

# Электродинамическая модель шаровой молнии

БАРАНОВ М.И.

Предложена электродинамическая модель шаровой молнии, содержащая внутреннее высокотемпературное тороидальное ядро и внешнюю высокополяризованную водяную оболочку. Основу ядра такого вида молнии составляют элементарные электронные высокотемпературные микроторы, образованные в воздушной атмосфере вблизи силовоточного канала разряда линейной молнии или другого разряда с током короткого замыкания нерелятивистскими электронами, которые одновременно вращаются с циклотронной частотой по ларморовским радиусам и движутся по кругу вдоль силовых линий магнитной индукции в зоне изгиба указанных разрядных высокоионизированных каналов. Спирально-кольцевые электронные токи ядра этой молнии генерируют вокруг него сильное импульсное азимутальное магнитное поле и сверхсильное вихревое радиальное электрическое поле. Выполненные эксперименты по созданию в лаборатории сферических низкоэнергетических плазмидов подтвердили некоторые положения предложенной модели шаровой молнии.

Ключевые слова: электрический разряд, линейная и шаровая молния, плазмиды, ток, магнитное поле, электрическое поле, моделирование

В [1–3] была предложена и математически описана микродипольная модель шаровой молнии (ШМ), образующейся в воздушной атмосфере и содержащей в своем центре внутреннее сплошное отрицательно заряженное сферообразное электронное ядро радиусом  $r_{0e}$  и внешнюю полую электронейтральную водяную оболочку радиусом  $r_0$  с многочисленными сферическими слоями радиально ориентированных электрических диполей высокополяризованных микрочастиц-сфероидов, состоящих из полярных округлых молекул воды радиусом  $r_m \gg 1,925 \times 10^{-10}$  м, имеющих собственный электрический дипольный момент  $p_m \gg 6,2 \times 10^{-30}$  Клж [4]. Водяная оболочка в микродипольной (по сути кластерной) модели ШМ как изолирует ее заряженное высококонцентрированное энергетическое электронное ядро от окружающей среды и тем самым увеличивает время его «жизни», так и аккумулирует электрическую энергию в вакуумных нанозазорах размером до  $2r_m$  между своими микродиполями-сфероидами [1–3]. Одним из основных недостатков этой модели ШМ явилось то, что в ее основу было положено лишь электростатическое взаимодействие связанных зарядов обеих полярностей

An electrodynamic model of ball lightning containing an inner high-temperature toroidal energy core and an outer highly polarized water shell is proposed. The core of such lightning is mainly composed of elementary high-temperature electron microtores generated in the air near the heavy-current channel of linear lightning discharge or short-circuit current arc discharge by nonrelativistic electrons that simultaneously rotate at cyclotron frequency over the Larmor radiuses and make a circular motion along the magnetic induction lines in the bending zone of the above-mentioned highly ionized channels. The spiral-annular electronic currents circulating in the core of this lightning generate a strong impulse azimuthal magnetic field and a superstrong vortex radial electric field around it. The laboratory experiments aimed at generating spherical low-energy plasmoids confirmed some of the statements of the proposed ball lightning model.

Key words: electric discharge, linear and ball lightning, plasmoids, current, magnetic field, electric field, modeling

с поверхностной плотностью  $s_m = 5e_0 / pr_m^2$ , где  $e_0 = -1,602 \times 10^{-19}$  Кл – электрический заряд электрона, электрических диполей микрочастиц-сфероидов воды оболочки ШМ друг с другом и с неподвижными свободными нерелятивистскими электронами сферического ядра рассматриваемого природного электрофизического феномена. Учитывая, что в соответствии с опытными данными международных наблюдений природной ШМ [5] предвестником этого атмосферного явления обычно является линейная молния (ЛМ), быстро протекающая в земной атмосфере (при длительности ее длинных силовоточных искровых разрядов в течение порядка 1 с [6]), то более вероятным процессом образования и существования в воздушной атмосфере ШМ должен служить не электростатический, а электродинамический процесс, сопровождающийся ее достаточно быстрым возникновением, относительно медленным протеканием и взрывообразным или бесшумным распадом ее внутреннего энергетического ядра и внешней оболочки. В этой связи целесообразно усовершенствовать микродипольную модель ШМ, внося в нее элементы

классической электродинамики, характерные для природной ШМ.

**Постановка задачи исследования ШМ в воздушной атмосфере.** Рассмотрим локальную область воздушной атмосферы, в которой может протекать либо природная ЛМ с ее сильноточным грозовым электрическим разрядом, либо происходить дуговой электрический разряд, обусловленный как случайными аварийными режимами в электрических сетях переменного напряжения с протеканием тока короткого замыкания (КЗ), так и нормальными режимами работы высоковольтных сильноточных электроустановок различного технологического назначения.

Пусть атмосферные условия удовлетворяют нормальным (температура воздушной среды  $T_0 = 0$ , а ее давление  $p_0 = 1,013 \times 10^5$  Па [7]) и в этой воздушной области присутствуют многочисленные полярные молекулы и микрочастицы воды. Принимаем, что из-за воздействия внешнего электрического поля с напряженностью  $E_B$  (например от сильноточного канала ЛМ или дугового разряда в цепи электроустановки) наступает дополнительная электронная и ориентационная поляризация полярных микросфер воды и в них возникают индуцированные электрические дипольные моменты  $p_e$ , а молекулы и микрочастицы воды принимают форму, близкую к вытянутым сфероидам [1, 7]. Считаем, что закругленные наименьшим радиусом  $r_m$  торцы этих микрочастиц-сфероидов воды, состоящих из полярных молекул влаги, на своих поверхностях содержат поляризационные некомпенсированные связанные электрические заряды противоположной полярности с поверхностной плотностью  $s_e$ , примерно равной поверхностной плотности  $s_m$  зарядов для полярных молекул воды радиусом  $r_m$ . Допускаем, что молекулы и микрочастицы-сфероиды воды согласно теории ориентационной поляризации полярных диэлектриков во внешнем электрическом поле с напряженностью  $E_B$  будут всегда направлены по этому полю [1, 4, 7]. В этом случае векторы их электрических дипольных моментов  $p_m$ ,  $p_e$  и напряженности внешнего электрического поля  $E_B$  будут совпадать по направлению. Используем известное положение, лежащее в основе явления диэлектрфореза в неоднородном электрическом поле [8], согласно которому на полярную молекулу воды и соответственно на микрочастицу-сфероид влаги в подобном поле будет действовать электрическая сила, втягивающая такую молекулу и эту микрочастицу в зону с более сильным полем [4]. С учетом неоднородного характера радиального распределения напряженности электрического поля  $E_B$ , вызванной в воздушной атмосфере

сильноточным цилиндрическим каналом ЛМ или дугового разряда с током КЗ, принимаем, что в рассматриваемой атмосферной области могут возникать физические условия, приводящие к радикальному послонному формированию вокруг вероятного энергетического ядра ШМ, содержащего избыточные электронные токи, ее микродипольной водяной оболочки [1, 8]. Как и в [1–3], полагаем, что расстояние между торцами диполей микрочастиц-сфероидов влаги соседних слоев водяной оболочки, а также между микродиполями этой оболочки и энергетическим ядром ШМ равно примерно габаритным размерам молекулы воды  $2r_m$ . Для описания в дальнейшем энергетического ядра ШМ воспользуемся известным в физике плазмы понятием плазмоида, представляющего собой сравнительно небольшой объем овальной формы, заполненный высокотемпературной плазмой, удерживаемой собственным магнитным полем [9, 10].

Пусть данное магнитное поле плазмоида, находящегося в воздушной атмосфере с внешним по отношению к нему давлением  $p_0$ , создается электрическим током, протекающим в его высокоионизированной плазме. Считаем, что в рассматриваемом плазмоиде — потенциальном энергетическом ядре ШМ — из-за сильного внешнего электромагнитного влияния (например из-за действия сильного азимутального магнитного поля от сильноточного цилиндрического канала ЛМ или дугового разряда с током КЗ) могут создаваться условия, обеспечивающие как пространственное разделение его отрицательно и положительно заряженных частиц, так и их направленное в противоположные стороны практически без столкновений круговое движение. Требуется с учетом принятых допущений разработать усовершенствованную микродипольную модель ШМ с внешней поляризованной электротейтральной водяной оболочкой, внутреннее энергетическое ядро которой может представлять собой замкнутую систему движущихся круговым образом электрических зарядов, а также выполнить в лабораторных условиях экспериментальные исследования, результаты которых могут указывать на принципиальную возможность получения искусственным путем подобных плазменно-кластерных образований сферической формы с собственным магнитным полем.

