся во времени t электрические потенциалы этих металлических электродов *1* и *2* в исследуемой высоковольтной ДЭРС равны соответственно $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t) \approx 0$, а между ними в ее межэлектродном разрядном изоляционном промежутке минимальной длиной $l_{min} < b$, равной длине прямой, проведенной от полусферического нижнего края с радиусом $r_c << r_0$ его кривизны потенциального электрода *1* по нормали к плоской поверхности заземленного электрода *2*, размещен атмосферный воздух при следующих нормальных физических условиях [19]: давление газа составляет $P_a \approx (1{,}013\pm0{,}03)\times10^5$ Па; абсолютная температура газа равна $T_a \approx (293{,}15\pm10)$ К; относительная влажность газа принимает значение $\gamma_a \approx (45\pm25)\%$.

Ограничимся рассмотрением распространенного на практике случая, когда АВП высокого электрического напряжения $U_{12}(t) \approx [\varphi_1(t)–\varphi_2(t)] \approx \varphi_1(t)$ в межэлектродном длинном воздушном промежутке минимальной длиной $l_{min} \approx (1–4)$ м в исследуемой ДЭРС изменяются во времени t по закону стандартного коммутационного апериодического импульса напряжения $U_{12}(t)$ уровнем порядка 1 МВ временной формы $T_m/T_p \approx (250\pm50)$ мкс/(2500 ± 750) мкс положительной полярности с соответствующими допусками [20–22]. Укажем,

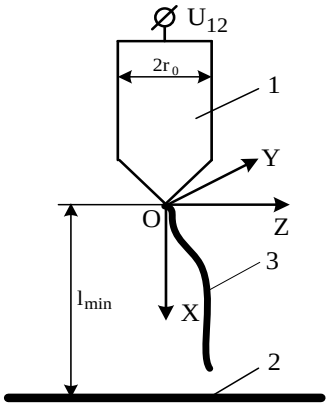


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой высоковольтной воздушной ДЭРС «острие–плоскость» (*1*, *2* − соответственно потенциальный круглый и заземленный плоский металлические электроды ДЭРС; *3* − зигзагоподобный лидерный плазменный канал разряда в длинном воздушном промежутке ДЭРС).

что именно эта временная форма испытательного импульса напряжения $U_{12}(t)$ обычно используется в промышленной электроэнергетике, ТВН, ВИТ и технике СВН (УВН) при определении электрической прочности внутренней и внешней изоляции различного силового высоковольтного электрооборудования. Многочисленные опытные результаты из области современной ТВН и ВИТ для электрического пробоя длинных воздушных промежутков в ДЭРС «острие–плоскость» с применением стандартного коммутационного апериодического импульса напряжения указанной выше временной формы T_m/T_p положительной полярности свидетельствуют о том, что развитие в них лидерного плазменного канала разряда и в дальнейшем соответственно искрового канала разряда осуществляется по воздушному пути зигзагоподобной формы, длина l_c которого всегда превышает их минимальную длину $l_{min} \approx$ (1–4) м с выполнением неравенства следующего вида: $l_c \geq 1{,}13 l_{min}$ [3, 7, 17, 18].

Для рассмотрения электродинамических процессов в длинном воздушном промежутке исследуемой ДЭРС в зоне ее металлического электрода–острия с радиусом r_c кривизны его нижнего заостренного края воспользуемся декартовой системой координат *XYZ*, начало координат которой привяжем к заостренному краю электрода–острия ДЭРС (см. рис. 1). Считаем, что до начала подачи на электрод–острие воздушной ДЭРС высокого (сверхвысокого) импульсного напряжения $U_{12}(t)$ объемная плотность ρ_0 свободных электрических зарядов в разрядном промежутке ДЭРС практически отсутствует ($\rho_0\big|_{t=0} \approx 0$). Скорость нарастания (крутизну) на переднем фронте импульса напряжения $U_{12}(t)$ будем определять в виде производной $dU_{12}(t)/dt$ на его нарастающей во времени t части. В рассматриваемом нами случае положительной полярности коммутационного апериодического импульса высокого напряжения $U_{12}(t)$ для численного нахождения усредненного значения производной $dU_{12}(t)/dt$ используем приближенное соотношение вида: $dU_{12}(t)/dt \approx U_d/T_c$, где U_d − пробивное (разрядное) напряжение, которое равняется уровню среза (коммутации) импульса напряжения $U_{12}(t)$ при электрическом пробое длинного воздушного промежутка в исследуемой ДЭРС, а T_c – время среза (коммутации) импульса напряжения $U_{12}(t)$ в разрядном промежутке этой ДЭРС. Принимаем, что время пробоя T_d длинного воздушного промежутка в высоковольтной ДЭРС «острие–плоскость» соответствует времени среза T_c испытательного импульса напряжения $U_{12}(t)$, подаваемого на электроды ДЭРС. Определение численных показателей U_d, $T_c \approx T_d$ и расшифровку соответствующих осциллограмм высокого импульсного напряжения $U_{12}(t)$ указанной временной формы T_m/T_p при электрическом пробое разрядного промежутка в исследуемой ДЭРС будем определять согласно требованиям стандарта ГОСТ 1516.2-97 [22].

Считаем, что лавинно-стримерная и лидерная стадии высоковольтного импульсного искрового разряда в длинном воздушном промежутке исследуемой ДЭРС определяются процессом размножения в нем электронов из-за ударного действия на основные молекулы атмосферного воздуха ускоренных свободных электронов в ее сильном электромагнитном поле (ЭМП) [23, 24], которое генерируется в этом промежутке высоким импульсным напряжением $U_{12}(t)$. Принимаем то положение, что данное размножение электронов главным образом происходит в окрестностях нижнего заостренного края потенциального металлического электрода–острия этой ДЭРС (в сферической зоне радиусом $r_i \approx x_i >> r_c$ активной ионизации электронными ударами атмосферного воздуха), где

напряженность $E_x(z, t)$ ее резко неоднородного несимметричного сильного электрического поля существенно усиливается по сравнению с зоной, удаленной от электрода–острия ДЭРС на расстояние порядка $0{,}1l_{min}$. При этом считаем, что усредненная скорость v_{ed} направленного движения (дрейфа) электронов в составе сначала электронных лавин и потом тонких стримерных каналов, которая направлена от заземленной плоскости в сторону электрода–острия исследуемой ДЭРС с высоким электрическим потенциалом $\varphi_1(t)$ положительной полярности вдоль напряженности $E_x(z, t)$ ее электрического поля определяется соотношением вида [1, 7]: $v_{ed} \approx e_0 E_x/(m_e\, v_m)$, где $e_0 = 1{,}602\times10^{-19}$ Кл, $m_e = 9{,}109\times10^{-31}$ кг – соответственно модуль заряда и масса покоя электрона [19], а v_m – эффективная частота столкновений ускоренных в указанном ЭМП электронов с основными молекулами атмосферного воздуха в исследуемой ДЭРС «острие–плоскость», которая в рассматриваемом случае численно равняется $v_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ с$^{-1}$ [1]. При этом следует отметить то, что при уровне напряженности E_x сверхсильного электрического поля в воздухе вблизи высоковольтного электрода–острия ДЭРС, численно равном $E_x \approx 18$ МВ/м, данная скорость дрейфа v_{ed} электронов в ее разрядном промежутке составляет около $v_{ed} \approx 10^6$ м/с. Важно подчеркнуть то, что это расчетное численное значение скорости дрейфа v_{ed} электронов в указанной ДЭРС соответствует опытным данным для скорости их направленного движения в ДЭРС в составе стримерных каналов [1, 3].

Необходимо на основе расчетных и экспериментальных данных, которые касаются протекания электрофизических предразрядных и разрядных процессов в длинном воздушном промежутке исследуемой высоковольтной ДЭРС «острие-плоскость», определить основные электрофизические условия образования и развития лидерного плазменного канала разряда при электрическом пробое длинного воздушного промежутка в данной ДЭРС указанным стандартным коммутационным апериодическим импульсом высокого напряжения $U_{12}(t)$ положительной полярности и углубить их изучение.

