

\* \* \*

## Методика оценки параметров наведенных токов, протекающих в заземлителях при грозовых разрядах

СЛЫШАЛОВ В.К., КИСЕЛЕВА Ю.А., КАНДАЛОВ Ю.В.

*Рассматривается методика оценки параметров импульса наведенного тока для случая, когда молния ударяет в землю вблизи воздушной линии (ВЛ) электропередачи. Последняя в расчетной модели представлена системой проводов и заземленных защитных тросов, параллельных друг другу и поверхности земли. В расчете определяется ток в заземляющем проводе, соединяющем заземлитель ВЛ и тросы.*

**Ключевые слова:** воздушная линия, заземление, грозовой разряд, наведенный ток

Появление в заземлителях мощных импульсных токов обусловлено не только прямыми ударами молний в объекты, присоединенные к данному заземлителю, но также индукционным воздействием изменяющегося заряда в канале грозового разряда. При ударе молнии в землю или любое сооружение, не связанное гальванически с наблюдаемым заземлителем, с объекта в заземлитель стекают заряды, ранее наведенные на нем лидером молнии. Длительность этого процесса соответствует главной стадии грозового разряда, а протекающий при этом импульсный ток может, предположительно, достигать значений, соизмеримых со значениями тока прямого удара молнии.

Для решения задачи принимаются следующие допущения:

лидерный канал заряжен равномерно;

ток молнии является заданной функцией времени  $i_M(t)$ ;

скорость перемещения фронта нейтрализации зарядов лидерного канала пропорциональна току молнии;

для системы заземления выполняется неравенство  $T_3 \ll T_M$  ( $T_3$ ,  $T_M$  – характеристические значения расчетных интервалов времени для заземлителя и грозового разряда соответственно).

*A procedure for estimating the parameters of induced current surge is considered for the case when a lightning stroke hits ground near an overhead power line. The power line is represented in the analysis model by a system of wires and overhead ground wires suspended in parallel to each other and to the ground surface. The current in the grounding wire connecting the power line grounding device to the overhead ground wire is determined in the calculation.*

**Key words:** overhead line, grounding, lightning discharge, induced current

Принимаем, что канал грозового разряда имеет длину от земли до облака  $h_0$ , причем до высоты  $Z_\Phi$  (координата положения фронта нейтрализации) плотность электрических зарядов  $t_K = 0$ . В пределах участка  $Z_\Phi \leq Z \leq h_0$  канал заряжен при прохождении лидера молнии, поэтому  $t_K = t_L$ ; ток на этом участке полагаем равным нулю. В пределах первого участка протекает ток главного разряда  $i_M(t)$ , замыкающийся в окружающем канале пространстве током смещения (штриховые линии на рис. 1) и током проводимости в грунте.

Нейтрализация зарядов лидерного канала приводит к появлению наведенного тока  $i(t)$  в заземляющем проводе. Параметры этого тока, имеющего импульсный характер, а именно: максимальное значение, крутизна фронта, длительность импульса, и являются целью расчета. В качестве исходных данных, необходимых для расчета, наряду с геометрией системы «канал разряда – провода – тросы» (рис. 1) используются физические характеристики молнии: ток  $i_M(t)$  и скорость движения фронта нейтрализации  $V_\Phi(t)$ , причем допустимо считать

$$i_M(t) = t_L V_\Phi(t), \quad t_L = \text{const.} \quad (1)$$

Для построения расчетной математической модели представляем нейтрализацию зарядов лидера

как процесс заполнения канала зарядом с плотностью  $t_k = -t_l$ . Фронт нейтрализации перемещается в канале лидера со скоростью  $V_\phi(t)$ .

Количественное соотношение между током, наведенным в заземляемом проводе, и движущимся зарядом  $dq = -t_l dz$  в данной ситуации (см. рис. 1) позволяет установить теорема Шокли–Рамо [1–3]. Для выбранного направления  $i(t)$ , т.е. при  $i(t) = -\frac{dq_T}{dt}$  ( $q_T$  – наведенный заряд троса), эта теорема имеет вид [2]:

$$di(t) = t_l dz \vec{V}_\phi(t) (\vec{E}_{0T} + \vec{E}_{\phi T}) + \frac{\dot{\rho}(\vec{E}_{0T} + \vec{E}_{\phi T}) \epsilon_0}{V} \frac{\partial \vec{E}_d}{\partial t} dv, \quad (2)$$