**Математическое моделирование плазмоида ШМ.** Рассмотрим электродинамические процессы, протекающие в воздушной атмосфере вблизи изгиба сильноточного канала разряда ЛМ [11] или дугового разряда в цепи высоковольтной электроустановки. Изгиб канала указанных разрядов для нас интересен тем, что именно в его зоне в слабоионизированной плазме (при степени ее ионизации порядка

$m \gg 10^{-6}$  и концентрации в ней свободных электронов  $n_e \gg 7 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$  [12]), окружающей сильноточный канал воздушного электрического разряда, может происходить процесс формирования замкнутого кольцевого тока проводимости, способного стать в будущем энергетическим ядром ШМ. Остановимся далее на основных электрофизических моментах возможного создания такого электрического тока в слабоионизированной двухкомпонентной плазме, находящейся вблизи изгиба сильноточного канала электрического разряда (рис. 1).

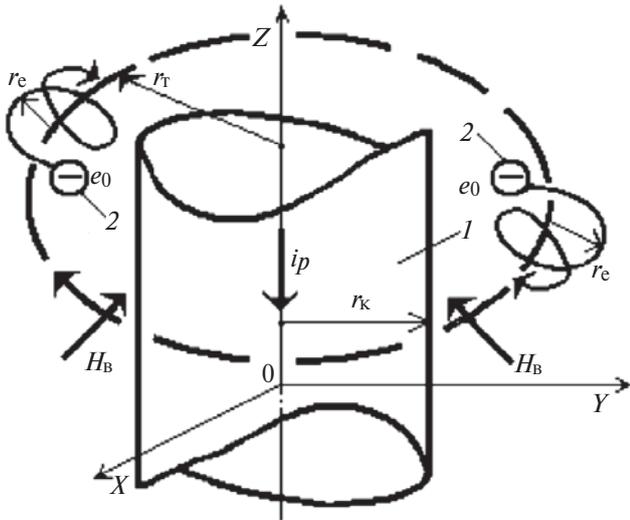


Рис. 1. Схематическое изображение цилиндрического высокоионизированного канала сильноточного грозового (дугового) электрического разряда в воздушной атмосфере и движущихся по циклоидам вблизи его изгиба вокруг круговых линий магнитной индукции разрядного плазменного канала свободных электронов: 1 – разрядный канал; 2 – электроны

**Образование электронных и протонных колец вблизи канала разряда.** Следует отметить, что на процесс возможного создания подобных проводящих колец в слабоионизированной плазме вокруг канала разряда ЛМ было указано еще в [11] при описании расчетной модели ШМ, возникающей при развитии в воздушной атмосфере ЛМ и содержащей в центре вакуумную сферическую полость, образовавшуюся при детонации водородно-кислородной смеси и окруженную положительно заряженным энергетическим ядром, состоящим из протонных колец, и внешней поляризованной водяной оболочкой. Учитывая поступающую от рассматриваемого цилиндрического канала электрического разряда в воздушную среду энергию интенсивного излучения (прежде всего, ультрафиолетового [11, 12]) и возникающий в ней (газовой среде) резко неоднородный радиальный градиент температуры, появляющиеся в воздухе вблизи канала свободные электроны и положительно заряженные ионы будут характеризоваться наличием у них преобладающих

радиальных скоростей  $v_{er}$  и  $v_{pr}$  соответственно. Движение таких частиц в азимутальном магнитном поле разрядного канала с продольным импульсным током  $i_p$  и круговой напряженностью  $H_p$  (см. рис. 1), на которые воздействуют соответствующие центробежные силы Лоренца  $F_{eL} = e_0 m_0 v_{er} H_p$  и  $F_{pL} = q_p m_0 v_{pr} H_p$  ( $m_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная,  $q_p$  – значение заряда иона), согласно законам классической механики и электродинамики будут описываться следующими уравнениями движения [13]:

для свободных электронов

$$m_e = \frac{dv_{er}}{dt} = e_0 m_0 v_{er} H_p; \quad (1)$$

для ионов

$$m_p = \frac{dv_{pr}}{dt} = q_p m_0 v_{pr} H_p, \quad (2)$$

где  $m_e$ ,  $m_p$  – масса покоя электрона и иона соответственно ( $m_e \gg 9,108 \times 10^{-31}$  кг,  $m_p \gg 1836 m_e$  [7]).

Для наглядности и простоты анализа в дальнейшем ограничимся рассмотрением в приканальной зоне наиболее легких однозарядных ионов – протонов ( $q_p = |e_0| = 1,602 \times 10^{-19}$  Кл), образующихся вблизи разрядного канала из атомов водорода при их ионизации. В соответствии с (1) и (2) электроны и протоны под действием сил Лоренца  $F_{eL}$  и  $F_{pL}$ , перпендикулярных их скоростям  $v_{er}$  и  $v_{pr}$ , будут осуществлять круговое вращение вокруг замкнутых линий напряженности  $H_p$  внешнего азимутального магнитного поля. Причем, это движение рассматриваемых частиц разноименного заряда по окружностям радиусами  $r_e$  и  $r_p$  будет происходить в противоположных направлениях, а плоскости данных окружностей будут перпендикулярны линиям магнитной индукции внешнего поля, генерируемого током  $i_p$  разрядного канала. Радиусы  $r_e$  и  $r_p$ , называемые ларморовскими радиусами вращения заряженных частиц в магнитном поле [12, 13], с учетом (1) и (2) определяются из следующих соотношений: для свободных электронов

$$\frac{m_e v_{er}^2}{r_e} = e_0 m_0 v_{er} H_p; \quad (3)$$

для протонов

$$\frac{m_p v_{pr}^2}{r_p} = e_0 m_0 v_{pr} H_p, \quad (4)$$

откуда ларморовские радиусы вращения свободных электронов и протонов в азимутальном магнитном поле сильноточного канала грозового (дугового) электрического разряда в воздушной атмосфере равны:

$$r_e = \frac{m_e v_{er}}{e_0 m_0 H_p}; \quad (5)$$

$$r_p = \frac{m_p v_{pr}}{e_0 m_0 H_p}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) видно, что для нахождения численных значений радиусов  $r_e$  и  $r_p$  необходимо знать значения скорости электронов  $v_{er}$  и протонов  $v_{pr}$  в воздушной среде, а также уровень напряженности  $H_p$  магнитного поля вблизи разрядного канала радиусом  $r_k$ . Соотношение между радиусами протонных и электронных колец в приканальной зоне согласно (5) и (6) оказывается равным  $r_p / r_e = (m_p v_{pr}) / (m_e v_{er})$ . Считая температуру электронов  $T_e$  и протонов  $T_p$  примерно равной в плазме, прилегающей снаружи к разрядному каналу, приближенно оценим значения скоростей  $v_{er}$  и  $v_{pr}$ . Для этого вначале по известным амплитудно-временным параметрам (АВП) разрядного тока  $i_p$  в канале найдем максимальную электронную температуру  $T_{me}$  в этом канале и вблизи него. Для этого используем приближенное расчетное соотношение (6) из [14], согласно которому искомое значение температуры в сильноточном канале воздушного искрового разряда равно:

$$T_{me} = 5,834 \sqrt{\frac{(I_{mp})^{1/3}}{s_c t_{mp}}}, \quad (7)$$

где  $I_{mp}$ ,  $t_{mp}$  – первая амплитуда разрядного тока в плазменном канале и время ее достижения соответственно;  $s_c = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$  – постоянная Стефана–Больцмана [7].

Для АВП тока воздушного сильноточного разряда, характерного для ЛМ ( $I_{mp} \gg 200$  кА;  $t_{mp} \gg 10$  мкс [6]), из (7) следует, что в этом случае  $T_{me} \gg 18,6 \cdot 10^3$  К (около 1,6 эВ [13]). При сравнении значения  $T_{me}$ , полученного по (7), с известными в области техники и электрофизики высоких напряжений результатами можно отметить, что согласно приведенным в [12] данным температура в сильноточном плазменном канале на стадии обратного искрового разряда ЛМ достигает  $\sim 20 \cdot 10^3$  К при плотности свободных электронов в нем около  $n_e \gg 10^{23} \text{ м}^{-3}$ .

Учитывая указанные значения для  $T_{me}$  в плазменном канале разряда ЛМ, вблизи подобного токового канала для максимальной электронной температуры в окружающей его слабоионизированной плазме при определении в ней значений скорости электронов  $v_{er}$  и протонов  $v_{pr}$  можно обоснованно принять, что ее значение составляет примерно 1 эВ

(около 11600 К [13]). Тогда при  $T_{me} \gg T_{mp}$  в приближении максвелловского закона распределения скоростей частиц в плазме для численной оценки искомых скоростей теплового движения электронов  $v_{er}$  и протонов  $v_{pr}$  в плазме вокруг сильноточного разрядного канала ЛМ или дугового разряда можно воспользоваться следующими формулами:

$$v_{er} = \sqrt{\frac{3k_B T_{me}}{m_e}}; \quad (8)$$

$$v_{pr} = \sqrt{\frac{3k_B T_{me}}{m_p}}; \quad (9)$$

где  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана [7].