ОСНОВНОЙ ПОКАЗАТЕЛЬ СТРИМЕРНО-ЛИДЕРНОГО ПЕРЕХОДА В ДЛИННОМ ВОЗДУШНОМ ПРОМЕЖУТКЕ ИССЛЕДУЕМОЙ ДЭРС

Согласно [1, 3, 7] основным электрофизическим процессом, который вызывает в длинном воздушном промежутке исследуемой высоковольтной ДЭРС «острие–плоскость» переход электрического стримера в электрический лидер разряда, является электротепловой нагрев стримерного плазменного канала его электронами, ускоренными в сильном ЭМП данной воздушной ДЭРС до максимальной температуры $T_{ms} \approx T_{mL}$, достаточной для возбуждения и ступенчатой ионизации электронными ударами основных двухатомных молекул атмосферного воздуха (прежде всего, кислорода O_2 и азота N_2 [19]), а также для их дальнейшей частичной термической диссоциации и термоионизации. Имеющиеся в области ТВН и ВИТ расчетно-экспериментальные данные указывают на то, что для атмосферного воздуха абсолютная температура T_{mL}, которая характерна для начального электрического лидера, возникающего в ДЭРС электрофизическим путем в результате перехода в него развитого электрического стримера, составляет около $(5–10)\times10^3$ К [3, 7, 10]. С учетом этих данных, определяющих в рассматриваемом приближении в качестве основного показателя стримерно-лидерного перехода максимальную температуру $T_{ms} \approx T_{mL}$ равновесной плазмы в тонких каналах стримеров и лидера разряда, выполним в дальнейшем количественную оценку этой температуры $T_{ms} \approx T_{mL}$ в сферической зоне указанным радиусом $r_i \approx x_i$ активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха в исследуемой высоковольтной ДЭРС, занятой плазменными каналами электрических стримеров и размещенной в воздушном разрядном промежутке вблизи нижнего заостренного края потенциального металлического электрода–острия ДЭРС (см. рис. 1). Для этого предварительно остановимся на расчетном определении: во-первых, параметров зоны активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха в длинном разрядном промежутке рассматриваемой высоковольтной ДЭРС «острие–плоскость»; во-вторых, плотности n_{es} электронов в тонких плазменных каналах стримеров в сферической зоне активной ионизации электронными ударами атмосферного воздуха в исследуемой ДЭРС «острие–плоскость».

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗОНЫ АКТИВНОЙ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНАМИ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА В ИССЛЕДУЕМОЙ ДЭРС

Известно, что наименьшая длительность процесса ионизации воздушной изоляции в исследуемой ДЭРС электронными ударами будет определяться энергией ионизации $W_i \approx W_{i0}$ ее двухатомных молекул кислорода O_2, которые в составе смеси газов атмосферного воздуха по

объему занимают до 21% рабочего объема разрядного промежутка в ДЭРС. Отметим, что согласно данным [3, табл. 1.6] эта энергия ионизации молекул кислорода O_2 численно составляет около $W_{i0} \approx 12{,}5$ эВ. Для сравнения этого значения W_{i0} с энергией ионизации W_i для молекул других газов атмосферного воздуха укажем, что для двухатомных молекул азота N_2, которые занимают до 78% объема воздушного промежутка в ДЭРС, энергия их ионизации электронным ударом оказывается численно равной около $W_i \approx W_{iN} \approx 15{,}6$ эВ [3]. В дальнейших расчетах процесса активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха в исследуемой ДЭРС ограничимся использованием энергии ионизации W_{i0}, характерной для его молекул кислорода O_2. Учитывая то, что электроны при их направленном движении (дрейфе) в воздушном промежутке ДЭРС вдоль напряженности $E_x(z, t)$ ее электрического поля в составе стримеров с усредненной скоростью $v_{ed} \approx e_0E_x/(m_e\nu_m)$ в сторону потенциального металлического электрода–острия исследуемой ДЭРС при средней мощности $P_e \approx e_0E_xv_{ed}$ их электродинамического ускорения в сильном ЭМП данной воздушной ДЭРС за время между своими двумя смежными эффективными столкновениями с молекулами кислорода O_2 ее воздуха набирают в этом ЭМП среднее значение энергии $W_e \approx P_e/\nu_m \approx e_0^2E_x^2/(m_e\nu_m^2)$, из равенства $W_e \approx W_{i0}$ и выражения $r_i \approx x_i \approx U_{12}(T_d)/E_x(0,T_d)$ для радиуса $r_i \approx x_i$ сферической зоны активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха вблизи заостренного края потенциального металлического электрода–острия этой ДЭРС получаем расчетное соотношение:

$$r_i \approx x_i \approx U_d e_0 \nu_m^{-1} (m_e W_{i0})^{-1/2}. \qquad (1)$$

Из (1) видим, что значение радиуса $r_i \approx x_i$ сферической зоны активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха, которая будет из-за протекания в ней интенсивных ионизационных процессов ярко светиться в окрестностях нижнего заостренного края металлического потенциального электрода–острия исследуемой высоковольтной ДЭРС, прямо пропорционально значению пробивного (разрядного) импульсного напряжения $U_d \approx U_{12}(T_d)$ для данной ДЭРС. Именно с этой сильно ионизированной зоны в исследуемой ДЭРС, в которой происходит быстрое выделение электронами при их эффективных столкновениях с принятыми молекулами воздуха приобретенной ими в ее сильном ЭМП энергии, всегда и будет брать свое начало лидерный канал разряда в ДЭРС.

На рис. 2 для наглядной демонстрации возникновения сферической яркой зоны активной ударной ионизации атмосферного воздуха вблизи нижнего заостренного края потенциального электрода–острия исследуемой высоковольтной ДЭРС «острие–плоскость» и развития согласно [1, 3, 7] сначала лидерного, а потом и искрового плазменных каналов приведен общий вид рассматриваемой зоны интенсивной ионизации воздуха при электрическом пробое ее длинного разрядного промежутка (l_{min} = 1,5 м) стандартным коммутационным апериодическим импульсом напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности ($U_d \approx U_{12}(T_d) \approx 611{,}6$ кВ [18]). Особенности применения в этих экспериментах сверхвысоковольтного генератора стандартных коммутационных апериодических импульсов напряжения $U_{12}(t)$ типа ГКИН-2 [20, 21] и измерения АВП этих импульсов высокого напряжения с учетом данных [18, 24] детально представлены ниже в соответствующем разделе.

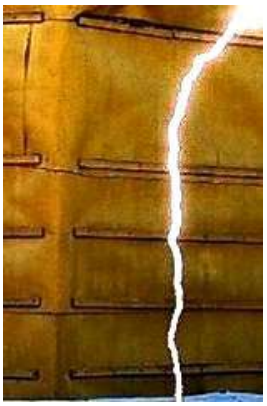


Рис. 2. Общий вид зигзагоподобного искрового цилиндрического плазменного канала разряда (посредине) и практически сферической яркой зоны радиусом $r_i \approx 30$ мм (вверху) активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха, что интенсивно светится вблизи нижнего края ($r_c \approx 3$ мм) потенциального стального электрода-острия ($r_0 \approx 15$ мм) исследуемой ДЭРС «острие–плоскость», при электрическом пробое ее длинного воздушного промежутка (l_{min}= 1,5 м) стандартным коммутационным апериодическим импульсом высокого напряжения временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности ($U_{12}(T_d) \approx U_d \approx 611{,}6$ кВ) [24].

Из (1) при $U_d \approx 611{,}6$ кВ, $W_{i0} \approx 12{,}5$ эВ ($W_{i0} \approx 20{,}02\times10^{-19}$ Дж) [3] и $\nu_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ с$^{-1}$ [1] следует, что для этого прикладного случая расчетный радиус $r_i \approx x_i$ сферической зоны активной ударной ионизации электронами воздуха в исследуемой ДЭРС принимает численное значение, равное $r_i \approx x_i \approx 24{,}5$ мм. Заметим, что данный расчетный радиус $r_i \approx x_i \approx 24{,}5$ мм сферической зоны интенсивной ионизации атмосферного воздуха в ДЭРС

отличается от его опытного значения $r_i \approx x_i \approx 30$ мм согласно данным рис. 2 в пределах 18%.

Важной характеристикой для сферической зоны наружным радиусом $r_i \approx x_i$ активной ионизации электронными ударами атмосферного воздуха вблизи заостренного края потенциального металлического электрода–острия исследуемой высоковольтной ДЭРС является критическое значение напряженности $E_{xk}(0,T_d)$ сверхсильного импульсного электрического поля на краю этой зоны ($x \approx x_i \approx r_i$), которое будет определять ее минимальный уровень, необходимый для возникновения в этой локальной области воздушной изоляции ДЭРС электрических стримеров, развивающихся внутри данной зоны ее интенсивной ударной ионизации. Из соотношения $W_e \approx W_{i0} \approx e_0^2 E_{xk}^2(0,T_d)/(m_e \nu_m^2)$ [24] для критической напряженности $E_{xk}(0,T_d)$ сверхсильного импульсного электрического поля в рассматриваемой высоковольтной ДЭРС получаем:

