

М.И. БАРАНОВ, докт. техн. наук, главн. научн. сотр., НТУ «ХПИ», Харків

В.О. ЛЫСЕНКО, аспирант, НТУ «ХПИ», Харків

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПЛОТНОСТИ ТОКА В ВОЗДЕЙСТВУЮЩЕМ НА ДРЕВЕСИНУ СИЛЬНОТОЧНОМ ПЛАЗМЕННОМ КАНАЛЕ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА ЛИНЕЙНОЙ МОЛНИИ

Наведено різницеву схему для наближеного розрахунку напруженості магнітного поля і щільності струму в циліндровому плазмовому каналі іскрового розряду лінійної блискавки, що діє на трахеїди деревини. Розроблено алгоритм чисельного рішення отриманої системи рівнянь алгебри. Проаналізовані просторові і тимчасові розподіли поля і струму по поперечному перерізу плазмового каналу блискавки, що заповнює внутрішні об'єми трахеїд деревини.

A differenced chart is resulted for the close calculation of tension of magnetic-field and closeness of current in the cylindrical plasma channel of a spark discharge of linear lightning, operating on tracheidy of wood. The algorithm of numeral decision of the got system of algebraic equalizations is developed. The spatial and temporal distributing of the field and current is analysed on the crossrunner of plasma channel of lightning, filling the internal volumes of tracheidy of wood.

1. ВВЕДЕНИЕ

В высоковольтной импульсной технике (ВИТ) при разработке и создании мощных испытательных высоковольтных электрофизических установок (ВЭФУ) нашла практическое применение наружная изоляция, базирующаяся на древесине хвойных пород [1,2]. Механизмы электродинамического и электротермического воздействия на внутреннюю структуру древесины больших импульсных токов (БИТ) при прямом ударе молнии (ПУМ) в такую изоляцию (например, в деревянные клееные конструкции (ДКК) ВЭФУ) в настоящее время остаются слабо изученными. Поэтому на сегодня практически отсутствуют расчетные модели поведения ДКК в условиях воздействия на них ПУМ и соответственно практические рекомендации по повышению стойкости ДКК к БИТ, сопровождающих протекание линейных молний (ЛМ). Целью данной статьи является приближенное решение электрофизической задачи, связанной с численным расчетом пространственных и временных распределений напряженности магнитного поля и плотности тока в плазменном сильноточном канале искрового разряда ЛМ, воздействующей при ПУМ в деревянную изоляцию, выполненную на основе древесины хвойных пород и содержащую в своем поперечном сечении множество продольно ориентированных относительно ее бывшего ствола маломерных трахеид (капилляров), заполненных восходящими или нисходящими потоками проводящей влаги (жидкого электролита) [3,4].

2. ПОСТАНОВКА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ

Рассмотрим вертикально расположенный элемент ДКК, испытывающий в условиях грозовой деятельности ПУМ, при котором вдоль его древесины из хвойных пород будет протекать БИТ с заданными амплитудно-временными параметрами (АВП). Полагаем, что плазменный канал сильноточного искрового разряда ЛМ как в зоне своей привязки к указанному элементу ДКК, так и в зоне своего вертикального продвижения по древесине к земле преимущественно заполняет внутренние в большей части цилиндрические объемы полых трахеид с находящейся там влагою и соответственно с повышенной электропроводностью по сравнению со скрепленными между собой лигнином микроскопическими целлюлозными стенками данных трахеид (клеток) древесины [3,4]. Считаем, что при воздействии в атмосферном воздухе плазменного канала ЛМ, имеющего круглую цилиндрическую форму и характеризующегося температурой около $25 \cdot 10^3$ °С [5], на трахеиды древесины содержащаяся в них проводящая влага подвергается мгновенному испарению. С учетом этого положения принимаем то допущение, что в зоне пространственного продвижения по ДКК сильноточного канала ЛМ длиной l_k его внутренняя область представляет собой плазменное образование с множеством мелких трахеид древесины, имеющее удельную электропроводность γ_k и наружный радиус r_k (рис. 1). При количественном задании значений γ_k плазменного канала грозового разряда в древесину ДКК используем экспериментальные данные, полученные авторами при исследовании низкотемпературной плазмы сильноточного канала искрового разряда ЛМ, имитированной при помощи ВИТ в лабораторных условиях [6].