Из (8) и (9) при  $T_{me} \gg 1$  эВ следует, что для свободных электронов средняя скорость их теплового движения в приканальной зоне может составлять примерно  $v_{er} \gg 7,26 \cdot 10^5$  м/с, а для протонов –  $v_{pr} \gg 1,69 \cdot 10^4$  м/с. Что касается уровня напряженности  $H_p$  внешнего магнитного поля в рассматриваемой плазме, то для его оценки сверху в зоне с текущим радиусом  $r_T > r_k$  (см. рис. 1) используем расчетное выражение, вытекающее из закона полного тока:

$$H_p = \frac{I_{mp}}{2pr_T}, \quad (10)$$

где  $r_T = r_k + Dr$ ;  $Dr^3 r_p$  – размер пространственного зазора между наружной поверхностью цилиндрического канала разряда радиусом  $r_k$  и центрами ближайших к каналу окружностей электронных и протонных колец;  $r_k \gg 0,093(I_{mp})^{1/3}(t_{mp})^{1/2}$  – максимальный радиус сильноточного искрового канала воздушного разряда, соответствующий формуле Брагинского [15].

При прежних АВП импульсного тока грозового разряда ( $I_{mp} \gg 200$  кА;  $t_{mp} \gg 10$  мкс;  $r_k \gg 17,2$  мм) и  $Dr \gg 3$  мм из (10) находим, что  $H_p \gg 1,57 \cdot 10^6$  А/м (этой напряженности в воздухе соответствует магнитная индукция  $B_p = m_0 H_p \gg 1,98$  Тл). Видно, что в приканальной зоне сильноточного искрового разряда ЛМ генерируется сильное импульсное азимутальное магнитное поле. В результате из (5) и (6) при  $v_{er} \gg 7,26 \cdot 10^5$  м/с,  $v_{pr} \gg 1,69 \cdot 10^4$  м/с и  $H_p \gg 1,57 \cdot 10^6$  А/м получаем, что вблизи разрядного канала ЛМ создаются вращающиеся во взаимно противоположных направлениях электронные и протонные кольца, имеющие ларморовские радиу-

сы  $r_e \gg 2,12,1$  мкм и  $r_p \gg 89,8$  мкм. Соотношение  $r_p / r_e$  для грозового разряда в воздушной атмосфере оказывается равным 42,8. Это означает, что круговые орбиты огромного множества свободных электронов будут проходить внутри круговых протонных орбит, замыкающихся вокруг кольцевых линий напряженности  $H_p$  разрядного канала относительно далеко снаружи от «роя» быстро вращающихся нерелятивистских электронов. При этом рассматриваемые электроны и протоны на окружностях с ларморовскими радиусами  $r_e$  и  $r_p$  будут круговым образом вращаться с циклотронными частотами [12, 13], определяемыми с учетом (5) и (6) из следующих выражений:

$$\omega_e = \frac{v_{er}}{r_e} = \frac{e_0 m_0 H_p}{m_e}; \quad (11)$$

$$\omega_p = \frac{v_{pr}}{r_p} = \frac{e_0 m_0 H_p}{m_p}. \quad (12)$$

Из (11) и (12) следует, что для проводящих электронных и протонных колец, формирующихся в слабоионизированной плазме снаружи канала искрового (дугового) воздушного электрического разряда, выполняется соотношение  $\omega_e / \omega_p = m_e / m_p \gg 1836$ . Подставив в (11) и (12) принятое нами значение для напряженности  $H_p \gg 1,57 \cdot 10^6$  А/м, находим, что для вращающихся электронов циклотронная частота  $\omega_e \gg 3,47 \cdot 10^{11}$  Гц, а для протонов –  $\omega_p \gg 1,89 \cdot 10^8$  Гц. Интересно отметить, что для случая развития в воздушной атмосфере ЛМ вблизи ее сильноточного канала разряда только в одном элементарном проводящем торе с принятым радиусом  $r_T \gg 20,2$  мм, ограниченном снаружи протонными кольцами радиусом  $r_p \gg 89,4$  мкм, при плотности электронов  $n_e \gg 7 \cdot 10^{16}$  м<sup>-3</sup> в слабоионизированной плазме, окружающей канал, может содержаться до  $22,3 \cdot 10^7$  электронных колец радиусом  $r_e \gg 2,1$  мкм.

Таким образом, благодаря существенному различию в скоростях  $v_{er}$  и  $v_{pr}$  теплового движения свободных электронов и протонов, их собственных массах покоя  $m_e$  и  $m_p$  и ларморовских радиусах  $r_e$  и  $r_p$  их вращения в сильном импульсном магнитном поле разрядного канала в воздушной атмосфере ЛМ в приканальной зоне происходит пространственное разделение указанных электрических зарядов в образующейся в ней (этой зоне) слабоионизированной плазме. Для многозарядных и соответственно более тяжелых положительно заряженных ионов, которые могут присутствовать в воздухе и соответственно в рассматриваемой плазме, подобное разделение электрических зарядов при

прежних токовых и полевых характеристиках для разрядного высокоионизированного канала в воздушной среде будет еще более выраженным. Такое вызванное внешним азимутальным магнитным полем канала разряда пространственное разделение в исследуемой плазме электронов и, в частности, протонов, встречно вращающихся по своим отдельным кольцам с огромными циклотронными частотами  $\omega_e$  и  $\omega_p$ , создает условие для движения этих заряженных частиц без столкновений. Причем, чем выше амплитудные значения разрядного тока  $I_{mp}$  в канале и напряженности  $H_p$  магнитного поля вокруг него, а значит и меньше согласно (5) и (6) значения ларморовских радиусов  $r_e$  и  $r_p$ , тем более вероятно наступление подобного режима движения указанных частиц.

**Образование спирально-кольцевого электронного тока вблизи канала разряда.** Для появления в приканальной зоне замкнутых импульсных токов проводимости, охватывающих высокоионизированный разрядный канал, необходимо возникновение вдоль образующихся в этой зоне проводящих электронных и протонных колец продольного импульсного электрического поля с замкнутыми по кругу линиями его напряженности. Такое вихревое электрическое поле во внутренних электронных и наружных протонных элементарных микроторах с главными радиусами  $r_{T,э}$ , состоящих из указанных электронных и протонных колец в своих поперечных радиальных сечениях с ларморовскими микро-радиусами  $r_e$  и  $r_p$ , возникает благодаря явлению электромагнитной индукции [13], вызывающему с учетом своего электрофизического микромеханизма действия [16] появление в этих пока неподвижных в плоскостях  $XU$  (рис. 1) с окружностями длиной  $2\pi r_{T,э}$  проводящих микрообразованиях соответствующих электродвижущих сил (ЭДС)  $U_e$  и  $U_p$ . Для упрощения численных оценок значений возникающих в данном случае ЭДС  $U_e \gg U_p$  воспользуемся некоторым эквивалентным электронным макротором с главным радиусом  $r_T$ , имеющим в своем поперечном радиальном круглом сечении макрорадиус  $r_{eT} \gg r_e$  (рис. 2).

Появлению указанной ЭДС  $U_e$  в таком электронном макроторе радиусом  $r_T$ , содержащем множество элементарных электронных микроторов с радиусами  $r_{T,э}$ , как раз и содействует изгиб разрядного канала. В зоне изгиба сильноточного канала разряда ЛМ или дугового разряда в силовой электрической цепи (рис. 3) напряженность  $H_v$  внешнего азимутального магнитного поля разрядного канала в воздушном пространстве приобретает такое направление, при котором образуемый ею (этой напряженностью) изменяющийся во времени

магнитный поток  $F_B$  пересекает плоскости электронных и протонных элементарных микроторов с окружностями длиной  $2\pi r_{T,Э}$ . В результате воздействия такого магнитного потока на введенный эквивалентный электронный макротор с главным радиусом  $r_T$  и радиусом  $r_{eT}$  сечения его кольца в нем будет возникать переменная ЭДС  $U_e$  [7]:

$$U_e \approx -\pi\mu_0(r_T^2 - r_K^2 - 2r_T r_{eT}) \frac{dH_B}{dt}. \quad (13)$$

Считаем, что скорость изменения во времени  $t$  напряженности  $H_B$  соответствует производной  $dH_p/dt$ , численное значение которой при принятых нами АВП импульсного тока разряда ЛМ  $I_{mp} \approx 200$  кА;  $t_{mp} \approx 10$  мкс;  $r_K \approx 17,2$  мм;  $H_p \approx 1,57 \times 10^6$  А/м) в приканальной зоне для