$$E_{xk}(0,T_d) \approx e_0^{-1} \nu_m (m_e W_{i0})^{1/2}. \qquad (2)$$

Согласно (2) при $W_{i0} \approx 20{,}02\times10^{-19}$ Дж [3] и $\nu_m \approx 2{,}96\times10^{12}$ с$^{-1}$ [1] критическая напряженность $E_{xk}(0,T_d)$ сверхсильного электрического поля в ДЭРС будет численно равной $E_{xk}(0,T_d) \approx 25\times10^6$ В/м. Внутри сферической зоны радиусом $r_i \approx x_i$ активной ударной ионизации электронами, ускоренными в сильном ЭМП исследуемой ДЭРС, воздуха вблизи ее потенциального электрода–острия, где выполняется неравенство вида $W_e > W_{i0}$, уровень напряженности $E_x(0,T_d)$ сверхсильного электрического поля будет превышать указанное выше значение $E_{xk}(0,T_d) \approx 25$ МВ/м. Поэтому внутри указанной зоны ионизации радиусом $r_i \approx x_i$ по (1) будут создаваться электрофизические условия для активного размножения электронов и резкого повышения их плотности n_e при развитии во времени t электронных лавин и соответственно электрических стримеров в атмосферном воздухе для этой локальной зоны ДЭРС. В дальнейшем это будет приводить к быстрому разогреву нетермоионизированной плазмы тонких (радиусом около $R_{es} \approx 1$ мм [1, 3, 7, 10]) электрических стримеров ускоренными электродинамическим образом в воздушном разрядном промежутке ДЭРС электронами до энергий $W_e \approx$ (10–30) эВ и выше. Эти электрофизические процессы, характерные для резко неоднородного сверхсильного электрического поля с напряженностью $E_x(0,T_d) \geq E_{xk}(0,T_d)$ вблизи нижнего заостренного края потенциального металлического электрода–острия исследуемой ДЭРС, и будут вызывать появление в длинном воздушном промежутке рассматриваемой ДЭРС «острие–плоскость» лидерного плазменного канала радиусом около $R_{eL} \approx R_{es} \approx 1$ мм [1, 3, 7, 10].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ n_{es} ЭЛЕКТРОНОВ В КАНАЛЕ СТРИМЕРА ДЛЯ ЗОНЫ АКТИВНОЙ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА В ДЭРС

Как известно, электрический стример в атмосферном воздухе формируется на основе развития и продвижения в этом газовом диэлектрике соответствующей электронной лавины [1, 3, 25]. Поэтому для исследуемой ДЭРС оценку плотности n_{es} электронов в плазменном канале анодонаправленного стримера, развивающегося в сторону ее металлического электрода–острия с высоким положительным потенциалом $\varphi_1(t)$, выполним путем расчетного определения их плотности n_e в электронной лавине, распространяющейся в воздухе вблизи указанного электрода–острия этой ДЭРС в момент возникновения с ее помощью начального электрического стримера. Согласно известным положениям физики газового разряда в сферической локальной зоне активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха в исследуемой ДЭРС с ее найденным по (1) наружным радиусом $r_i \approx x_i$, заполненной данными плазменными образованиями, в головной части (головке) отдельной электронной лавины будет появляться избыточное число N_e свободных электронов в суммарном количестве, приблизительно равном [1, 3, 26]: $N_e \approx \exp(\alpha_i x_i)$, где α_i – коэффициент ударной ионизации атмосферного воздуха в рассматриваемой ДЭРС.

В результате для плотности $n_e \approx 0{,}75 N_e/(\pi R_e^3)$ электронов в сферической головке рассматриваемой отдельной электронной лавины максимальным радиусом $R_e \approx \alpha_i^{-1}$ [1, 3, 7], возникающей в сферической яркой зоне радиусом $r_i \approx x_i >> R_e$ активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха вблизи потенциального металлического электрода-острия в исследуемой нами высоковольтной ДЭРС, можно записать приближенное расчетное соотношение:

$$n_e \approx n_{es} \approx 0{,}75\pi^{-1}\alpha_i^3 \exp(\alpha_i x_i). \qquad (3)$$

В соответствии с принятым выше приближением плотность n_e электронов по (3) будет отвечать плотности n_{es} электронов в головной части (согласно известным опытным данным в ее сферической яркой головке радиусом около $R_{es} \approx R_e \approx \alpha_i^{-1}$ [1, 3, 7]) плазменного канала электрического стримера. Укажем, что для

атмосферного воздуха коэффициент α_i его ударной ионизации электронами численно составляет $\alpha_i \approx 10^3$ м$^{-1}$ [1, 3, 7]. Поэтому в сферической головке электронной лавины (электрического стримера в момент его возникновения с этой лавины и дальнейшего развития во времени t) радиусом $R_e \approx R_{es} \approx 1$ мм в указанной выше яркой сферической зоне радиусом по (1) около $r_i \approx x_i \approx 24{,}5$ мм активной ударной ионизации воздуха вблизи электрода–острия исследуемой ДЭРС при $\alpha_i x_i \approx 24{,}5$ общее количество N_e электронов будет численно составлять около $N_e \approx \exp(\alpha_i x_i) \approx 4{,}367\times10^{10}$. Отметим то одно важное для понимания физики электроразрядных процессов в исследуемой ДЭРС обстоятельство, что обычно каждая электронная лавина в атмосферном воздухе в условиях наличия в таком диэлектрике ДЭРС сильного электрического поля [23, 24] начинается с первоначального эффективного ударного действия на молекулы его газовой смеси одного исходного свободного электрона, который запускает во внутренней микроструктуре этого газового диэлектрика процесс цепного размножения электронов [1, 3, 7, 26]. В результате согласно (3) для рассматриваемого случая с использованием при электрическом пробое в исследуемой ДЭРС длинного воздушного промежутка (l_{min} = 1,5 м) и стандартного коммутационного апериодического импульса напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности ($U_d \approx 611{,}6$ кВ) при $\alpha_i \approx 10^3$ м$^{-1}$ и $\alpha_i x_i \approx 24{,}5$ для плотности n_{es} электронов в плазменном канале стримера, развивающегося в сферической зоне с расчетным по (1) радиусом $r_i \approx x_i \approx 24{,}5$ мм активной ионизации электронными ударами атмосферного воздуха вблизи нижнего заостренного края ($r_c \approx 3$ мм) потенциального стального электрода–острия ($r_0 \approx 15$ мм) этой высоковольтной ДЭРС, в принятом нами приближении получаем численное значение, равное около $n_{es} \approx 1{,}04\times10^{19}$ м$^{-3}$.

Следует отметить то, что полученное по (3) численное значение плотности n_{es} электронов в канале стримера, развивающегося в зоне радиусом $r_i \approx x_i \approx 24{,}5$ мм интенсивной ионизации воздуха вблизи электрода–острия ДЭРС для случая электрического пробоя ее воздушного промежутка (l_{min}= 1,5 м; $U_d \approx 611{,}6$ кВ) стандартным коммутационным апериодическим импульсом напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности, хорошо согласуется с известными в области ТВН и ВИТ количественными данными для указанной электронной плотности n_{es} [1, 3, 25, 26]. Этот полученный нами показатель для плотности n_{es} электронов в стримерном канале соответствует условию электрического пробоя Лёба, согласно которому плотность электронов n_e в электронной лавине при возникновении с нее электрического стримера в коротком газовом разрядном промежутке (l_{min}< 1 м) ДЭРС должна быть не меньше чем $n_e \geq 0{,}7\times10^{18}$ м$^{-3}$ [1, 25, 26].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ T_{ms} В КАНАЛЕ СТРИМЕРА ДЛЯ ЗОНЫ АКТИВНОЙ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА В ДЭРС

При этом считаем, что для плазмы стримерного канала в локальной зоне активной ударной ионизации атмосферного воздуха в исследуемой ДЭРС выполняется условие ее изотермичности, при котором в ней максимальная температура $T_{me} \approx T_{ms} \approx T_{mL}$ носителей электронного тока равняется максимальной температуре T_{mi} носителей ионного тока ($T_{me} \approx T_{mi}$) [1, 3, 27]. Определение максимальной электронной температуры $T_{me} \approx T_{ms} \approx T_{mL}$ в стримерном плазменном канале, развивающемся в сферической зоне радиусом $r_i \approx x_i$ по (1) активной ионизации электронными ударами атмосферного воздуха вблизи заостренного края металлического электрода–острия исследуемой высоковольтной ДЭРС, выполним в адиабатическом приближении, при котором потерями тепловой энергии с цилиндрической (для тела стримера) и сферической (для головки стримера) поверхностей плазменного канала возникающего стримера максимальным радиусом $R_{es} \approx \alpha_i^{-1} \approx 1$ мм [1, 3, 7] в окружающую ДЭРС воздушную среду за время t_s его развития и существования в этой зоне порядка $t_s \approx T_d \approx 100$ мкс [3, 18] можно пренебречь. Тогда для максимальной плотности теплового потока q_{ms} (Вт/м^2) в плазменном канале стримера в исследуемой ДЭРС, определяющей его температуру T_{ms}, с учетом закона Стефана–Больцмана [27] и излучательной способности плазмы с головки канала рассматриваемого стримера можно записать приближенное соотношение [19]:

$$q_{ms} \approx \pi^{-1}\sigma_c T_{ms}^4, \qquad (4)$$

где $\sigma_c = 5{,}67\times10^{-8}$ Вт(м^{2}К^4)$^{-1}$ – фундаментальная постоянная Стефана–Больцмана.