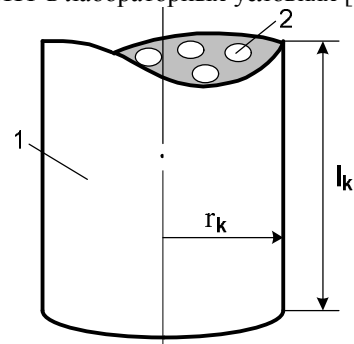


Рис. 1. Расчетная модель цилиндрического плазменного канала линейной молнии, воздействующей в атмосферном воздухе на древесину ДКК (1 – канал; 2 – трахеида)

Требуется с учетом принятых допущений выполнить оценку радиальных и временных распределений напряженности азимутального магнитного поля H_ϕ и плотности аксиального тока δ_z в плазменном канале сильноточного искрового разряда ЛМ, воздействующей при нормальных атмосферных условиях на указанный линейный элемент ДКК, выполненный из древесины хвойных пород.

3. ФОРМУЛИРОВКА И МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Будем считать, что при ПУМ в древесину ДКК импульс грозового тока $i_A(t)$, протекающий по плазменному каналу наружным радиусом r_k внутри полых трахеид древесины, в своем составе содержит импульсную A -компоненту, оказывающую наибольшее влияние на разрушение микроструктуры ДКК. Тогда временную зависимость тока $i_A(t)$ можно представить в таком виде [7]:

$$i_A(t) = \beta_A I_{mA} \cdot \exp(-\alpha t) \sin(\omega t), \quad (1)$$

где I_{mA} – наибольшая амплитуда импульсного тока молнии; α – коэффициент затухания тока; ω – круговая частота тока; $\beta_A = \left[\exp\left(-\frac{\alpha}{\omega} \arctg \frac{\alpha}{\omega}\right) \cdot \sin\left(\arctg \frac{\alpha}{\omega}\right) \right]^{-1}$ – нормирующий коэффициент для импульсного тока молнии; t – текущее время.

Дифференциальное уравнение, описывающее для древесины ДКК распределение напряженности H_φ азимутального магнитного поля в плазме цилиндрического канала искрового разряда ЛМ, имеет классический вид [8,9]:

$$\frac{\partial^2 H_\varphi(r,t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi(r,t)}{\partial r} - \frac{H_\varphi(r,t)}{r} = \mu_0 \gamma_k \frac{\partial H_\varphi(r,t)}{\partial t}, \quad (2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; r – текущая радиальная координата в поперечном сечении сильноточного канала молнии.

Уравнение (2) дополняется необходимыми граничными и начальным условиями. Граничные условия могут быть представлены в следующем виде:

$$H_\varphi(r_{mA}, t) = \frac{i_A(t)}{2\pi r_{mA}}; \quad (3)$$

$$H_\varphi(0, t) = 0, \quad (4)$$

где r_{mA} – максимальный радиус круглого цилиндрического плазменного канала молнии, определяемый для воздуха известной формулой Брагинского [5,6] и равный в нашем случае $r_{mA} = 0,093 (I_{mA})^{1/3} \cdot (t_{mA})^{1/2}$; t_{mA} – время, соответствующее первой амплитуде импульса тока молнии согласно (1).

Начальное условие для уравнения (2) принимает вид:

$$H_\varphi(r, 0) = 0. \quad (5)$$

Расчетное выражение для плотности δ_z аксиального тока в круглом плазменном канале молнии может быть записано следующим образом [8,9]:

$$\delta_z(r, t) = \frac{\partial H_\varphi(r, t)}{\partial r} + \frac{H_\varphi(r, t)}{r}. \quad (6)$$

Первоначально приведем дифференциальное уравнение (2) с граничными и начальным условиями (3)–(5) к следующему безразмерному виду.

$$\frac{\partial^2 H_\varphi^*(r^*, t^*)}{\partial (r^*)^2} + \frac{1}{r^*} \cdot \frac{\partial H_\varphi^*(r^*, t^*)}{\partial r^*} - \frac{H_\varphi^*(r^*, t^*)}{(r^*)^2} = \frac{\partial H_\varphi^*(r^*, t^*)}{\partial t^*}, \quad (7)$$

где $H_\varphi^* = H_\varphi(r^*, t^*) / H_b$; $r^* = r / r_b$; $t^* = t / t_b$; $H_b = \beta_A I_{mA} / (2\pi r_{mA})$; $r_b = r_{mA}$; $t_b = \mu_0 \gamma_k r_{mA}^2$.