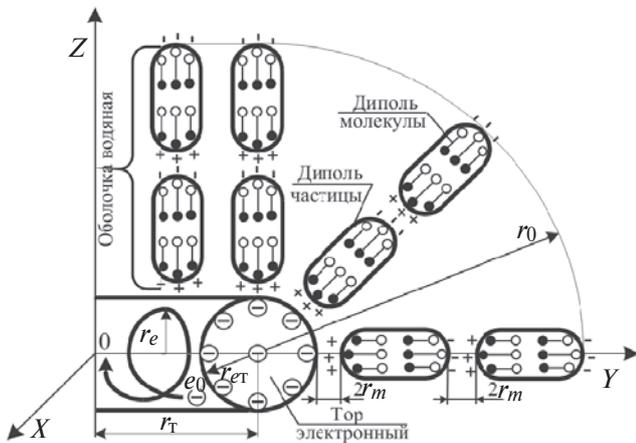


Рис. 2. Упрощенная структура электродинамической модели ШМ с центральным тором спирально-кольцевого электронного тока и внешней поляризованной электронейтральной водяной оболочкой, состоящей из множества сферообразных слоев микродиполей-сфероидов воды (показан радиальный срез лишь одной четвертой части поперечного сечения ШМ)

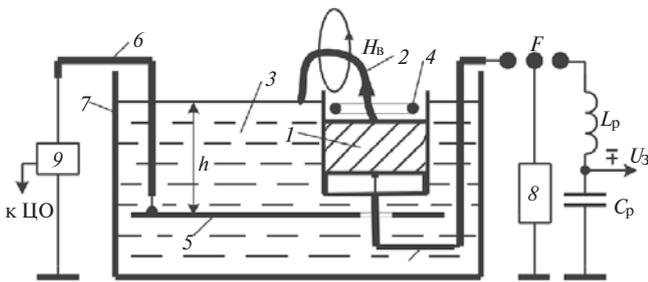


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема экспериментальной высоковольтной конденсаторной электроустановки, воспроизводящей в атмосферном воздухе над специальной ДЭС изоляционной РК с технической водой сферические низкоэнергетические плазмиды искусственной ШМ: 1 – цилиндрический графитовый электрод ДЭС; 2 – изогнутый канал дугового разряда; 3 – техническая вода; 4 – вероятный тор спирально-кольцевого электронного тока; 5 – плоский алюминиевый электрод; 6 – радиочастотный кабель с медной жилой и снятой оплеткой; 7 – корпус из оргстекла рабочей камеры; 8 – генератор ГВПИ на импульсное напряжение  $\pm 100$  кВ; 9 – измерительный шунт ШК-300; – многозачерный воздушный коммутатор МЗК-100;  $L_p \approx 2$  мкГн;  $C_p \approx 840$  мкФ – индуктивность и емкость разрядной цепи электроустановки

$r_T \approx 20,2$  мм ( $Dr \approx 3$  мм) может составлять примерно  $1,57 \times 10^{11}$  А/(мкс). Тогда из (13) при указанных исходных данных и  $r_{eT} \approx 1$  мм находим, что индуцируемая ЭДС в эквивалентном электронном макроторе радиусом  $r_T$  в зоне изгиба разрядного канала составит  $U_e \approx -44,5$  В. Появление такой ЭДС в электронном макроторе с принятыми радиусом  $r_T$  и поперечным радиальным круглым сечением радиусом  $r_{eT}$  (см. рис. 2) приведет к круговому движению его свободных электронов вдоль окружности длиной  $2\pi r_T$ . Из области физики высоких энергий и ускорительной техники известно, что индуцированное в электронном кольце макрорадиусом  $r_T$  ускоряющее напряжение  $U_e$  вызовет ускорение нерелятивистских электронов указанного макротора, предварительно вращающихся по окружностям с ларморовскими микрорадиусами  $r_e$ , до линейных скоростей  $v_{eT}$ , определяемых из [13]:

$$v_{eT} = \frac{\omega^2 e_0 U_e \dot{\phi}^{1/2}}{c \dot{e} m_e \dot{\phi}}. \quad (14)$$

Безусловно, что при данном ускорении свободных электронов рассматриваемого макротора должны обеспечиваться условия для их кругового движения практически без столкновений. В связи с описанным ранее реальным механизмом пространственного разделения электрических зарядов (на примере электронов и протонов) в слабоионизированной плазме вокруг сильнооточного высокоионизированного разрядного канала, на мой взгляд, такие условия в приканальной зоне у изгиба канала могут возникать. Кроме того, этому будет также способствовать то важное обстоятельство, что вращающиеся с циклотронной частотой  $\omega_e$  по окружностям с ларморовскими радиусами  $r_e$  свободные электроны в своих элементарных микроторах с главными радиусами  $r_{T,Э}$  снаружи от возможного проникновения в область их нахождения других частиц защищены протонными кольцами с вращающимися по их окружностям с ларморовскими радиусами  $r_p \gg r_e$  и с циклотронной частотой  $\omega_p \ll \omega_e$  многочисленными протонами. Кстати, подобное устройство вблизи изгиба канала ЛМ элементарных электронных микроторов с главными радиусами  $r_{T,Э}$  и с круговым образом вращающимися согласно с линейными скоростями  $v_{eT}$  (14) по окружностям длиной  $2\pi r_{T,Э}$  электронами, окруженными снаружи сильным азимутальным магнитным полем с напряженностью  $H_p$  разрядного канала и элементарными полыми протонными микроторами с подобными радиусами  $r_{T,Э}$  и ларморовскими радиусами  $r_p$  их круглых радиальных поперечных сечений (этими полностью ионизированными своеобразными защитными тепловыми

скин-слоями электронных микроторов), в соответствии с [10] будет способствовать защите высоко-температурной плазмы потенциально образующихся плазмоидов от окружающего ее холодного воздуха. Численная оценка по (14) уровня возможных линейных скоростей  $v_{eT}$  электронов в рассматриваемом макроторе радиусом  $r_T \gg 20,2$  мм, образующемся вблизи изгиба канала воздушного разряда ЛМ, показывает, что при  $|U_e| \gg 44,5$  В они при своем спирально-кольцевом (циклоидальном) движении (см. рис. 1 и 2) принимают значение около  $3,95 \times 10^6$  м/с. Данной скорости электронов соответствует их круговая частота вращения  $\omega_{eT} = v_{eT} / r_T$  в указанном электронном торе, равная около  $1,95 \times 10^8$  с<sup>-1</sup>, и период обращения, составляющий примерно  $T_{eT} = 2\pi / \omega_{eT} \gg 32,22$  нс. Следует отметить, что после индуцирования в элементарных электронных и протонных микроторах ЭДС  $U_e \gg U_p$  из-за кругового движения во взаимно противоположных направлениях вокруг разрядного канала в плоскостях ХУ электронов и протонов в соответствующих элементарных микроторах с главными радиусами  $r_{T.э}$  и ларморовскими радиусами  $r_e$  и  $r_p$  будет происходить обжатие электронных микроторов. По-видимому, это может приводить к повышению плотности электронов  $n_e$  в них. Верхним уровнем для электронной концентрации при этом может оказаться значение, характерное для сильноточного искрового (дугового) электрического разряда и равное примерно  $n_e \gg 7 \times 10^{21}$  м<sup>-3</sup> [12].

Отрицательный электрический заряд  $q_{eT}$ , протекающий в принятом электронном макроторе с радиусами  $r_T$  и  $r_{eT}$ , можно приближенно оценить по формуле

$$q_{eT} \gg 2\pi^2 e_0 n_e r_T r_{eT}^2. \quad (15)$$

Из (15) при  $n_e \gg 7 \times 10^{21}$  м<sup>-3</sup> и выбранных геометрических параметрах электронного тора ( $r_T \gg 20,2$  мм;  $r_{eT} \gg 1$  мм) следует, что значение  $q_{eT}$  окажется равным  $4,47 \times 10^{-4}$  Кл. Расчетное соотношение для приближенного определения максимального значения электронного тока проводимости  $i_{eT}$  в данном высокопроводящем торе с электронами примет следующий вид:

$$i_{eT} \gg \frac{q_{eT}}{T_{eT}} \gg \pi n_e r_{eT}^2 \frac{\omega_{eT}^3 U_e}{m_e \omega_{eT}}. \quad (16)$$

При  $r_{eT} \gg 1$  мм и  $|U_e| \gg 44,5$  В из (16) получаем, что амплитудное значение тока  $i_{eT}$  в электронном макроторе составит примерно 13,87 кА. Видно, что наибольшее значение электрического тока  $i_{eT}$  в образующемся вокруг сильноточного канала воздуш-

ного разряда ЛМ в зоне его изгиба высокопроводящем электронном кольце-торе достигает значительного уровня.