В то же время для плотности теплового потока q_{ms} в канале стримера, когда в его головке появляется избыточное число $N_e \approx \exp(\alpha_i x_i)$ электронов, можно воспользоваться выражением [28]:

$$q_{ms} \approx \delta_{es} U_e, \qquad (5)$$

где δ_{es} – плотность электронного тока i_{es} проводимости в стримерном плазменном канале; U_e – приэлектродное падение электрического напряжения в плазменном канале развитого стримера в момент его касания потенциального металлического электрода–острия ДЭРС ($x = 0$) и перехода в плазменный канал начального лидера (это постоянное напряжение U_e изменяется в весьма узком диапазоне $U_e \approx$ (5–10) В для различных металлических электродов ДЭРС, широко используемых в области ТВН и ВИТ [3, 29]).

Для расчетного определения в (5) плотности δ_{es} электронного тока i_{es} в плазменном канале развитого стримера используем следующие два известных соотношения для усредненной скорости v_{ed} дрейфа свободных электронов в слаботочном канале данного стримера [1, 24, 27]: во-первых, $v_{ed} \approx e_0 E_{xk}/(m_e \nu_m)$; во-вторых, $v_{ed} \approx \delta_{es}/(e_0 n_{es})$. Из этих двух соотношений и (2), определяющего значение критической напряженности $E_{xk} \approx e_0^{-1} \nu_m (m_e W_{i0})^{1/2}$ сверхсильного электрического поля на краю описанной выше локальной зоны ($x \approx x_i \approx r_i$) активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха в исследуемой высоковольтной ДЭРС, для плотности δ_{es} электронного тока i_{es} в плазменном канале развитого стримера находим:

$$\delta_{es} \approx e_0 n_{es} m_e^{-1/2} W_{i0}^{1/2}. \qquad (6)$$

Полученная формула (6) при известном (заданном) значении плотности n_{es} электронов в стримерном плазменном канале максимальным радиусом $R_{es} \approx \alpha_i^{-1} \approx 1$ мм [1, 3, 7], развивающемся согласно (1) в сферической зоне радиусом $r_i \approx x_i$ локальной ионизации газового диэлектрика вблизи нижнего заостренного края потенциального металлического электрода–острия исследуемой воздушной ДЭРС, позволяет оценить численные значения в данном разрядном плазменном канале как плотности δ_{es} электронного тока i_{es}, так и самого этого тока $i_{es} \approx \pi R_{es}^2 \delta_{es}$, протекающего в развитом электрическом стримере данной ДЭРС. Так, согласно (6) при указанном выше количественном показателе $n_{es} \approx 1{,}04 \times 10^{19}$ м$^{-3}$, найденном по (3) для использованного нами электрофизического случая ($U_d \approx 611{,}6$ кВ; $\alpha_i \approx 10^3$ м$^{-1}$ [1, 3]; $r_i \approx x_i \approx 24{,}5$ мм), при $W_{i0} \approx 20{,}02 \times 10^{-19}$ Дж [3] и $R_{es} \approx 1$ мм плотность δ_{es} электронного тока i_{es} в исследуемом стримере численно составляет примерно $\delta_{es} \approx 2{,}47 \times 10^6$ А/м^2, а указанный ток i_{es} – около $i_{es} \approx 7{,}76$ А. Эти значения электронного тока i_{es} и его плотности δ_{es} для развитого стримера в исследуемой ДЭРС соответствуют известным показателям этих электрических величин, характерным для плазменных каналов развитого стримера и начального лидера [1, 3, 7, 26, 30].

В результате с учетом (4)–(6) приближенное расчетное соотношение для максимальной электронной температуры $T_{ms} \approx T_{mL}$ в плазменном канале стримера, который формируется и развивается в сферической зоне радиусом $r_i \approx x_i$ ударной ионизации свободными электронами атмосферного воздуха вблизи края потенциального металлического электрода–острия исследуемой ДЭРС, принимает следующий аналитический вид:

$$T_{ms} \approx T_{mL} \approx \sqrt[4]{\pi e_0 n_{es} U_e m_e^{-1/2} W_{i0}^{1/2} \sigma_c^{-1}}. \qquad (7)$$

Из (7) следует, что максимальная электронная температура T_{ms} низкотемпературной плазмы в развитом стримере вблизи заостренного края потенциального электрода–острия ДЭРС «острие–плоскость» и соответственно максимальная электронная температура T_{mL} плазмы в начальном положительном лидере, который формируется в длинном воздушном промежутке этой ДЭРС на основе электрофизической трансформации в него данного стримера, прямо пропорциональны параметру $(n_{es})^{1/4}$. Поэтому чем будет больше плотность n_{es} электронов по (3), распространяющихся в сферической локальной зоне радиусом $r_i \approx x_i$ по (1) активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха в ДЭРС в составе плазменного канала электронной лавины максимальным радиусом $R_e \approx R_{es} \approx R_{eL} \approx \alpha_i^{-1} \approx 1$ мм [1, 3, 7], тем будет выше и максимальная электронная температура $T_{ms} \approx T_{mL}$ в равновесной плазме развитого электрического стримера и начального электрического лидера, возникающих в исследуемой нами высоковольтной воздушной ДЭРС.

Используя (7), для максимальной электронной температуры $T_{ms} \approx T_{mL}$ в плазменном канале развитого стримера (начального лидера разряда) в сферической зоне радиусом $r_i \approx x_i$ согласно полученному соотношению (1) вблизи края потенциального стального электрода–острия исследуемой ДЭРС при $W_{i0} \approx 20{,}02 \times 10^{-19}$ Дж [3], $\alpha_i \approx 10^3$ м$^{-1}$ [1], $\alpha_i x_i \approx 24{,}5$, $U_e \approx 6{,}1$ В [28] и расчетной по (3) плотности электронов $n_{es} \approx 1{,}04 \times 10^{19}$ м$^{-3}$ получим численное значение, приблизительно равное $T_{ms} \approx T_{mL} \approx 5{,}323 \times 10^3$ К. Этот полученный нами уровень электронной температуры $T_{ms} \approx T_{mL}$ соответствует известному диапазону ее изменения $T_{mL} \approx (5–10) \times 10^3$ К, характерному для начального лидера разряда [3, 7, 10]. Вот поэтому сферическая зона активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха в исследуемой ДЭРС «острие–плоскость» и имеет яркое свечение (см. рис. 2).

Полученный по (7) приближенный расчетный количественный результат для максимальной электронной температуры $T_{ms} \approx T_{mL}$ в плазменном канале стримера, развивающегося в сферической зоне радиусом $r_i \approx x_i$ по (1) активной локальной ионизации атмосферного воздуха в исследуемой ДЭРС электронами, ускоренными до энергий $W_e \geq W_{i0}$ в ее сверхсильном импульсном электрическом поле, указывает на то, что ударное эффективное действие этих электронов плотностью n_{es} порядка $n_{es} \approx 10^{19}$ м$^{-3}$ на молекулы кислорода O_2 ее воздуха может приводить к разогреву равновесной плазмы стримерного канала до абсолютной температуры $T_{ms} \approx T_{mL}$ порядка $T_{ms} \approx T_{mL} \approx 5{\times}10^3$ К. Согласно принятым положениям в области электрофизики газового разряда [1, 3, 7] этого количественного уровня температуры $T_{ms} \approx T_{mL}$ оказывается достаточно для возникновения на основе развитого стримерного нетермоионизированного плазменного канала начального лидерного термоионизированного плазменного канала в длинном воздушном промежутке минимальной длиной $l_{min} \approx (1{-}4)$ м исследуемой высоковольтной ДЭРС «острие–плоскость».