Граничные условия (3) и (4) переписутся в таком безразмерном виде:

$$H_\varphi^*(1, t^*) = \exp(-\alpha^* t^*) \sin(\omega^* t^*); \quad (8)$$

$$H_\varphi^*(0, t^*) = 0, \quad (9)$$

где $\alpha^* = \alpha t_b$; $\omega^* = \omega t_b$.

Начальное условие (5) принимает соответствующий безразмерный вид:

$$H_\varphi^*(r^*, 0) = 0. \quad (10)$$

Плотность $\delta_z(r, t)$ аксиального тока согласно (6) в канале молнии, протекающем вдоль древесины ДКК, запишем в следующем безразмерном виде:

$$\delta_z^*(r^*, t^*) = \frac{\partial H_\varphi^*(r^*, t^*)}{\partial r^*} + \frac{H_\varphi^*(r^*, t^*)}{r^*}, \quad (11)$$

где $\delta_z^*(r^*, t^*) = \delta_z(r^*, t^*) / \delta_{zb}$; $\delta_{zb} = \beta_A I_{mA} / (2\pi r_{mA}^2)$.

При численном решении системы безразмерных уравнений (7)–(11) воспользуемся известным разностным методом [10]. Разностную схему решаемой задачи построим на основе неявного четырехточечного шаблона (рис. 2), обеспечивающего второй порядок аппроксимации искомых величин по пространственному h (узлы с индексом i) и временному τ (узлы с индексом j) шагам соответствующих сеток [10].

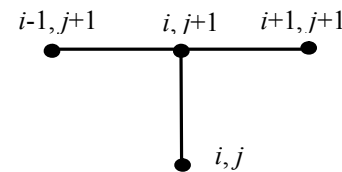


Рис. 2. Неявный четырехточечный шаблон для численной аппроксимации искомых безразмерных величин H_φ^* и δ_z^* сеточными функциями H_i^j и δ_i^j соответственно

Введем сеточные функции $H_i^j = H_\varphi^*(r_i^*, t_j^*)$ и $\delta_i^j = \delta_z^*(r_i^*, t_j^*)$, где $r_i^* = i \cdot h$, $i = 0, 1, 2, \dots, N-1$; $t_j^* = j \cdot \tau$; $j = 0, 1, 2, \dots, M$; N , M – соответственно число шагов по используемым нами на выбранном шаблоне

пространственной и временной сеткам исследуемой разностной схемы сформулированной электрофизической задачи для ПУМ в древесину ДКК.

Тогда уравнение (7) будет аппроксимироваться на неявном четырехточечном шаблоне следующим образом:

$$\frac{H_{i-1}^{j+1} - 2H_i^{j+1} + H_{i+1}^{j+1}}{h^2} + \frac{1}{r_i^*} \cdot \frac{H_{i+1}^{j+1} - H_{i-1}^{j+1}}{2h} - \frac{H_i^{j+1}}{(r_i^*)^2} - \frac{H_i^{j+1} - H_i^j}{\tau} = 0. \quad (12)$$

Начальное условие (10) при решении безразмерного уравнения (7) в разностной форме примет следующий аппроксимационный вид:

$$H_i^0 = 0. \quad (13)$$

Граничные условия (8) и (9) в разностной аппроксимации для рассматриваемой задачи будут иметь нижеследующий вид:

$$H_N^{j+1} = \exp(-\alpha^* t_{j+1}^*) \sin(\omega^* t_{j+1}^*); \quad (14)$$

$$H_0^{j+1} = 0. \quad (15)$$

Безразмерную плотность $\delta_z^*(r^*, t^*)$ аксиального тока согласно (11) в плазме сильноточного канала ЛМ представим в следующем разностном виде:

$$\delta_i^{j+1} = \frac{H_{i+1}^{j+1} - H_{i-1}^{j+1}}{2h} + \frac{H_i^{j+1}}{r_i^*}. \quad (16)$$