где  $\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_d}{\partial t}$  – плотность тока смещения, созданного движущимся элементарным зарядом  $dq = -t_l dz$ ;  $\vec{E}_{0T}, \vec{E}_{\phi T}$  – напряженность фиктивного электростатического поля, создаваемого в точке расположения заряда  $dq$  системой проводов и тросов при условии, что наблюдаемый трос имеет безразмерный потенциал  $j_T = 1$ , а провода и остальные тросы заземлены ( $j_1 = j_2 = \dots = j_n = 0$ ), т.е. это поле условных линейных зарядов  $\tilde{t}_T, \tilde{t}_1, \dots, \tilde{t}_n$  и их изображений  $\tilde{t}_\phi = -\tilde{t}_T, \tilde{t}_1 = -\tilde{t}_1, \dots$ , размерность которых  $\dim \tilde{t} = \frac{Кл}{м \times В}$ , а значение определяется при решении системы уравнений:

$$\begin{aligned} 1 &= a_{T,T} \tilde{t}_T + a_{T1} \tilde{t}_1 + \dots + a_{Tn} \tilde{t}_n \\ 0 &= a_{1T} \tilde{t}_T + a_{11} \tilde{t}_1 + \dots + a_{1n} \tilde{t}_n \\ &\vdots \\ 0 &= a_{nT} \tilde{t}_T + a_{n1} \tilde{t}_1 + \dots + a_{nn} \tilde{t}_n \end{aligned} \quad (3)$$

где  $a_{T,T}, a_{1T}, \dots, a_{nn}$  – потенциальные коэффициенты.

Рассмотрим определение  $i(t)$  для уединенного троса (рис. 1) в двух вариантах: без учета и с учетом запаздывания сброса зарядов тросом относительно процесса нейтрализации зарядов канала.

Без учета запаздывания при потенциале троса  $\tilde{t}_T = 1$  имеем:

$$\begin{aligned} \tilde{t}_T &= \frac{2\rho\epsilon_0}{\ln(2h_T/r_T)}; \\ \vec{E}_{0T} &= \frac{\tilde{t}_T \vec{r}_0}{2\rho\epsilon_0 r} = \frac{1}{r \ln(2h_T/r_T)} \vec{r}_0 = \vec{E}_{\phi T}; \\ r &= \sqrt{b_T^2 + (z_l - h_T)^2} = r_\phi \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \vec{V}_\phi(t) (\vec{E}_{0T} + \vec{E}_{\phi T}) &= \\ = V_\phi(t) \frac{1}{\ln(2h_T/r_T)} \frac{\dot{\rho}}{\epsilon_0} \frac{z_l - h_T}{b_T^2 + (z_l - h_T)^2} \vec{u} &= \\ \frac{\dot{\rho}}{\epsilon_0} \frac{z_l + h_T}{b_T^2 + (z_l + h_T)^2} \vec{u} & \end{aligned} \quad (5)$$

где  $r_T$  – радиус троса.

Задача о поле тока смещения как в лидерной стадии, так и в стадии главного разряда была решена в [4], поэтому подынтегральное выражение во втором слагаемом (2) считаем известным и вычисляем ток  $i(t)$ , обусловленный движением заряда  $t_k dz$ . Фиксируя момент наблюдения  $t$ , определяем положение фронта нейтрализации

$$z_\phi(t) = \int_0^t \dot{V}_\phi(u) du \quad (6)$$

и, полагая выполненным условие  $\text{div} \vec{V}_\phi(t) = 0$ , интегрируем (2) по  $z$  от 0 до  $z_\phi(t)$ . В итоге получаем:

$$\begin{aligned} i(t) &= \frac{t_l V_\phi(t)}{\ln(2h_T/r_T)} \ln \frac{\sqrt{b_T^2 + (z_\phi + h_T)^2}}{\sqrt{b_T^2 + (z_\phi - h_T)^2}} + \\ &+ \frac{\dot{\rho}(\vec{E}_{0T} + \vec{E}_{\phi T}) \epsilon_0}{V} \frac{\partial \vec{E}_d}{\partial t} dV. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_d}{\partial t} = \vec{d}$  – плотность тока смещения, обусловленного перемещением заряда в канале; его