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КАНАЛА ЛИДЕРА В ДЛИННОМ ВОЗДУШНОМ ПРОМЕЖУТКЕ ИССЛЕДУЕМОЙ ДЭРС

Учитывая приведенные выше результаты выполненных комплексных исследований стримерно-лидерного перехода в длинном воздушном промежутке рассматриваемой ДЭРС «острие–плоскость», можно сформулировать следующие основные электрофизические условия возникновения лидерного плазменного канала в длинномерной воздушной изоляции исследуемой высоковольтной ДЭРС:

- во-первых, возникновение вблизи нижнего заостренного края с радиусом r_c его кривизны потенциального круглого металлического электрода–острия радиусом $r_0 >> r_c$ исследуемой высоковольтной воздушной ДЭРС сферической зоны радиусом $r_i \approx x_i >> r_c$ по (1) активной ударной ионизации атмосферного воздуха электронами, ускоренными до энергий $W_e \geq W_{i0}$ порядка $W_e \approx$ (10–30) эВ и выше в сверхсильном резко неоднородном импульсном электрическом поле исследуемой ДЭРС. Расчетно-экспериментальным путем показано, что эта практически сферическая зона ионизации атмосферного воздуха электронными ударами при электрическом пробое в этой ДЭРС ее длинного воздушного промежутка минимальной длиной l_{min} = 1,5 м стандартным коммутационным апериодическим импульсом напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx$ 200 мкс/1990 мкс положительной полярности при пробивном (разрядном) напряжении $U_d \approx$ 611,6 кВ имеет согласно (1) расчетный радиус $r_i \approx x_i \approx$ 24,5 мм (при его опытном значении около $r_i \approx x_i \approx$ 30 мм) и яркое свечение. Выполненные высоковольтные эксперименты с применением лабораторной воздушной ДЭРС «острие–плоскость» (l_{min} = 1,5 м; $r_0 \approx$ 15 мм; $r_c \approx$ 3 мм) свидетельствуют о том, что именно с данной локальной зоны интенсивной ионизации ее рабочей газовой среды начинает развиваться и продвигаться по воздуху в сторону заземленной металлической плоскости этой ДЭРС со скоростью v_L около $v_L \approx 10^5$ м/с сначала лидерный плазменный канал, а потом по его зигзагоподобному ионизированному пути и искровой канал разряда (см. рис. 2). Установлено, что значение критической напряженности E_{xk} сверхсильного электрического поля на краю этой сферической зоны активной ударной ионизации атмосферного воздуха в исследуемой ДЭРС составляет по (2) около $E_{xk} \approx$ 25 МВ/м. В связи с этим возникновение в длинном воздушном промежутке рассматриваемой ДЭРС данной зоны ионизации всегда происходит в области нижнего заостренного края радиусом $r_c << r_0$ ее потенциального металлического электрода–острия;
- во-вторых, плотность n_{es} электронов в стримерном плазменном канале максимальным радиусом $R_{es} \approx R_e \approx \alpha_i^{-1} \approx$ 1 мм, развивающемся в сферической яркой зоне указанным по (1) расчетным радиусом $r_i \approx x_i \approx$ 24,5 мм активной ионизации электронными ударами атмосферного воздуха вблизи края потенциального металлического электрода–острия исследуемой ДЭРС, должна иметь по (3) численное значение не меньше чем $n_{es} \approx 10^{19}$ м$^{-3}$. При этой плотности n_{es} электронов в развитом стримерном канале радиусом $R_{es} \approx R_{eL} \approx$ 1 мм, вызывающей появление на его основе начального положительного лидера, плотность δ_{es} электронного тока i_{es} в нем по (6) составляет около $\delta_{es} \approx$ 2,5 А/мм^2, а электронный ток i_{es} – примерно $i_{es} \approx \pi R_{es}^2 \delta_e \approx$ 7,8 А;
- в-третьих, максимальная электронная температура $T_{ms} \approx T_{mL}$ в плазменном канале развитого стримера, который формируется и развивается в сферической зоне указанным расчетным по (1) радиусом $r_i \approx x_i \approx$ 24,5 мм активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха вблизи нижнего заостренного края потенциального металлического электрода–острия исследуемой высоковольтной ДЭРС, должна иметь по (7) численное значение



Рис. 3. Общий вид лабораторной высоковольтной воздушной ДЭРС «острие–плоскость» (l_{min} = 1,5 м), в которой к потенциальному верхнему заостренному на нижнем крае ($r_c \approx 3$ мм) круглому стальному электроду–стержню ($r_0 \approx 15$ мм), размещенному по центру ее заземленного нижнего плоского электрода из листовой оцинкованной стали с габаритными размерами 5×5 м, подсоединяется омический делитель напряжения типа ОДН-2,5 на номинальное импульсное напряжение ±2,5 МВ с коэффициентом деления, численно равным $K_d \approx 53650$ [18].

не меньше чем $T_{ms} \approx T_{mL} \approx 5\times10^3$ К. С учетом известных и принятых в области ТВН и ВИТ данных для уровня электронной температуры T_{mL} в плазменном канале начального положительного лидера показано, что указанный количественный уровень абсолютной температуры плазмы $T_{ms} \approx T_{mL} \approx 5\times10^3$ К в канале развитого электрического стримера, которому согласно (7) соответствует уровень плотности n_{es} электронов в стримерном канале порядка $n_{es} \approx 10^{19}$ м$^{-3}$, является достаточным для обеспечения в длинном разрядном промежутке исследуемой высоковольтной ДЭРС «острие–плоскость» стримерно-лидерного перехода.

ОПЫТНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ НЕКОТОРЫХ УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КАНАЛА ЛИДЕРА В ДЛИННОМ ВОЗДУШНОМ ПРОМЕЖУТКЕ ИССЛЕДУЕМОЙ ДЭРС

С целью проверки и повышения достоверности ряда полученных расчетных данных, необходимых для формулирования условий стримерно-лидерного перехода в длинном воздушном разрядном промежутке исследуемой ДЭРС «острие-плоскость», нами были выполнены соответствующие экспериментальные исследования с применением данной высоковольтной ДЭРС. На рис. 3 приведен общий вид лабораторной высоковольтной ДЭРС с длинным воздушным промежутком минимальной длиной l_{min} = 1,5 м до его электрического пробоя, которая включалась в разрядную цепь мощного сверхвысоковольтного генератора стандартных коммутационных апериодических импульсов напряжения временной формы $T_m/T_p \approx$ 200 мкс/1990 мкс обеих полярностей на номинальное напряжение до ±2 МВ, разработанного и созданного под научным руководством автора в НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ» [20, 21].

Основной задачей при выполнении нами соответствующих высоковольтных экспериментов с использованием изображенной на рис. 3 воздушной ДЭРС «острие–плоскость» было опытное определение: во-первых, параметров локальной зоны интенсивной ударной ионизации электронами ее атмосферного воздуха в условиях воздействия на ее металлические электроды стандартного коммутационного апериодического импульса высокого напряжения временной формы $T_m/T_p \approx$ 200 мкс/1990 мкс положительной полярности; во-вторых, времени $t_s \approx T_d$ развития и существования в данных физических условиях в этой зоне ударной ионизации электронами воздушной изоляции ДЭРС стримерных плазменных каналов; в-третьих, скорости v_L продвижения в длинном воздушном промежутке лабораторной ДЭРС тонкого плазменного канала положительного лидера; в-четвертых, характера развития и продвижения плазменного канала лидерного разряда в длинном воздушном промежутке рассматриваемой ДЭРС.

На рис. 4 приведена опытная осциллограмма полного стандартного коммутационного апериодического импульса высокого напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_d \approx$ 200 мкс/1990 мкс положи-тельной полярности, полученного в разрядной цепи с помощью сверхвысоковольтного испытательного генератора типа ГКИН-2 [20, 21] и воздействующего на исследуемую ДЭРС «острие–плоскость» без электрического пробоя ее длинного воздушного промежутка минимальной длиной l_{min} = 3,0 м. На рис. 5 представлена опытная осциллограмма срезанного на нарастающей части использованного в экспериментах стандартного коммутационного апериодического импульса высокого напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx$ 200 мкс/1990 мкс при электрическом пробое длинного воздушного разрядного промежутка в ДЭРС «острие–плоскость» минимальной длиной l_{min} = 1,5 м, АВП которого определялись

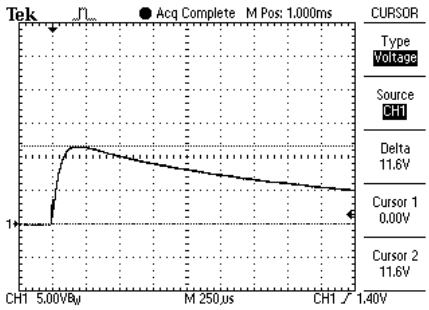


Рис. 4. Осциллограмма полного стандартного коммутационного апериодического импульса высокого напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности без электрического пробоя длинного воздушного промежутка в ДЭРС «острие-плоскость» (l_{min}= 3,0 м; $U_m \approx 11{,}6$ В × 53650 ≈ 622,3 кВ – амплитуда испытательного импульса высокого напряжения; $T_m \approx 200$ мкс – время нарастания (подъема) импульса высокого напряжения до своей амплитуды U_m; $T_p \approx 1990$ мкс – длительность импульса напряжения на уровне $0{,}5U_m$; масштаб по вертикали – 268,2 кВ/дел.; масштаб по горизонтали – 250 мкс/дел.) [24].