Выражения (12)–(16) представляют собой систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) порядка $(N-1) \cdot (M-1)$ с числом неизвестных значений сеточных функций на каждом временном слое, равным $(N-1)$. Поэтому в нашем расчетном случае имеем систему из $(N-1) \cdot (M-1)$ разностных уравнений и число неизвестных в сеточных функциях, равных также $(N-1) \cdot (M-1)$. Используемая неявная четырехточечная разностная схема является абсолютно устойчивой, так как она при любых значениях пространственного h и временного τ шагов остается устойчивой. Погрешность аппроксимации для рассматриваемой задачи составляет порядка $O(h^2 + \tau)$ [10]. Для численного решения полученной СЛАУ, описывающей пространственные и временные распределения импульсного азимутального магнитного поля и плотности импульсного аксиального тока в сильноточном плазменном канале воздействующей на древесину ДКК импульсной A -компоненты тока искусственной ЛМ, используем удобный на практике для пользователя при работе на ПЭВМ метод прогонки [10].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ СЛАУ ЗАДАЧИ

Решение полученной СЛАУ (12)–(16) реализовывалось с помощью программы, написанной на языке программирования *Delphi 7.0* [11]. Численный расчет исследуемой прикладной задачи для поражаемой ЛМ древесины ДКК производился при следующих АВП импульсной A -компоненты тока молнии: $I_{mA} = 213,9$ кА; $t_{mA} = 32$ мкс; $\alpha = 14,87 \cdot 10^3$ с⁻¹;

$\omega = 35,07 \cdot 10^3$ с⁻¹; $\beta_A = 1,783$; $r_{mA} = 0,0314$ м; $\gamma_k = 1625$ См/м. Диапазоны изменения радиальных и временных переменных при расчете задачи характеризовались следующими численными значениями: $r^* = (0-1)$; $t^* = (0-T^*/2)$, где $T^* = T/t_b$; $T = 2\pi/\omega = 179,1$ мкс – период колебаний импульсного тока молнии; $t_b = \mu_0 \gamma_k r_{mA}^2 = 2,02$ мкс; $r_b = r_{mA} = 31,4$ мм. Количество шагов по времени в разностной схеме было принято равным $M=1000$, а величина временного шага τ на сетке составила около $T^*/2000 = 0,0887$. Количество шагов по пространственной координате было выбрано равным $N=100$, а величина пространственного шага h оказалась при этом равной $r^*/100 = 0,01$. На рис. 3 приведены кривые, характеризующие радиальное распределение безразмерной напряженности H_ϕ^* азимутального магнитного поля в поперечном сечении круглого плазменного канала ЛМ, распространяющегося вдоль трахеид древесины ДКК.

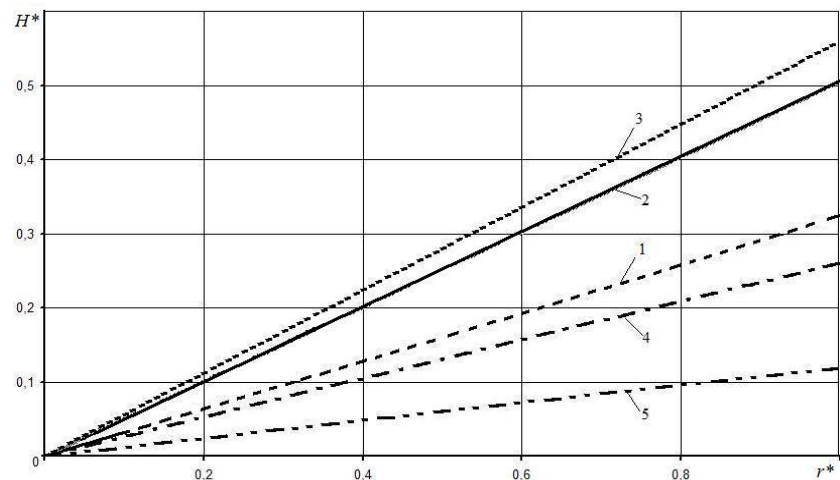


Рис. 3. Зависимость безразмерной напряженности H_ϕ^* азимутального магнитного поля от текущего радиуса r^* плазменного канала ЛМ при различных значениях времени t^* ($H_b = 1,933 \cdot 10^6$ А/м; для кривой 1– $t^* = 5,44$; 2– $10,88$; 3– $15,84$; 4– $33,14$; 5– $38,77$)

Из данных рис. 3 видно, что радиальные распределения азимутальной напряженности H_ϕ^* поля в зоне плазменного канала ЛМ носят линейный характер, при котором минимальные значения напряженности магнитного поля наблюдаются по центру канала ЛМ, а ее максимальные значения – на его периферии. При ПУМ в древесину ДКК максимальные значения

напряженности H_φ^* соответствуют пунктирной прямой 3 на рис. 3 при времени $t^* = 15,84$ ($t = 32$ мкс) и радиусе канала $r^* = 1$ ($r = 31,4$ мм).