Что касается линейных скоростей протонов  $v_{pT}$ , ускоряемых индуцируемой ЭДС  $U_e \gg U_p$  в элементарных протонных микроторах с главным радиусом  $r_{T.э}$  и ларморовскими радиусами  $r_p$  вращения этих частиц, то их значения определяются аналогично (14):

$$v_{pT} = \frac{\omega_{pT} r_p}{\omega_{eT}} \frac{U_e}{U_e} \frac{\omega_{eT}}{\omega_{pT}}. \quad (17)$$

При  $|U_p| \gg |U_e| \gg 44,5$  В из (17) находим, что скорости протонов  $v_{pT}$  вдоль соответствующих элементарных микроторов могут достигать максимальных значений, равных примерно  $9,23 \times 10^4$  м/с. Становится ясным, что для линейных скоростей протонов, ускоряемых по кругу тора радиусом  $r_T \gg 20,2$  мм в зоне изгиба сильноточного разрядного канала ЛМ, выполняется соотношение  $v_{eT} / v_{pT} \gg 42,8$ . Как оказывается, это значение полностью соответствует численному значению соотношения ларморовских радиусов для протонов и электронов в сильном магнитном поле грозового разряда, приближенно равному, как было показано ранее, также  $r_p / r_e \gg 42,8$ . Движущимся вдоль своих полых микроторов по циклоидам протонам будет соответствовать круговая частота вращения  $\omega_{pT} = v_{pT} / r_T$ , численно равная  $\sim 4,57 \times 10^6$  с<sup>-1</sup>, и их период обращения примерно равен  $T_{pT} = 2\pi / \omega_{pT} \gg 1,37$  мкс. В приближении равенства в исследуемой плазме ядра (плазмоиде) ШМ по модулю протекающих вдоль всех указанных элементарных микроторов в противоположных круговых направлениях электронного  $q_{eT} \gg 4,47 \times 10^{-4}$  Кл и протонного  $q_{pT}$  электрических зарядов максимальное значение тока протонов  $i_{pT} \gg q_{pT} / T_{pT}$  может составлять лишь около 0,325 кА. Видно, что для соотношения суммарных электронного и протонного спирально-кольцевых импульсных токов в зоне изгиба канала разряда ЛМ выполняется равенство  $i_{eT} / i_{pT} \gg 42,7$ . Полученное соотношение между рассматриваемыми круговыми токами, охватывающими в зоне изгиба разрядного канала высокоионизированный столб плазмы ЛМ, позволяет нам сделать важный для дальнейшего понимания механизма образования природной ШМ за счет атмосферного электричества вывод о том, что преобладающим влиянием на протекающие электрофизические процессы в рассматриваемой локальной воздушной зоне вблизи канала разряда ЛМ будет обладать кольцевой импульсный электронный ток  $i_{eT}$ . Практически влиянием кольцевого импульсного протонного тока  $i_{pT}$  на про-

цесс формирования в этой особой зоне внешнего вихревого радиального электрического поля и в последующем высокополяризованной водяной оболочки ШМ и соответственно внешних электрофизических атрибутов ШМ (свечения, потрескивания, шипения и др.) можно пренебрегать. Главное предназначение протонных колец с ларморовскими радиусами  $r_p$  и их элементарного спирально-кольцевого тока  $i_{pт.э}$  заключается в электродинамическом удержании и тепловой защите от холодного воздуха высокотемпературных электронных колец с ларморовскими радиусами  $r_e$  и их элементарного спирально-кольцевого тока проводимости  $i_{eт.э}$ . Именно такой научной позиции автора соответствует приведенная на рис. 2 упрощенная структура предлагаемой электродинамической модели ШМ, содержащей внутри центральное энергетическое ядро в виде высокопроводного макротора радиусом  $r_T$  со спирально-кольцевым электронным током проводимости  $i_{eт}$ , протекающим по данному тору-кольцу с круглым поперечным сечением радиусом  $r_{eт}$ , и внешнюю округлую высокополяризованную водяную оболочку радиусом  $r_0 > (r_T + r_{eт})$  с множеством сферообразных слоев микродиполей-сфероидов влаги.

Численная оценка уровня напряженности  $H_{eт}$  собственного азимутального импульсного магнитного поля от сформировавшегося вблизи изгиба разрядного канала ЛМ электронного тора со спирально-кольцевым током проводимости  $i_{eт}$  по приближенному соотношению  $H_{eт} \approx i_{eт} / 2r_T$  показывает, что при  $i_{eт} \approx 13,87$  кА и  $r_T \approx 20,2$  мм данная напряженность равна  $0,34 \times 10^6$  А/м (этой напряженности в воздухе соответствует магнитная индукция  $B_{eт} \approx \mu_0 H_{eт} \approx 0,43$  Тл). Вблизи самого электронного тора с указанным главным радиусом  $r_T$  значения напряженности  $H_{eт} \approx i_{eт} / (2pr_{eт})$  при  $r_{eт} \approx 1$  мм достигают уровня около  $2,2 \times 10^6$  А/м, которым соответствуют значения магнитной индукции  $B_{eт} \approx 2,8$  Тл. Эти расчетные данные дают основание заключить, что при ЛМ в зоне образования центрального энергетического ядра ШМ, содержащего электронный тор радиусом  $r_T \approx 20,2$  мм со спирально-кольцевым током проводимости  $i_{eт} \approx 13,87$  кА, генерируется сильное импульсное азимутальное магнитное поле, вызывающее появление в воздушной среде вокруг указанного высокотемпературного тора внешнего вихревого радиального электрического поля ШМ с напряженностью  $E_{eт}$ . Возможный амплитудный уровень величины  $E_{eт}$  в воздушной зоне вокруг энергетического ядра и потенциальной оболочки ШМ (при  $r_0 \approx 2r_T \approx 40,4$  мм [1, 11]) может быть оценен по приближенному расчетному соотношению  $E_{eт} \approx (\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2} H_{eт}$ , где  $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$

Ф/м – электрическая постоянная [7]. Поэтому при  $H_{eт} \approx 0,34 \times 10^6$  А/м численное значение напряженности вихревого радиального электрического поля в зоне ядра и оболочки ШМ окажется примерно равным  $1,28 \times 10^8$  В/м. При учете влияния микрополей воды, присутствующих в огромном количестве в высокополяризованной водяной оболочке ШМ, амплитудный уровень напряженности  $E_{eт} \approx (\mu_0 / \epsilon_0 \epsilon_r)^{1/2} H_{eт}$ , где  $\epsilon_r \approx 81$  – относительная диэлектрическая проницаемость воды [7], может снизиться до значений, равных  $1,42 \times 10^7$  В/м. Отсюда следует важный вывод о том, что в зоне, прилегающей к энергетическому ядру ШМ, в качестве которого выступает высокопроводный тор радиусом  $r_T$  со спирально-кольцевым электронным током  $i_{eт}$ , формируемый в воздушной атмосфере сильноточным разрядным каналом ЛМ в области его изгиба, генерируется сверхсильное вихревое радиальное электрическое поле [17]. Именно данное неоднородное по радиусу электрическое поле и будет согласно расчетным данным из [1, 4, 11] стягивать (транспортировать) из окружающей воздушной атмосферы в область энергетического ядра ШМ (в нашем случае электронного тора) дополнительно поляризованные им (этим полем) полярные молекулы и микросфероиды воды и тем самым автоматически участвовать в активном и быстром (за десятки микросекунд [11]) формировании высокополяризованной водяной оболочки ШМ. Необходимо отметить, что процесс формирования высокополяризованной водяной оболочки ШМ был достаточно подробно рассмотрен ранее в [1–3, 11].

**Расчетная оценка времени «жизни» спирально-кольцевого электронного тока в ядре ШМ.** Сформировавшийся вокруг разрядного канала ЛМ высокопроводный электронный тор со спирально-кольцевым током проводимости  $i_{eт}$  должен обладать таким собственным временем «жизни»  $t_T$ , которое превышает время развития и протекания в воздушной атмосфере ЛМ. В предложенной электродинамической модели ШМ именно время «жизни»  $t_T$  электронного тора с кольцевым током  $i_{eт}$  – этого своеобразного энергетического ядра ШМ – после исчезновения канала разряда ЛМ и будет определять время «жизни»  $t_L$  ШМ в целом. В этой связи важным моментом в процессе формирования природной или искусственной ШМ является возможный электрофизический механизм отделения (отрыва) образовавшегося электронного тора со спирально-кольцевым током проводимости  $i_{eт}$  от породившего его сильноточного канала воздушного электрического разряда. Здесь возможны два варианта наступления подобного события:

первый — «пассивный», сводящийся к самопрекращению протекания в канале разрядного тока  $i_p$  и последующему автономному существованию в воздушной атмосфере образовавшегося электронного тора с кольцевым током  $i_{eT}$ ;