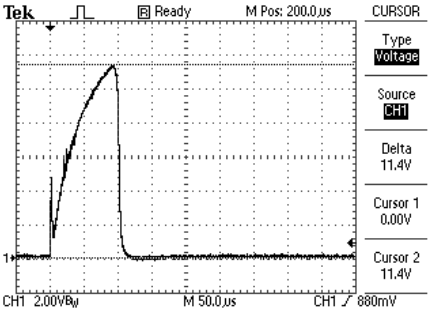


Рис. 5. Осциллограмма срезанного стандартного коммутационного апериодического импульса высокого напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности при электрическом пробое длинного воздушного промежутка в ДЭРС «острие-плоскость» (l_{min} = 1,5 м; $U_d \approx 11{,}4$ В × 53650 ≈ 611,6 кВ – уровень среза импульса напряжения (пробивное напряжение); $T_c \approx T_d \approx 95$ мкс – время среза импульса напряжения (время пробоя); $T_{dc} \approx 17$ мкс – длительность среза (коммутации) импульса напряжения; масштаб по вертикали – 107,3 кВ/дел.; масштаб по горизонтали – 50 мкс/дел.) [24].

согласно требованиям действующего стандарта ГОСТ 1516.2-97 [22]. Укажем, что наличие пикоподобных всплесков на приведенных на рис. 4 и 5 осциллограммах как полного, так и срезанного импульсов высокого напряжения $U_{12}(t)$ (в начале их фронтальных частей) связано с конструктивными особенностями построения по классической схеме Аркадьева–Маркса мощного высоковольтного генератора импульсных напряжений типа ГИН-4, входящего в состав разрядной электрической схемы примененного нами в опытах сверхвысоковольтного генератора стандартных коммутационных апериодических импульсов напряжения $U_{12}(t)$ типа ГКИН-2 с номинальным напряжением до ±2 МВ [18]. Быстрый заряд и разряд электрической емкости размещенного на высоте около 12 м над землей стального экрана-крыши площадью примерно 60 м^2 мощного высоковольтного генератора ГИН-4 и вызывают появление на соответствующих осциллограммах указанных пиков напряжения. Эти кратковременные всплески напряжения не влияют на электрическую прочность длинных воздушных промежутков в исследуемой ДЭРС.

Отметим, что при выполнении высоковольтных экспериментов с использованием исследуемой высоковольтной воздушной ДЭРС «острие–плоскость» (см. рис. 3) и получении при этом для длинных воздушных разрядных промежутков (l_{min}= 1,5 м и l_{min}= 3,0 м) опытных результатов для их электрической прочности (см. рис. 4 и 5) были применены специальные нестандартизированные высоковольтные измерительные средства собственной разработки, включающие омический делитель импульсного напряжения типа ОДН-2,5 на номинальное напряжение ±2,5 МВ с коэффициентом деления $K_d \approx 53650$ [21]. Кроме того, при данных высоковольтных испытаниях воздушной изоляции и регистрации соответствующих осциллограмм высокого испытательного напряжения $U_{12}(t)$ был использован поверенный метрологической службой Украины цифровой запоминающий осциллограф Tektronix TDS 1012B (сертификат калибрования UA01№1312 от 29.06.2023 г.).

Из данных на рис. 2 видим, что при воздействии на лабораторную воздушную ДЭРС «острие–плоскость» (l_{min}= 1,5 м), показанную на рис. 3, испытательного стандартного коммутационного апериодического импульса высокого напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности (см. рис. 4) и электрическом пробое

($U_d \approx U_{12}(T_d) \approx 611{,}6$ кВ; $T_c \approx T_d \approx 95$ мкс) этим импульсным напряжением $U_{12}(t)$ ее длинного воздушного промежутка указанной минимальной длиной l_{min}= 1,5 м (см. рис. 5) вблизи заостренного края ($r_c \approx 3$ мм) потенциального стального электрода–стержня ($r_0 \approx 15$ мм) этой ДЭРС возникает яркая сферическая зона радиусом около $r_i \approx x_i \approx 30$ мм активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха, с которой берут свое начало как лидерный, так и искровой плазменные каналы зигзагоподобной формы суммарной длиной $l_c \approx 1{,}13 l_{min} \approx 1{,}7$ м [18]. Данный радиус $r_i \approx x_i \approx 30$ мм ярко светящейся сферической зоны интенсивной ионизации атмосферного воздуха вблизи потенциального электрода ДЭРС значительно превышает максимальный радиус r_{mc} искрового цилиндрического канала разряда в ней, определяемый в рассматриваемом случае в приближенном виде с помощью формулы Брагинского [4, 31–33]:

$$r_{mc} \approx 0{,}093 (I_m)^{1/3} (t_m)^{1/2}, \qquad (8)$$

где t_m – время, соответствующее амплитуде I_m разрядного тока в искровом плазменном канале с его активным сопротивлением R_{LC}, возникающем при электрическом пробое длинного воздушного промежутка в исследуемой ДЭРС.

Принимая, что в проведенных нами высоковольтных экспериментах указанное в (8) время t_m соответствует времени среза T_c или времени пробоя T_d, численно равных согласно данным рис. 5 $T_c \approx T_d \approx 95$ мкс и при которых в разрядной цепи примененного сверхвысоковольтного генератора стандартных коммутационных апериодических импульсов напряжения $U_{12}(t)$ типа ГКИН-2 ($U_d \approx U_{12}(T_d) \approx 611{,}6$ кВ) [18], содержащей высоковольтный токоограничивающий резистор активным сопротивлением $R_C \approx 4{,}59$ кОм [20, 21], амплитуда $I_m \approx U_d/(R_C+R_{LC})$ разрядного тока в ее искровом канале ($R_{LC} \approx 0{,}215$ кОм) принимает численное значение около $I_m \approx 127{,}3$ А [24], в принятом приближении по (8) находим расчетное значение максимального радиуса $r_{mc} \approx 4{,}6$ мм для искрового зигзагоподобного плазменного канала разряда в указанной лабораторной высоковольтной ДЭРС.

Для исследуемой высоковольтной ДЭРС с длинным воздушным промежутком (l_{min}= 1,5 м; $U_d \approx 611{,}6$ кВ) из расчетных данных по (1) и (8) соответственно для радиусов $r_i \approx x_i \approx 24{,}5$ мм и $r_{mc} \approx 4{,}6$ мм рассматриваемых нами плазменных образований (сферической зоны интенсивной ионизации воздуха и цилиндрического искрового канала разряда в ДЭРС), возникающих в указанной ДЭРС при электрическом пробое ее воздушной изоляции, с выполнением для них соотношения $r_i/r_{mc} \approx 5{,}3$ и полученных применительно к данной ДЭРС опытных данных (см. рис. 2 и 5), согласно которым из сравнения зон светимостей для этих плазменных образований имеет место соотношение $r_i/r_{mc} \approx 5$, можно заключить, что предложенный в работе инженерный подход к приближенному исследованию стримерно-лидерного перехода в ДЭРС «острие–плоскость» является работоспособным.

Укажем, что согласно полученным в этих высоковольтных экспериментах с применением лабораторной ДЭРС результатам время $t_s \approx T_d$ развития и существования стримерных плазменных каналов, которые в сферической зоне радиусом $r_i \approx x_i$ активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха в указанной ДЭРС способны электрофизическим путем трансформироваться в лидерный плазменный канал, численно составляет около $t_s \approx T_d \approx 95$ мкс (см. рис. 5).

Что касается скорости v_L продвижения в атмосферном воздухе исследуемой ДЭРС тонкого (радиусом $R_{eL} \approx R_{es} \approx R_e \approx \alpha_i^{-1} \approx 1$ мм) канала положительного лидера, то она может быть оценена по соотношению вида [18]: $v_L \approx 1{,}13 l_{min}/T_{dc}$, где T_{dc} – длительность среза (коммутации) импульса напряжения $U_{12}(t)$, вызывающего электрический пробой длинного воздушного промежутка в ДЭРС «острие–плоскость». При расчете скорости v_L по указанной выше формуле для исключения влияния параметров разрядной цепи генератора ГКИН-2 с его формирующей емкостью $C_F \approx 13{,}3$ нФ на процесс коммутации напряжения $U_d \approx U_{12}(T_d)$ при пробое длинного воздушного промежутка в исследуемой ДЭРС, то есть на длительность среза T_{dc} напряжения $U_{12}(t)$, в эту цепь генератора ГКИН-2 включался токоограничивающий резистор с большим активным сопротивлением $R_C \approx 4{,}59$ кОм [20, 21] для обеспечения постоянной спада τ_C напряжения пробоя U_d на длинном разрядном воздушном промежутке ДЭРС не менее чем $\tau_C \approx R_C C_F \approx 61$ мкс. Именно за время T_{dc} происходит выравнивание электрических потенциалов на металлических электродах ($\varphi_1(t) \approx \varphi_2(t) \approx 0$) исследуемой ДЭРС (см. рис. 5). При этом роль первичной электрической закоротки этих электродов ДЭРС и соответственно длинного разрядного промежутка примененной высоковольтной ДЭРС из-за выполнения условия $T_{dc} < \tau_C$ исполняет лидерный термоионизированный плазменный канал. Согласно опытным данным (рис. 5) при минимальной длине l_{min} = 1,5 м этого промежутка в ДЭРС значение времени T_{dc} составляет около $T_{dc} \approx 17$ мкс. В результате расчетно-