На рис. 4 представлены результаты расчета радиального распределения безразмерной плотности δ_z^* аксиального тока молнии по поперечному сечению плазменного канала ЛМ на участке ее первой токовой полуволны.

Из кривых рис. 4 следует, что безразмерная плотность δ_z^* аксиального тока в сильноточном плазменном канале ЛМ, воздействующем на древесину ДКК и протекающем вдоль ее трахеид (растительных клеток), характеризуется при принятых допущениях практически равномерным радиальным распределением.

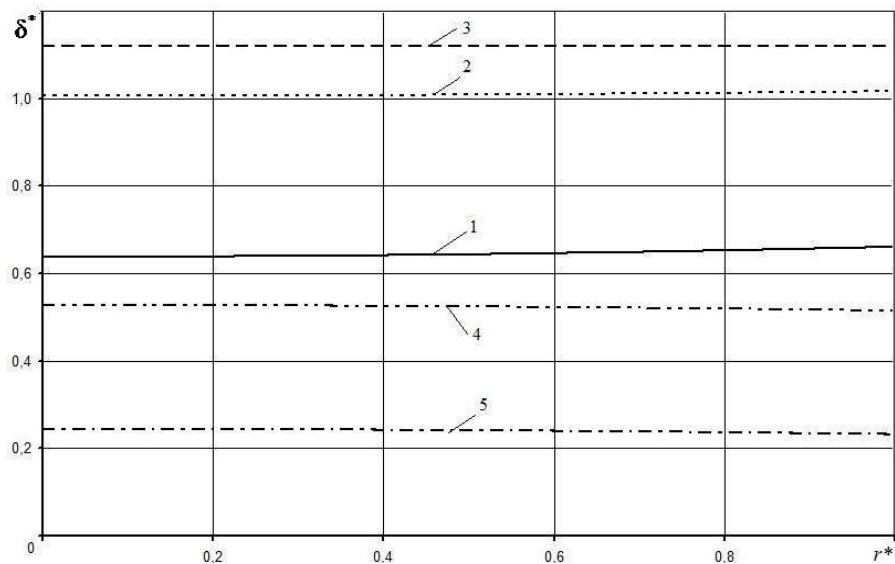


Рис. 4. Зависимость безразмерной плотности δ_z^* аксиального тока молнии от текущего радиуса r^* плазменного канала ЛМ при различных значениях времени t^* ($\delta_{zb} = 61,56 \cdot 10^6$ А/м²; для кривой 1– $t^* = 5,44$; 2– $10,88$; 3– $15,84$; 4– $33,14$; 5– $38,77$)

Одним из подтверждений такого радиального распределения величины δ_z^* в плазме сильноточного канала ЛМ является соотношение между расчетными величинами глубины проникновения $\Delta_A = [2 / (\omega \mu_0 \gamma_k)]^{1/2} = 0,167$ м внешнего магнитного поля с напряженностью $H_\varphi(r_{mA}, t)$ в плазму канала молнии и максимального радиуса рассматриваемого канала $r_{mA} = 0,0314$ м, когда $\Delta_A > r_{mA}$. Плазменный канал ЛМ в данном случае является

“прозрачным” для собственного азимутального магнитного поля, что и определяет практически равномерное распределение по его поперечному сечению исследуемой плотности δ_z^* аксиального тока. Искомая величина δ_z^* принимает свое максимальное значение, как и H_φ^* , при $t^* = 15,84$ ($t = 32$ мкс; кривая 3 на рис. 4).

На рис. 5 показана временная зависимость для безразмерной напряженности H_φ^* магнитного поля в плазменном канале ЛМ, распространяющейся вдоль трахеид древесины ДКК. Из данных рис. 5 видно, что величина напряженности H_φ^* , как и импульсная A - компонента тока молнии $i_A(t)$, изменяется по закону затухающей синусоиды с возрастанием по мере приближения к внешней границе канала искрового разряда ЛМ. Такие изменения величины H_φ^* соответствуют закону полного тока [8].