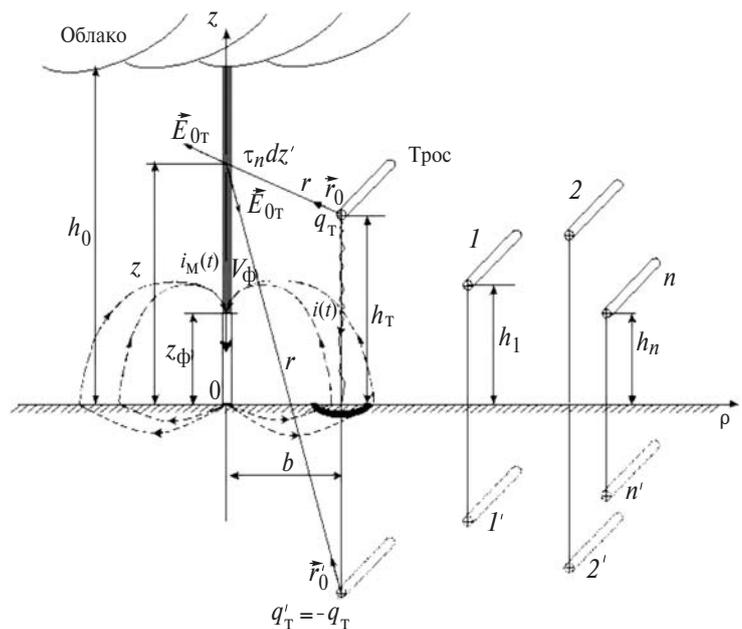


Рис. 1. Основные параметры системы «провода–тросы–канал грозового разряда»

составляющие по осям  $z$  и  $r$  цилиндрических координат (рис. 1) определены в [4].

В данном случае ограничимся приближенной оценкой параметров импульса по первому слагаемому выражения (7). Получающийся приближенный (оценочный) результат для  $i(t)$  будет соответствовать формулам теоремы Шокли–Рамо [1,3], учитывающим только ток переноса.

Итак, определяем параметры импульса наведенного тока  $i(t)$ , используя только первое слагаемое в (7). Предварительно заметим следующее: заряд лидерного канала может быть как положительным, так и отрицательным, тогда как скорость продвижения фронта  $V_\phi(t) = \frac{dz_\phi}{dt}$  всегда положительна  $V_\phi(t) > 0$ . Поэтому при  $t_\lambda < 0$  имеем согласно (1) и (7) для принятых положительных направлений этих токов  $i_M(t) < 0$ ,  $i(t) > 0$ , т.е. в этом случае в заземлитель поступает положительный токовый импульс, что соответствует оттоку с троса в землю положительного наведенного заряда  $q_T > 0$ . При  $t_\lambda > 0$  картина явления – обратная.

Максимальное значение наведенного тока находим обычным порядком, т.е. по уравнению  $\frac{di}{dz_\phi} = 0$ ,

$$i_{\max} = \frac{|i_M(h_T)|}{\ln(2h_T/r_T)} \ln \frac{\sqrt{b_T^2 + (2h_T)^2}}{b} \quad (8)$$

Учитывая, что ток молнии  $i_M(t)$  при изменении по мере продвижения фронта нейтрализации от земли к облаку достигает максимального значения при  $z_\phi$  порядка сотен метров (далее будет приведен конкретный числовой расчет), можно заключить, что импульс наведенного тока будет иметь существенно большую крутизну, нежели импульс тока молнии.

В качестве примера использования предложенной методики и оценки параметров ожидаемых импульсов наведенного тока выполним расчет  $i(t)$  при следующих исходных данных:  $r_T = 5 \times 10^{-3}$  м;  $h_{T1} = 25$  м (опора П110-1),  $h_{T2} = 19,5$  м (опора ПБ110-1); расстояния до точки удара молнии  $b_1 = 20$  м,  $b_2 = 100$  м; импульс тока молнии  $i_M(t)$  зададим, приняв за основу реальный 50%-й ток молнии [5] и аппроксимируя его двумя математическими моделями.

1. Традиционный биэкспоненциальный импульс

$$i_M(t) = \frac{i_{M\max}}{h} (e^{-t/t_2} - e^{-t/t_1}), \quad (9)$$

параметры которого  $i_{M\max} \approx 37$  кА,  $V_{\phi\max} = 0,31 \times 10^8$  м/с,  $t_1 = 1,77$  мкс,  $t_2 = 46,7$  мкс,  $h = 0,845$  мкс<sup>-1</sup>.