экспериментальное значение скорости v_L продвижения положительного лидера в воздушном промежутке (l_{min} = 1,5 м) исследуемой ДЭРС «острие–плоскость» при его электрическом пробое ($U_d \approx U_{12}(T_d) \approx 611{,}6$ кВ) указанным коммутационным импульсом напряжения $U_{12}(t)$ положительной полярности при $T_{dc} \approx 17$ мкс будет численно составлять около $v_L \approx 10^5$ м/с. Это полученное нами в условиях высоковольтной электрофизической лаборатории для исследуемой ДЭРС приближенное значение скорости v_L с использованием эмпирического соотношения $v_L \approx 1{,}13 l_{min}/T_{dc}$ равняется указанному в [1, табл. 17.2] опытному значению для наименьшей скорости $v_{Lm} \approx 10^5$ м/с продвижения в атмосферном воздухе отрицательного лидера разряда линейной молнии, возникающего в естественной ДЭРС «грозовое облако–земля» при модуле электрического потенциала φ_R края ее грозового облака порядка $\varphi_R \approx$ (400–700) МВ и сверхвысоковольтном электрическом искровом пробое в земной атмосфере ее сверхдлинного воздушного промежутка минимальной длиной $l_{min} \approx (1–10)\times10^3$ м [1–4, 7].

Отметим, что усредненное значение производной $dU_{12}(t)/dt$ или скорости нарастания напряжения $U_{12}(t)$ в длинном воздушном промежутке исследуемой ДЭРС «острие–плоскость» для выполненных нами высоковольтных экспериментов в случае его минимальной длины l_{min} = 1,5 м (см. рис. 3) и применения стандартного коммутационного апериодического импульса напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности ($U_d \approx 611{,}6$ кВ; $T_c \approx T_d \approx 95$ мкс) численно составляет около $dU_{12}(t)/dt \approx U_d/T_c \approx 6{,}44$ кВ/мкс. Как известно, при $dU_{12}(t)/dt \geq 5$ кВ/мкс [3] развитие в воздушной ДЭРС при электрическом пробое ее разрядного промежутка положительного лидера происходит беспрерывно – без ступенчатого образования в ее длинном разрядном промежутке отдельных лидерных каналов. Выполненные эксперименты с исследуемой воздушной ДЭРС «острие–плоскость» (l_{min} = 1,5 м; $U_d \approx 611{,}6$ кВ) подтвердили это электрофизическое положение.

ВЫВОДЫ

1. Предложен новый инженерный подход к обоснованному выбору основного показателя стримерно-лидерного перехода в длинном воздушном промежутке ДЭРС «острие–плоскость», испытывающей воздействие стандартного коммутационного апериодического импульса высокого напряжения временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности. В рамках данного подхода получены приближенные расчетные соотношения для нахождения: радиуса $r_i \approx x_i$ сферической яркой зоны активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха вблизи нижнего заостренного края потенциального металлического электрода–острия ДЭРС; плотности n_{es} электронов в плазменном канале стримера, который формируется и развивается в этой локальной зоне активной ударной ионизации атмосферного воздуха ДЭРС; электронного тока i_{es} в данном развитом стримере и его плотности δ_{es}; максимальной электронной температуры T_{ms} в плазменном канале развитого стримера, возникающего в указанной зоне активной ионизации электронами воздуха и трансформируемого в начальный положительный лидер разряда в исследуемой ДЭРС.

2. Показано, что в случае применения в исследуемой высоковольтной ДЭРС «острие–плоскость» с минимальной длиной l_{min} = 1,5 м ее длинного воздушного промежутка стандартного коммутационного апериодического импульса напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx 200$ мкс/1990 мкс положительной полярности ($U_d \approx 611{,}6$ кВ; $T_c \approx T_d \approx 95$ мкс) сферическая яркая зона активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха вблизи заостренного края потенциального стального электрода–острия этой ДЭРС принимает расчетный радиус $r_i \approx x_i$, численно составляющий около $r_i \approx x_i \approx 24{,}5$ мм. При этом в данной зоне ударной ионизации электронами воздуха расчетная плотность n_{es} электронов в плазменном развитом стримерном канале радиусом $R_{es} \approx \alpha_i^{-1} \approx 1$ мм оказывается равной около $n_{es} \approx 1{,}04\times10^{19}$ м$^{-3}$, что обеспечивает протекание в нем стримерного электронного тока $i_{es} \approx 7{,}8$ А с его плотностью $\delta_{es} \approx i_{es}/(\pi R_{es}^2) \approx 2{,}5$ А/мм^2. Показано, что полученные нами данные для n_{es}, i_{es} и δ_{es} соответствуют известному условию стримерного электрического пробоя Лёба для короткого разрядного газового промежутка ($l_{min} < 1$ м) в ДЭРС. Установлено, что для высокоионизированной плазмы развитого стримера в исследуемой ДЭРС «острие–плоскость» расчетная максимальная электронная температура T_{ms} численно составляет около $T_{ms} \approx 5{,}323\times10^3$ К. Этот уровень температуры T_{ms} в развитом стримере определяет максимальную электронную температуру T_{mL} в плазме начального положительного лидера, который формируется в исследуемой ДЭРС на основе данного стримера. Поэтому в сферической зоне радиусом $r_i \approx x_i$ активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха вблизи заостренного края потенциального электрода–острия рассматриваемой ДЭРС возникают

необходимые электрофизические условия для наступления стримерно-лидерного перехода в ее длинном воздушном промежутке.

3. Установлено, что основными электрофизическими условиями для наступления стримерно-лидерного перехода в длинном воздушном промежутке исследуемой высоковольтной воздушной ДЭРС «острие–плоскость» (l_{min} = 1,5 м; $r_0 \approx$ 15 мм; $U_d \approx$ 611,6 кВ; $T_c \approx T_d \approx$ 95 мкс; $T_{dc} \approx$ 17 мкс) и возникновения в разрядном промежутке данной ДЭРС положительного лидера являются: во-первых, возникновение вблизи нижнего заостренного края ($r_c \approx$ 3 мм) потенциального металлического электрода–острия этой ДЭРС яркой сферической зоны расчетным радиусом около $r_i \approx x_i \approx$ 24,5 мм активной ударной ионизации электронами ее атмосферного воздуха; во-вторых, появление в данной зоне интенсивной ионизации воздуха в развитом стримерном канале плотности n_{es} электронов численным значением не меньше чем $n_{es} \approx 10^{19}$ м$^{-3}$; в-третьих, наступление в развитом стримерном плазменном канале в указанной сферической зоне радиусом $r_i \approx x_i$ интенсивной ионизации электронными ударами атмосферного воздуха в ДЭРС максимальной электронной температуры T_{ms} уровнем не меньше чем $T_{ms} \approx 5\times10^3$ К.

4. Выполненные в лабораторных условиях на открытом атмосферном воздухе с помощью отечественного мощного испытательного электрофизического оборудования и использования исследуемой воздушной ДЭРС «острие–плоскость» высоковольтные эксперименты показали, что в случае воздействия на эту ДЭРС стандартного коммутационного апериодического импульса напряжения $U_{12}(t)$ временной формы $T_m/T_p \approx$ 200 мкс/1990 мкс положительной полярности электрического пробоя ее разрядного воздушного промежутка длиной l_{min} = 1,5 м ($U_d \approx$ 611,6 кВ; $T_c \approx T_d \approx$ 95 мкс; $T_{dc} \approx$ 17 мкс): во-первых, вблизи нижнего заостренного края ($r_c \approx$ 3 мм) потенциального стального электрода–острия ($r_0 \approx$ 15 мм) данной ДЭРС возникает яркая практически сферическая зона активной ударной ионизации электронами атмосферного воздуха, опытный радиус $r_i \approx x_i \approx$ 30 мм которой значительно превышает максимальный расчетный радиус $r_{mc} \approx$ 4,6 мм зигзагоподобного искрового цилиндрического канала разряда в ДЭРС; во-вторых, время $t_s \approx T_d$ развития и существования в этой зоне ударной ионизации электронами воздуха в ДЭРС стримерных плазменных каналов и соответственно самой данной зоны составляет не меньше чем $t_s \approx T_d \approx$ 95 мкс; в-третьих, скорость v_L продвижения в длинном воздушном промежутке ДЭРС тонкого ($R_{eL} \approx R_{es} \approx$ 1 мм) плазменного канала положительного лидера, который первым электрически замыкает этот воздушный промежуток в ДЭРС, численно составляет около $v_L \approx 10^5$ м/с; в-четвертых, развитие и продвижение в длинном воздушном промежутке ДЭРС положительного лидера разряда происходит беспрерывно (без ступенчатого образования в воздухе отдельных плазменных каналов).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет, что у него отсутствует конфликт интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер, Ю.П., *Физика газового разряда*. М.: Наука, 1987. 592 с.