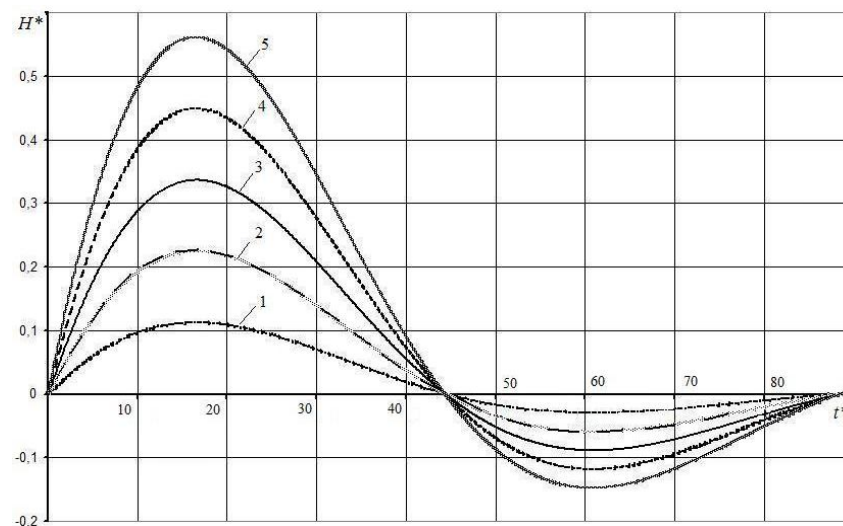


Рис. 5. Зависимость безразмерной напряженности H_φ^* азимутального магнитного поля от текущего времени t^* для различных значений текущего радиуса r^* плазменного канала ЛМ ($H_b = 1,933 \cdot 10^6$ А/м; для кривой 1– $r^* = 0,2$; 2– $0,4$; 3– $0,6$; 4– $0,8$; 5– $1,0$)

На рис. 6 приведено временное распределение безразмерной плотности δ_z^* аксиального тока молнии в плазме канала грозового разряда, поражающего при ПУМ древесину ДКК. Из данных рис. 6 следует, что зависимость плотности тока δ_z^* от времени t^* воздействия импульсной A - компоненты тока ЛМ на древесину ДКК также как и напряженность H_φ^* магнитного поля имеет вид затухающей синусоиды, остающейся неизменной для любых значений текущего радиуса r^* искрового канала молнии. Полученные результаты численного моделирования радиальных и временных

распределений напряженности азимутального магнитного поля и плотности аксиального тока в плазменном канале сильноточного искрового разряда ЛМ, протекающего в воздушной атмосфере и воздействующего на микроструктуру древесины хвойных пород ДКК, не противоречат известным экспериментальным данным для электромагнитных характеристик искровых разрядов, протекающих в газовых и конденсированных средах при их электрическом пробое высоким напряжением [6,12,13].

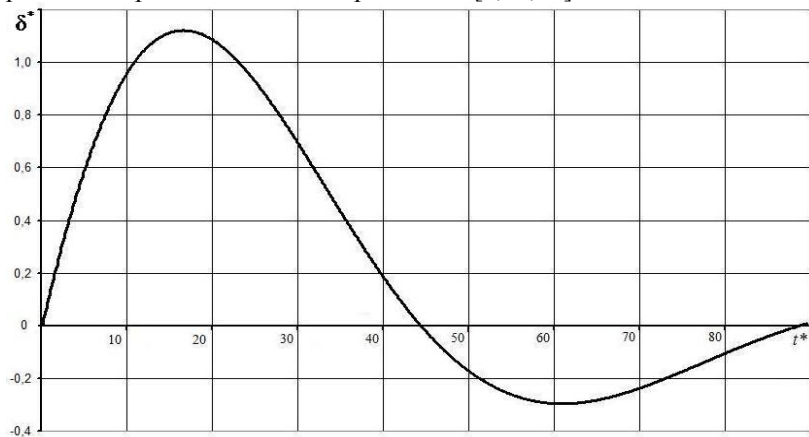


Рис. 6. Зависимость безразмерной плотности δ_z^* аксиального тока молнии от времени t^* для различных значений текущего радиуса r^* плазменного канала ЛМ ($\delta_{zb} = 61,56 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$; кривая соответствует принятому изменению r^* от 0,2 до 1,0)

4. ВЫВОДЫ

1. Математически сформулирована электрофизическая задача, связанная с исследованием радиального и временного распределений напряженности импульсного азимутального магнитного поля и плотности импульсного аксиального тока в плазменном канале сильноточного искрового разряда, характерного для ПУМ в древесину хвойных пород ДКК и содержащего импульсную A - компоненту тока молнии с нормированными АВП [7,14].