2. Модель с нулевой производной в начальный момент [7]:

$$i_M(t) = \frac{i_{M\max}}{h} x(t)y(t), \quad (10)$$

где  $x(t) = \frac{(t/t_1)^n}{1 + (t/t_1)^n}$ ;  $y(t) = \exp\left\{-\frac{t}{t_2}\right\}$ ;  $n$  – параметр,

определяющий крутизну волны тока, который находится при решении уравнения

$$h = \frac{\frac{1}{t_2} \exp\left\{-\frac{t}{t_2}\right\} \frac{d}{dt} \left[ \frac{(t/t_1)^n}{1 + (t/t_1)^n} \right]}{1 + \frac{t}{t_1} \frac{d}{dt} \left[ \frac{(t/t_1)^n}{1 + (t/t_1)^n} \right]} \quad (11)$$

При указанных выше значениях  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $h$  находим  $n = 2,60$ .

Форма получаемых по (9) и (10) импульсов тока показана на рис. 2.

Максимальное значение тока в первой модели имеем при  $t_m = 6,02$  мкс, во второй – при  $t_m = 5,65$  мкс.

Так как  $V_\phi(t) = \frac{i_M(t)}{t_\lambda}$ , соответственно по (6) для

первой модели получаем  $z_\phi(t_m) \approx 423$  м, для второй  $z_\phi(t_m) \approx 503,4$  м; близкой для этих моделей оказывается и длительность процесса нейтрализации, т.е. длительность импульсов наведенного тока, определяемых заданной высотой облака (рис. 1). При  $h_0 = 2000$  найденное значение этого параметра для первой модели  $t_n = 26,5$  мкс, для второй 23,2 мкс. Таким образом, учитывая, что выполняемые расчеты имеют оценочный характер, допустимо проводить их, используя любую из рассмотренных моделей тока молнии.

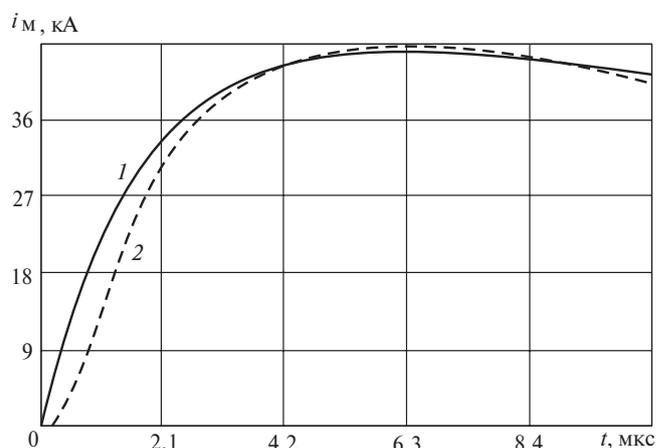
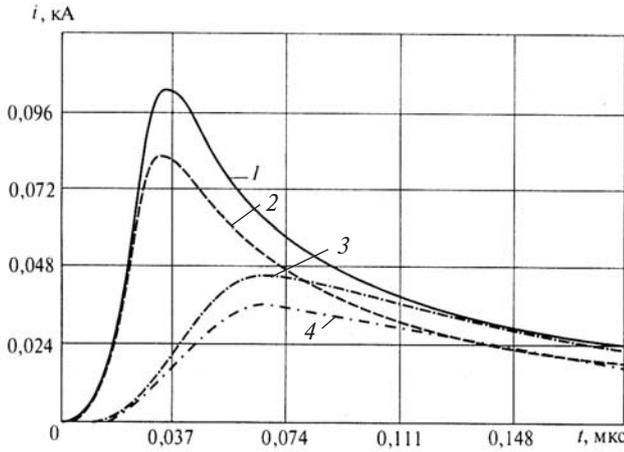


Рис. 2. Форма импульса тока: 1 – кривая импульса тока по (9); 2 – по (10)



**Рис. 3.** Кривые наведенного тока  $i(t)$  для различных расстояний до точки удара молнии  $b$  и вариантов высоты подвеса троса  $h_T$ : 1 –  $b_1=20$  м и  $h_{T1}=25$  м; 2 –  $b_1=20$  м и  $h_{T2}=19,5$  м; 3 –  $b_2=100$  м и  $h_{T1}=20$  м; 4 –  $b_2=100$  м и  $h_{T2}=19,5$  м

На рис. 3 приведены кривые наведенного тока  $i(t)$ , рассчитанные по первому слагаемому выражения (7), и тока молнии в форме традиционного биоэкспоненциального импульса по (9) для значений  $b_1$  и  $b_2$ , указанных ранее.