2. Бржезицький, В.О., Білий, І.В., Бойко, М.І., Гуль, В.І., и др., *Техніка і електрофізика високих напруг: Навчальний посібник*. Харків: НТУ «ХПІ»−Торнадо, 2005. 930 с.

3. Бортник, И.М., Белогловский, А.А., Верещагин, И.П., Вершинин Ю.Н., и др., *Электрофизические основы техники высоких напряжений: Учебник для вузов*. М.: Издательский дом МЭИ, 2010. 704 с.

4. Баранов, М.И., Основные электрофизические характеристики природной трехфазной дисперсной системы «грозовое облако–земля», *ЭОМ*, 2023, т. 59, № 6, с. 50.
https://doi.org/10.52577/eom.2023.59.6.50

5. Niemeyer, L., Pietronero, L. and Wiesmann, H.J., Fractal dimension of dielectric breakdown, *Phys. Rev. Lett.*, 1984, vol. 52, no. 12, p. 1033.
https://doi.org/0.1103/PhysRevLett.52.1033

6. Wiesmann, H.J. and Zeller, H.R., A fractal model of dielectric breakdown and prebreakdown in solid dielectrics, *J. Appl. Phys.*, 1986, vol. 60, no. 5, p. 1770.
https://doi.org/10.1063/1.337219

7. Kuffel, E., Zaengl, W.S. and Kuffel, J., *High Voltage Engineering Fundamentals*. Oxford: Newnes Publ., 2000. 552 p.

8. Nijdam, S., Teunissen, J. and Ebert, U., The physics of streamer discharge phenomena, *Plasma Sourc. Sci. Technol.*, 2000, vol. 29, no. 10, art. ID103001.
https://doi.org/10.1088/1361-6595/abaa05

9. Charalambakos, V.P., Agoris, D.P., Kupershtokh, A.L. and Karpov D.I., Modelling of prebreakdown phenomena using cellular automata, *Proc. IASTED Int. Conf. Modelling, Identification and Control,*

vol. 1. February 19–22, 2001, Innsbruck, Austria, p. 143.

10. Kupershtokh, A.L., Charalambakos, V.P., Agoris, D.P. and Karpov, D.I., Simulation of breakdown in air using cellular automata with streamer to leader transition, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2001, vol. 34, no. 6, p. 936.
https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/6/315
11. Petrov, N.I., Petrova, G.N. and Alessandro, F.D., Quantification of the probability of lightning strikes to structures using a fractal approach. *IEEE Trans. Diel. Electr. Insul.*, 2003, vol. 10, no. 4, p.641.
https://doi.org/10.1109/TDEI.2003.1219649
12. Kebbabi, L. and Beronal, A., Fractal analysis of creeping discharge patterns propagating at solid/liquid interfaces: influence of the nature and geometry of solid insulators, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2006, vol. 39, no. 1, p. 177.
https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/1/026
13. Xiong, Z., Robert, E., Sarron, V., Pouvesle, J.-M., et. al., Dynamics of ionization wave splitting and merging of atmospheric-pressure plasmas in branched dielectric tubes and channels, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2012, vol. 45, no. 27, art. ID 275201.
https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/27/275201
14. Hu, H.M., Yang, Y., Lu, W. and Zhao, G., Electrical tree simulation based on the self-organization criticality, *Energ. Power Eng.*, 2013, vol. 5, no. 48, p. 1273.
https://doi.org/10.4236/epe.2013.54B241
15. Xia, Y., Liu, D., Wang, W., Bi, Z., et al., Effects of previous ionization and excitation on the ionization wave propagation along the dielectric tube, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2016, vol.49, no.16, art. ID 165202.
https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/16/165202
16. Aziz, N.H., Catteson, V.M., Rowland, S.M. and Bahadoorsingh, S., Analysis of practical discharge features as prognostic indicators of electrical treeing, *IEEE Trans. Diel. Electr. Insul.*, 2017, vol. 24, no. 1, p. 129.
https://doi.org/10.1109/TDEI.2016.005957
17. Baranov, M.I., A generalized physical principle of development of plasma channel of a high-voltage pulse spark discharge in a dielectric, *Electr. Eng. Electromech.*, 2024, no. 1, p. 34.
https://doi.org/10.20998/2074-272X.2024.1.05
18. Baranov, M.I., Calculation and experimental determination of speed of advancement of the plasma leader channel of a pulse spark discharge in atmospheric air, *Electr. Eng. Electromech.*, 2024, no. 2, p. 48.
https://doi.org/10.20998/2074-272X.2024.2.07
19. Кухлинг, Х., *Справочник по физике*. М.: Мир, 1982. 520 с.
20. Baranov, M.I., Koliushko, G.M. and Kravchenko, V.I., A switching aperiodic superhigh-voltage pulse generator for testing the electric strength of insulation of technical objects, *Instrum. Experim. Techn.*, 2013, vol. 56, no. 6, p. 639.
https://doi.org//10.1134/S0020441213050126
21. Баранов, М.И., Колиушко, Г.М., Кравченко, В.И., Получение стандартных коммутационных импульсов высокого и сверхвысокого напряжения для натурных испытаний электроэнергетических объектов, *Електротехніка і Електромеханіка*, 2013, № 2, с. 52.
22. *Стандарт ГОСТ 1516.2-97. Электрооборудование и электроустановки переменного тока на напряжение 3 кВ и выше. Общие методы испытаний электрической прочности изоляции*. Минск: Межгосуд. совет по стандартизации, метрологии и сертификации, 1997. 31 с.
23. Кнопфель, Г., *Сверхсильные импульсные магнитные поля*. М.: Мир, 1972. 391 с.
24. Baranov, M.I., The main characteristics of the leader channel during breakdown of a long air gap by high pulse voltage, *Electrl. Eng. Electromech.*, 2025, no. 4, p. 59.
https://doi.org/10.20998/2074-272X.2025.4.08
25. Мик, Дж., Крэгс, Дж., *Электрический пробой в газах*. М.: Изд-во ин. лит., 1960. 605 с.
26. Ретер, Г., *Электронные лавины и пробой в газах*. М.: Мир, 1968. 390 с.
27. Кузьмичев, В.Е., *Законы и формулы физики*. Киев: Наукова думка, 1989. 864 с.
28. Баранов, М.И., Приближенный расчет электрической эрозии металлических электродов высоковольтных сильноточных искровых коммутаторов, *Технічна електродинаміка,* 2004, № 5, с. 11.
29. Абрамов, Н.Р., Кужекин, И.П., Ларионов, В.П., Характеристики проплавления стенок металлических объектов при воздействии на них молнии, *Электричество*, 1986, № 11, с. 22.
30. Базелян, Э.М., Ражанский, И.М., *Искровой разряд в воздухе*. Новосибирск: Наука, 1988. 165 с.
31. Брагинский, С.И., К теории развития канала искры, *ЖЭТФ,* 1958, т. 34, вып. 6, с. 1548.
32. Лозанский, Э.Д., Фирсов, О.Б., *Теория искры*. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
33. Гулый, Г.А., *Научные основы разрядно-импульсных технологий*. Киев: Наукова думка, 1990. 208 с.

Summary

The article presents the results of a computational and experimental determinationы of the electrophysical conditions for the emergence of a leader channel during an electrical breakdown of a long air gap in a point-to-plane two-electrode discharge system (TEDS) using a standard high-voltage aperiodic switching pulse with a time shape of $T_m/T_p \approx$ 200 μs /1990 μs and a positive polarity. A novel engineering approach to the substantiated selection of the key indicator of the streamer-leader transition in a long air gap in the TEDS is proposed, allowing to formulate the fundamental conditions for its

onset and the emergence of a positive leader in the TEDS. Calculation relationships have been obtained for determining: the radius r_i of the zone of an active impact ionization by air electrons near the potential electrode of the TEDS; the electron density n_{es} in the channel of the developed streamer in the specified air ionization zone; the maximum electron temperature T_{ms} in the channel of this streamer, transformed into a positive leader. The high-voltage experiments carried out confirmed the emergence in a long air gap of the TEDS (l_{min} = 1.5 m; $U_d \approx$ 611.6 kV) near its potential steel point electrode ($r_0 \approx$ 15 mm; $r_c \approx$ 3 mm) of a bright spherical zone with a radius of $r_i \approx$ 30 mm of an intense ionization by electron impacts on the air, from which a plasma channel of a positive leader continuously develops towards the grounded steel plane of the TEDS at a speed of $v_L \approx 10^5$ m/s.

Keywords: long air gap, high pulse voltage, electrical breakdown, streamer, leader, streamer-leader transition, calculation, experiment