второй — «активный», базирующийся на известном в плазменной технике физическом принципе ускорения высокоионизированных плазменных образований-перемычек между двумя массивными токопроводами с противоположно направленными электрическими токами [9, 13]. Этот принцип сейчас широко используется в рельсотронах — высоковольтных электрофизических установках для ускорения низкотемпературной плазмы [18]. На мой взгляд, второй вариант обретения потенциальным ядром ШМ — электронным кольцом с током проводимости  $i_{eT}$  своей автономности — является более реалистичным. Ведь электродинамическое усилие  $F_{ep}$ , воздействующее, например, на изогнутую часть сильноточного плазменного канала разряда ЛМ длиной порядка  $2r_{r_k}$  (в нашем случае это будет участок канала длиной до 108 мм) и отбрасывающее ее совместно со связанным с нею высокопроводным электронным тором радиусом  $r_T$  в радиальном направлении от продольной оси разрядного канала, может при используемых нами АВП тока  $i_p$  грозового разряда ( $I_{mp} \gg 200$  кА;  $t_{mp} \gg 10$  мкс;  $r_k \gg 17,2$  мм;  $H_p \gg 1,57 \times 10^6$  А/м) численно составлять до  $F_{ep} \gg 2\pi m_0 H_p I_{mp} r_k \gg 4,26 \times 10^4$  Н (около  $4,35 \times 10^3$  кг) [7]. Таких усилий согласно [19] достаточно для ликвидации случайно образовавшегося в воздушной атмосфере изгиба плазменного канала разряда ЛМ (например, из-за резкой неоднородности входящих в нее непроводящих частиц-ингредиентов или образования вакуумных полостей на пути развития газового разряда) и самоотрыва в этой зоне будущего энергетического ядра ШМ от приканальной области и его дальнейшего самостоятельного пребывания в насыщенной водяными парами воздушной атмосфере.

Численную оценку значения времени «жизни»  $t_T$  в воздушной атмосфере рассматриваемого высокотемпературного электронного макротора радиусом  $r_T$  с током проводимости  $i_{eT}$ , являющегося ядром ШМ, осуществим по следующему приближенному соотношению:

$$t_T \gg \frac{3L_T}{R_T}, \quad (18)$$

где  $L_T = m_0 r_T \frac{e}{\epsilon} \ln \frac{4\pi r_T}{e r_{eT}} \approx 2,45 \frac{r_T}{g_T r_{eT}^2}$  [17],  $R_T = \frac{2r_T}{g_T r_{eT}^2}$  — индуктивность и активное сопротивление электронного макротора с радиусами образующей  $r_T$ , круглого поперечного сечения  $r_{eT}$  и удельной электро-

проводностью  $g_T$  его высокоионизированного материала соответственно.

Такой чисто электротехнический подход к определению времени «жизни»  $t_T$  приводит при используемых параметрах макротора к тому, что для обеспечения его значений по (18) до нескольких секунд значение удельной электропроводности  $g_T$  материала этого электронного тора-кольца должно быть равным  $5,8 \times 10^{11}$  (Ом $\cdot$ м) $^{-1}$ , т.е. практически на четыре порядка превышать удельную электропроводность меди  $g_{Cu}$  при нормальных атмосферных условиях. Возможно ли такое вообще? Прежде чем ответить на этот непростой вопрос, во-первых, укажем, что согласно [12] для полностью ионизированной плазмы ее удельная электропроводность не зависит от концентрации электронов  $n_e$  в ней и определяется только электронной температурой  $T_e$ . Выбранная в проведенных расчетных оценках плотность электронов  $n_e \gg 7 \times 10^{21}$  м $^{-3}$  для высокоионизированной плазмы тора-кольца является характерным значением для сильноточных электрических разрядов в газовых средах, и поэтому по значению  $n_e$  вопросов возникать не должно. Что же касается электронной температуры  $T_e$  в этой плазме, то уже только один полученный нами классическим расчетным путем уровень индуцированного напряжения  $U_e \gg -44,5$  В от внешнего магнитного потока  $\Phi_B$  канала разряда ЛМ в зоне его изгиба в электронном торе радиусом  $r_T \gg 20,2$  мм указывает на то, что температура  $T_e$  в нем может достигать огромных значений. Ведь указанное значение  $U_e$  для ускоряемых в макроторе нерелятивистских электронов соответствует максимальной электронной температуре  $T_{em} \gg 44,5$  эВ или  $0,516 \times 10^6$  К [13]. Во-вторых, здесь следует принять во внимание высказанную ранее мысль о возможности ускорения практически без столкновений рассматриваемых электронов с ларморовскими радиусами  $r_e$  внутри элементарных полых протонных торов с главными радиусами  $r_{T,\epsilon}$  и ларморовскими радиусами  $r_p \gg r_e$ . Так как на пути ускорения индуцируемым напряжением  $U_e$  этих электронов, обжатых снаружи протонными микрокольцами радиусом  $r_p$ , из-за наступившего в слабоионизированной плазме во круг разрядного канала пространственного разделения электрических зарядов практически нет иных частиц, выполняющих роль центров их рассеяния, то образуемые подобными электронами высокопроводные элементарные торы-кольца с электронными токами  $i_{eT,\epsilon}$  и главными радиусами  $r_{T,\epsilon}$  могут иметь значения своей удельной электропроводности  $g_T \gg g_{Cu}$ .

Подставив в (18) соответствующие геометрические и электрофизические параметры ( $r_T \gg 20,2$  мм;

$r_{eT} \gg 1$  мм;  $g_T \gg 5,8 \times 10^{11}$  (Омж)<sup>-1</sup>), получаем, что время «жизни»  $t_T$  спирально-кольцевого электронного тока  $i_{eT}$ , защищенного от окружающего холодного воздуха тепловыми экранами из все тех же полых протонных микроторов с ларморовскими радиусами  $r_p$ , в предлагаемом энергетическом ядре ШМ может составлять около 3,4 с.

**Расчетная оценка радиальных токов смещения в поляризованной водяной оболочке ШМ.** При распространении в ядре ШМ вдоль электронного макротора с радиусом  $r_T$  кольцевого импульсного тока электронной проводимости  $i_{eT}$  возникающая в окружающей его диэлектрической среде поперечная электромагнитная волна будет приводить к возникновению в плоскостях, перпендикулярных к направлению протекания кольцевого тока проводимости  $i_{eT}$ , соответствующих замкнутых токов смещения  $i_c$ . Направления протекания этих токов смещения при этом будут совпадать с направлениями векторов напряженности  $E_{eT}$  сверхсильного вихревого радиального электрического поля, генерируемого кольцевым током проводимости  $i_{eT}$ . Для тока электрического смещения  $i_c$ , протекающего в высокополяризованной водяной оболочке ШМ, будет справедливо следующее приближенное расчетное соотношение:

$$i_c \gg d_c S_c, \quad (19)$$

где  $d_c$  – плотность тока смещения;  $S_c = 4\pi r_0^2$  – площадь наружной поверхности водяной оболочки ШМ (в принятом согласно [1, 11] приближении  $r_0 \gg 2r_T$ ).

В соответствии с известными положениями классической электродинамики выражение для плотности тока электрического смещения в высокополяризованной водяной оболочке ШМ имеет следующий вид [7, 13]:

$$d_c = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_{eT}}{\partial t}. \quad (20)$$

Для оценки скорости изменения во времени  $t$  напряженности  $E_{eT}$  вихревого радиального электрического поля в области водяной оболочки ШМ воспользуемся соотношением

$$\frac{\partial E_{eT}}{\partial t} \gg \frac{\epsilon_0 m_0}{\epsilon_0 \epsilon_r \varnothing} \ddot{\varphi}^{1/2} \frac{\partial H_{eT}}{\partial t}. \quad (21)$$

В свою очередь, для производной  $\partial H_{eT} / \partial t \gg dH_{eT} / dt$  запишем следующее выражение:

$$\frac{dH_{eT}}{dt} \gg (2r_T)^{-1} \frac{di_{eT}}{dt}. \quad (22)$$

Что касается временной производной тока  $di_{eT} / dt$  для макротора с радиусом  $r_T$ , то ее значение будем определять из уравнения цепи для этого тора с током проводимости  $i_{eT}$ :

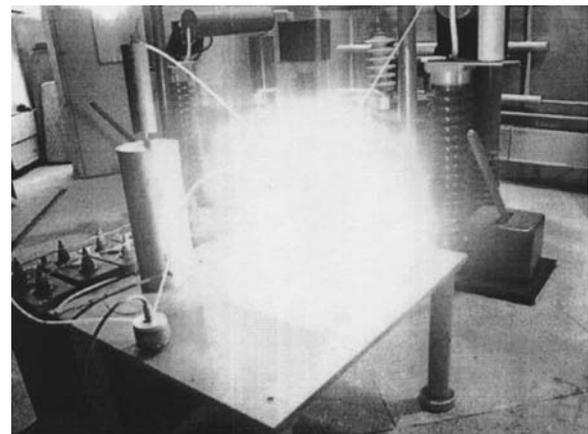
$$U_e \gg L_T \frac{di_{eT}}{dt} + R_T i_{eT}. \quad (23)$$