2. На основе метода конечных разностей составлена разностная схема рассматриваемой электрофизической задачи, содержащая СЛАУ порядка $(N-1)(M-1)$ с числом шагов N и M соответственно на пространственной и временной сетках и имеющая при пространственном h и временном τ шагах погрешность аппроксимации порядка $O(h^2 + \tau)$.

3. Выполнена численная апробация полученной СЛАУ для низкотемпературного плазменного канала сильноточного искрового разряда линейной молнии, воздействующей на древесину ДКК в режиме протекания вдоль ее трахеид импульсной A - компоненты тока грозового разряда с наибольшей амплитудой $I_{mA} = 213,9 \text{ кА}$ и характерным для нее временем,

равным $t_{mA} = 32 \text{ мкс}$. При данной апробации СЛАУ и примененных нормированных АВП импульса тока ЛМ для удельной электропроводности γ_k высокоионизированной плазмы сильноточного искрового разряда ЛМ было использовано численное значение, полученное ранее авторами опытным путем на мощном генераторе тока искусственной молнии, разработанном и созданном в НИПКИ “Молния” НТУ “ХПИ” [5,14].

4. В результате приближенного численного решения сформулированной электрофизической задачи показано, что при принятых допущениях радиальные и временные зависимости для напряженности азимутального магнитного поля и плотности аксиального тока в плазменном канале сильноточного искрового разряда ЛМ соответствуют равномерному распределению импульсной A - компоненты тока молнии с заданными нормированными АВП по поперечному сечению исследуемого разрядного канала. Полученные результаты указывают на возможность использования в принятом здесь приближении в последующих исследованиях плазмы указанного канала искрового разряда положения о равномерном радиальном распределении в нем электронной и ионной температур.

Список литературы: 1. Баранов М.И., Колушко Г.М., Кравченко В.И. и др. Комплекс высоковольтного испытательного электрофизического оборудования экспериментальной базы НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ» // Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Електроенергетика та перетворююча техніка.– Харків: НТУ «ХПИ».– 2004.– №4.- С. 3–13. 2. Рудаков В.В., Недзельский О.С. Исследование импульсной электрической прочности крупногабаритных клееных деревянных конструкций // Вестник ХПИ. Серия “Электроэнергетика и автоматизация энергоустановок”.– Харьков: ХПИ.– 1993.– Вып. 18.– С.73–77. 3. Баранов М.И., Лысенко В.О. Приближенные модели электродинамического разрушения древесины в атмосферном воздухе под действием прямого удара в нее линейной молнии // Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Техніка та електрофізика високих напруг.– Харків: НТУ “ХПИ”.– 2009.– №39.– С.10–18. 4. Баранов М.И., Лысенко В.О. Явление высоковольтного электроосмоса в капиллярах “живой” древесины. Гипотеза возникновения и расчетная оценка // Вісник Національного технічного університету “ХПИ”. Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Техніка та електрофізика високих напруг.– Харків: НТУ “ХПИ”.– 2010.– №18.– С.26–33. 5. Баранов М.И., Колушко Г.М., Лысенко В.О. и др. Экспериментальная оценка электрического сопротивления и электропроводности сильноточного плазменного канала в цепи разряда мощного генератора тока искусственной молнии // Електротехніка і електромеханіка.– 2011.– №1.– С.69–72. 6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда.– М.: Наука, 1987.– 592 с. 7. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики: Монография в 2-х томах. Том 2, Кн. 2: Теория электрофизических эффектов и задач.– Харьков: Изд-во “Точка”, 2010.– 407 с. 8. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники. Том 2.– Л.: Энергия, 1967.– 523 с. 9. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля.– М.: Мир, 1972.– 391 с. 10. Годунов С.К., Рябенкий В.С. Разностные схемы (введение в теорию).– М.: Наука, 1977.– 489 с. 11. Дерахведидзе П.Г., Марков В.П. Программирование в Delphi 7.– СПб.: БХВ-Петербург, 2003.– 784 с. 12. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры.– М.: Атомиздат, 1975.– 272 с. 13. Гулий Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий.– Киев: Наукова думка, 1990.– 208 с. 14. Баранов М.И., Колушко Г.М., Кравченко В.И. и др. Генератор тока искусственной молнии для натуральных испытаний технических объектов // Приборы и техника эксперимента.– 2008.– №3.– С.81–85.

Поступила в редколлегию 16.04.11