Из (23) для принятых геометрических параметров тора ( $r_T \gg 20,2$  мм;  $r_{eT} \gg 1$  мм) при  $|U_e| \gg 44,5$  В,  $L_T \gg 7,83 \times 10^{-8}$  Гн,  $R_T \gg 6,96 \times 10^{-8}$  Ом и  $i_{eT} \gg 13,87$  кА следует, что максимальное значение для токовой производной  $di_{eT} / dt$  оказывается примерно равным  $5,68 \times 10^8$  А/с. Видно, что падением электрического напряжения на активном сопротивлении  $R_T$  образовавшегося снаружи разрядного канала ЛМ в зоне его изгиба электронного тора с током проводимости  $i_{eT}$  согласно (23) можно пренебречь. Тогда с учетом (21) и (22) для временной производной  $\partial E_{eT} / \partial t$  в поляризованной водяной оболочке ШМ находим, что ее наибольшее значение может быть равным около  $0,59 \times 10^{12}$  В/(мж). Согласно (20) такое значение  $\partial E_{eT} / \partial t$  вызывает появление в водяной оболочке ШМ тока смещения с плотностью, приближенно равной  $d_c \gg 423,1$  А/м<sup>2</sup>. В результате из (19) при  $r_0 \gg 40,4$  мм и найденном численном значении  $d_c$  получаем, что в предложенной электродинамической модели ШМ применительно к вызывающему ее в воздушной атмосфере сильноточному разряду ЛМ ( $I_{mp} \gg 200$  кА;  $t_{mp} \gg 10$  мкс;  $r_k \gg 17,2$  мм) ток смещения  $i_c$  в ее высокополяризованной водяной оболочке достигает уровня примерно в 8,7 А. Необходимо отметить, что такое сравнительно большое значение тока электрического смещения в соответствии с теорией электромагнитного поля Максвелла не будет выделять джоулево тепло в высокополяризованной водяной оболочке ШМ и окружающем его холодном воздухе. По-видимому, данный ток смещения  $i_c$  будет приводить к возбуждению валентных электронов атомов газообразных химических элементов, захваченных полярными молекулами воды из атмосферного воздуха по пути своего радиального движения к энергетическому ядру ШМ (тору с кольцевым током проводимости  $i_{eT}$ ) и присутствующих в водяной оболочке ШМ. Поэтому такой ток смещения  $i_c$  будет в состоянии создавать в оболочке ШМ электролюминесценцию [7, 13], обычно наблюдаемую (в том числе и очевидцами наблюдений природной ШМ [5, 10]) в виде холодного свечения атомов газов, присутствующих в воздухе.

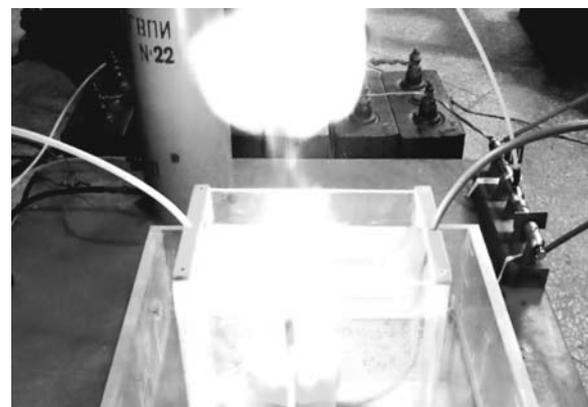
**Физическое моделирование плазмоида искусственной ШМ.** Проверка возможности получения в лабораторных условиях низкоэнергетического плазмоида ШМ, подобного описанному выше,

была осуществлена автором с помощью высоковольтной экспериментальной электроустановки, принципиальная электрическая схема которой приведена на рис. 3. Электроустановка, содержит конденсаторную батарею емкостью  $C_p \gg 840$  мкФ (шесть параллельно включенных конденсаторов ИМ2-5-140) на номинальное зарядное напряжение  $U_3 \gg \pm 5$  кВ и номинальную запасаемую электрическую энергию  $W_p \gg 10,5$  кДж. Особенностью этой высоковольтной электроустановки, работающей в режиме генерирования изогнутого канала 2 дугового электрического разряда над горизонтальной плоской поверхностью технической воды, помещенной в изоляционную рабочую камеру (РК), является то, что она содержит специальную двухэлектродную систему (ДЭС), одним из электродов которой является вертикально расположенный сплошной потенциальный графитовый цилиндр 1, а другим – вода 3 с помещенным в ней плоским заземленным алюминиевым электродом 5 (см. рис. 3). Графитовый электрод 1 диаметром 7 мм отделен от воды изоляционной трубкой с толщиной стенки 1 мм, выполненной, как и в [20], из кварцевого стекла. В ДЭС графитовый электрод 1, кварцевая трубка которого выступала примерно на 5 мм над поверхностью воды, с помощью изолированного токопровода 6 был подсоединен к многозачемному воздушному коммутатору  $F$  типа МЗК-100 (с двумя закороченными и двумя рабочими зазорами длиной 2 мм каждый между стальными цилиндрическими электродами с полусферическими рабочими поверхностями) [21], управляемому с помощью генератора высоковольтных поджигающих импульсов (ГВПИ) 8 с разделительной емкостью на выходе [22], подающего на средний стальной электрод коммутатора  $F$  запускающие импульсы напряжения амплитудой до  $\pm 100$  кВ микросекундного временного диапазона. Высота  $h$  столба воды в РК между ее наружной поверхностью и плоскостью заземленного посредством изолированного токопровода 6 электрода 5 могла изменяться от 10 до 190 мм. ДЭС электроустановки была выполнена с возможностью размещения на плоской поверхности графитового электрода 1 нескольких капель воды [20]. Измерение в разрядной цепи экспериментальной электроустановки АВП импульсного тока после заряда конденсаторов до требуемого зарядного напряжения  $U_3$ , срабатывания от ГВПИ коммутатора  $F$  и электрического пробоя изоляционного промежутка в ДЭС проводилось с помощью метрологически поверенного коаксиального шунта 9 [22], включенного в заземленную часть разрядной цепи высоковольтной электроустановки, и запоминающего цифрового осциллографа (ЦО) типа Tektronix TDS 1012.

На рис. 4 показаны начальная и финальная стадии образования в воздушной атмосфере прямо над ДЭС высоковольтной экспериментальной электроустановки ярко светящегося сферического низкоэнергетического плазмоида искусственной ШМ. Зарядное напряжение отрицательной полярности конденсаторной батареи при этом составляло  $U_3 \gg -4,5$  кВ ( $W_p \gg 9,1$  кДж). Данный плазмоид искусственной ШМ, диаметр которого достигал до  $D_p \gg 0,2$  м (при  $h \gg 190$  мм, был зафиксирован с помощью цифровой камеры типа Canon SX 200JS. Многократно проведенные опыты по получению на описанной электроустановке подобных искусственных плазмоидов свидетельствуют о том, что при изменении уровня зарядного напряжения  $U_3$  для примененных импульсных конденсаторов от 2 до 5 кВ время «жизни» надежно воспроизводимых на ней плазмоидов не превышало  $t_T \gg 0,5$  с. Скорость их подъема над ДЭС и плоскостью воды составляла около 0,8 м/с. Проведенные эксперименты подтвердили указанную в [20] зависимость внешней формы и диаметра  $D_p$  образуемых плазмоидов от



а)



б)

**Рис. 4.** Начальная (а) и финальная (б) стадии образования ярко светящегося сферического низкоэнергетического плазмоида искусственной ШМ в воздушной атмосфере над специальной ДЭС изоляционной РК из оргстекла с технической водой объемом до 10 л высоковольтной моделирующей конденсаторной электроустановки ( $U_3 \gg 4,5$  кВ;  $W_p \gg 9,1$  кДж;  $I_{mp} \gg 3,8$  кА;  $D_p \gg 0,2$  м;  $t_T \gg 0,5$  с)

знака полярности подаваемого на графитовый электрод ДЭС потенциала. Только отрицательная полярность зарядного напряжения  $U_3$  конденсаторной батареи электроустановки обеспечивает получение округлых плазмоидов с временем их «жизни» порядка 0,5 с.

При подаче на графитовый электрод ДЭС электрического потенциала положительной полярности резко уменьшаются как численные значения  $D_p$ , так и  $t_T$ . При этом округлость поднимающихся над ДЭС электроустановки плазменно-кластерных образований нарушается. Эти данные могут указывать на заметное влияние концентрации  $n_e$  свободных электронов в зоне изгиба канала дугового электрического разряда на процесс формирования энергетического ядра и оболочки получаемых в проведенных опытах искусственных плазменных образований. Эта выявленная экспериментальным путем электрофизическая особенность хорошо коррелирует с научными положениями, лежащими в основе предложенной автором электродинамической модели ШМ. Ведь для этой модели ШМ низкая плотность  $n_e$  электронов в плазме вне разрядного канала не способствует формированию в зоне его изгиба мощного электронного высокопроводного тора радиусом  $r_T$  с будущим кольцевым током проводимости  $i_{eT}$ , способного стать энергетическим ядром ШМ.

Из приведенной на рис. 5 осциллограммы импульсного затухающего тока в разрядной цепи примененной в опытах электроустановки видно, что в начале процесса разряда заряженной до напряжения  $U_3 \approx -4,5$  кВ емкости  $C_p$  конденсаторной бата-

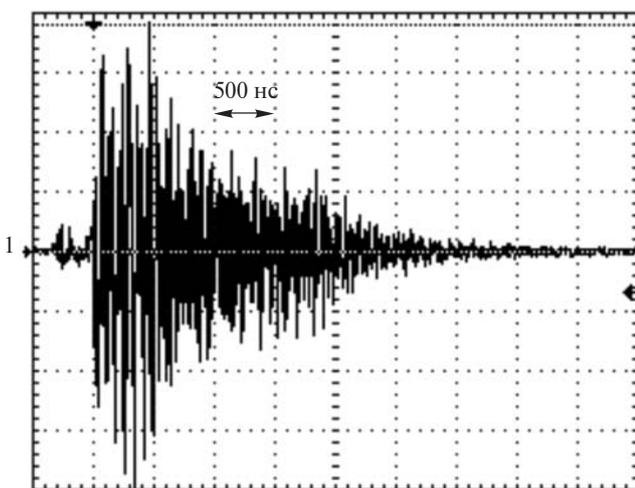


Рис. 5. Осциллограмма импульсного тока в разрядной цепи высоковольтной конденсаторной электроустановки, моделирующей над специальной ДЭС изоляционной РК с технической водой сферические низкоэнергетические плазмоиды искусственной ШМ (получена с учетом влияния затухающих импульсов тока от генератора ГВПИ в режиме срабатывания с его помощью многоззорного воздушного коммутатора МЗК-100 и разряда на ДЭС высоковольтной емкости;  $U_3 \approx 4,5$  кВ;  $I_{mp} \approx 3,8$  кА (масштаб по вертикали – 1 кА/клетка)

реи на участке длительностью до 0,5 мкс амплитуда  $I_{mp}$  импульсного тока, протекающего в ДЭС, за счет наложенных колебаний тока от генератора ГВПИ принимает значения, достигающие 3,8 кА. При  $t \gg 5$  мкс значение становится равным 100 А. В последующем амплитуда  $I_{mp}$  разрядного тока снижается и при  $t \gg 100$  мс не превышает 10 А. Поэтому формирование автономного сферического низкоэнергетического плазмоида в воздушной атмосфере в зоне изгиба канала дугового электрического разряда завершается при амплитудах разрядного тока в цепи конденсаторной батареи в единицы ампер.

**Выводы.** 1. В зоне изгиба канала разряда ЛМ или дугового разряда с током КЗ из-за возникновения возможности индукционного наведения в проводящих электронных и протонных микрокольцах продольных ЭДС происходит образование элементарных электронных и протонных микроторов со спирально-кольцевыми импульсными токами проводимости, направленными в противоположные стороны. Циклоидальные импульсные электронные токи проводимости в данных торах в десятки раз превышают циклоидальные импульсные протонные токи проводимости, протекающие в соответствующих торах с диаметром  $2r_p \gg 2r_e$ , и выполняют основную электрофизическую роль в формировании тороидального энергетического ядра ШМ.

2. Суммарный спирально-кольцевой импульсный электронный ток проводимости высокотемпературного тороидального энергетического ядра ШМ генерирует вокруг ядра ШМ сильное импульсное азимутальное магнитное поле, которое, в свою очередь, вызывает появление вокруг сформировавшегося ядра-тора ШМ сверхсильного вихревого радиального электрического поля. Данное сверхсильное вихревое радиальное электрическое поле из полярных молекул и микросфероидов воды воздушной атмосферы формирует вокруг тороидального энергетического ядра ШМ высокополяризованную водяную оболочку.

3. В предложенной модели ШМ время «жизни» спирально-кольцевого электронного тока проводимости  $i_{eT}$  высокотемпературного тороидального энергетического ядра ШМ и ШМ в целом может составлять до нескольких секунд.

4. Расчетная оценка тока электрического смещения в высокополяризованной водяной оболочке ШМ, создаваемой в зоне изгиба разрядного канала ЛМ, свидетельствует о том, что в соответствии с предложенной электродинамической моделью ШМ он может составлять до 9 А и вызывать электролюминесценцию (холодное свечение) в атомах газобразных элементов.

5. Выполненные на высоковольтной электроустановке, генерирующей изогнутый канал дугового электрического разряда в специальной ДЭС с графитовым электродом и технической водой, эксперименты подтвердили возможность получения в лабораторных условиях ярко светящихся сферических низкоэнергетических плазмоидов искусственной ШМ. Ряд выявленных особенностей при использовании формирования в лаборатории искусственных плазмоидов указывает на возможную работоспособность предложенной электродинамической модели ШМ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов М.И. Электрофизическая природа шаровой молнии. — Электричество, 2009, № 9.
2. Баранов М.И. Электрическая корона в микродипольной модели шаровой молнии. — Электричество, 2010, № 1.
3. Баранов М.И. Расчетная оценка температуры в микродипольной модели шаровой молнии. — Электричество, 2010, № 6.
4. Щерба А.А., Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н. и др. Электрический транспорт полярных молекул воды в неоднородном электрическом поле полимерной изоляции высоковольтных кабелей. — Технічна електродинаміка (Киев), 2010, № 5.
5. Смирнов Б.М. Физика шаровой молнии. — Успехи физических наук, 1990, т. 160.
6. Кужекин И.П., Ларионов В.П., Прохоров Е.Н. Молния и молниезащита. — М.: Знак, 2003.
7. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. — М.: Наука, 1990.
8. Духин С.С., Дерягин Б.В. Электрофорез. — М.: Наука, 1976.
9. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. — М.: Атомиздат, 1977.
10. Стаханов И.П. О физической природе шаровой молнии. — М.: Научный мир, 1996.
11. Никитин А.И. Образование шаровой молнии при развитии линейной молнии. — Электричество, 2000, № 3.
12. Бортник И.М., Белогловский А.А., Верещагин И.П. и др. Электрофизические основы техники высоких напряжений/Под общ. ред. И.П. Верещагина. — М.: Издат. дом МЭИ, 2010.
13. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики. — Киев: Наукова думка, 1989.
14. Баранов М.И. Приближенный расчет максимальной температуры плазмы в силовом канале искрового разряда высоковольтного воздушного коммутатора атмосферного давления. — Технічна електродинаміка (Киев), 2010, № 5.
15. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. — М.: Атомиздат, 1975.
16. Баранов М.И. Электрофизический микромеханизм явления электромагнитной индукции в неподвижном металлическом проводнике. — Электричество, 2012, № 1.
17. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972.
18. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. — М.: Наука, 2004.
19. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987.
20. Егоров А.И., Степанов С.И., Шабанов Г.Д. Демонстрация шаровой молнии в лаборатории. — Успехи физических наук, 2004, т. 174, № 1.
21. Баранов М.И., Бочаров В.А., Зябло Ю.П. и др. Высоковольтные силовоточные искровые коммутаторы для генераторов импульсных напряжений и токов. — Технічна електродинаміка (Киев), 2003, № 3.
22. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И. и др. Генератор тока искусственной молнии для натуральных испытаний технических объектов. — Приборы и техника эксперимента, 2008, № 3.

[09.01.13]

*Автор: Баранов Михаил Иванович окончил в 1972 г. инженерно-физический факультет Харьковского политехнического института (ХПИ) по специальности «Инженерная электрофизика». В 1999 г. защитил докторскую диссертацию «Переходные процессы при воздействии больших импульсных токов и сильных импульсных магнитных полей на проводящие объекты» в Национальном техническом университете (НТУ) «ХПИ». Заведующий отделом электромагнитных испытаний в Научно-исследовательском и проектно-конструкторском институте «Молния» НТУ «ХПИ», профессор НТУ «ХПИ» по кафедре инженерной электрофизики.*

\* \* \*

## К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ и ЧИТАТЕЛЕЙ!

Каждый автор имеет право бесплатно получить 1 экз. журнала с его статьей.

Экземпляры номеров журнала «Электричество» за последние годы

можно приобрести в редакции журнала:

111250 Москва, Красноказарменная ул., 14

(МЭИ, каф. ТОЭ, первый этаж, ком. 3-111, тел./факс (495)362-7485).