Полагаем теперь, что составляющая наведенного тока  $di(t)$  в формуле (2) создается движением элементарного заряда  $dq(t - t_3)$ , где  $t_3$  – время запаздывания, обусловленное конечностью скорости распространения возмущений в поле. Считая эту скорость равной скорости света  $c$ , для заряда, находящегося в сечении с координатой  $z$ , получаем время запаздывания:

$$t_3 = \frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + (z - h_T)^2} \quad (12)$$

и с учетом формул (2) и (5)

$$di(t) = t_L dz \vec{V}_\Phi(t - t_3) (\vec{E}_{0T} + \vec{E}_\Phi), \quad (13)$$

$$i(t) = \frac{t_L}{\ln(2h_T/r_T)} \int_0^{z_t} \frac{\partial V_\Phi}{\partial z} \exp\left[-\frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + (z - h_T)^2}\right] \frac{\partial \dot{q}}{\partial t} dz. \quad (14)$$

В выражении (14) момент наблюдения  $t$  согласно формуле (6) фиксируется по координате фронта нейтрализации  $z_\Phi(t)$  независимо от процесса сброса зарядов тросом. В формировании импульса наведенного тока в момент времени  $t$  участвуют лишь заряды, для которых имеем  $t > t_3$ ; верхний предел в интеграле (14) вычисляется по уравнению

$$z_t = \int_0^{t - \frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + (z - h_T)^2}} \frac{\partial V_\Phi}{\partial z} \exp\left[-\frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + (z - h_T)^2}\right] dz,$$

которое для тока молнии, заданного, например, в форме (9), преобразуется к виду:

$$z_t = \frac{i_m}{t_L} \int_0^{t - \frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + (z - h_T)^2}} \exp\left[-\frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + (z - h_T)^2}\right] \frac{\partial \dot{q}}{\partial z} dz - \frac{1}{t_L} \int_0^{t - \frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + (z - h_T)^2}} \exp\left[-\frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + (z - h_T)^2}\right] \frac{\partial \dot{q}}{\partial z} dz, \quad (15)$$

а кривая  $i(t)$  начинается в точке  $t = t_3(0) = \frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + h_T^2}$ .

Поскольку из процесса формирования  $i(t)$  выпадает участок канала  $z_t \ll z_\Phi(t)$ , получаемая кривая наведенного тока в системе отсчета  $t \ll t - t_3(0) = t - \frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + h_T^2}$  мажорируется найденной ранее зависимостью  $i(t)$  по формуле (7). Результаты расчетов по (14), (15) в графическом исполнении практически повторяют кривые рис. 3. Из сравнения зависимостей  $i(t)$  и  $i(t_\Phi)$  следует, что для оценочных расчетов импульсов наведенного тока допустимо использовать сравнительно простую формулу (7) (первое слагаемое), рассматривая данную зависимость с учетом сдвига во времени для переменной  $t \ll t - \frac{1}{c} \sqrt{b_T^2 + h_T^2}$ .

При наличии нескольких заземленных тросов (тросовые экраны, защитные тросы ВЛ ЭП и другие устройства с заземленными объектами иных типов) расчет наведенных токов проводится для каждого из них в отдельности; ток в заземлителе находится путем суммирования с учетом запаздывания  $t_{31}, t_{32}, \dots$  и т.д. Соответствующие расчетные соотношения запишем, полагая, что в системе (см. рис. 1) имеется  $m$  заземленных тросов и  $n - m$  проводов. Составляющая фиктивного электростатического поля, параллельная вектору скорости  $\vec{V}_\Phi(t)$  вычисляется при определении тока с  $k$ -го заземленного троса ( $k=1, 2, \dots, m$ ) по формуле

$$E_{0z}^{(k)} = \frac{n}{i=1} \frac{\tilde{\tau}_{0i}^{(k)} \dot{q}}{2\pi\epsilon_0 \tilde{r}_{0i}^{(k)} \tilde{r}_{0i}^{(k)}} \frac{z - h_i}{b_i^2 + (z - h_i)^2} - \frac{z + h_i}{b_i^2 + (z + h_i)^2} \dot{q} \quad (16)$$

в которой плотности условных зарядов  $\tilde{\tau}_{0i}^{(k)}$  находятся при решении системы уравнений (3) для случая  $j_k = 1, j_{i \neq k} = 0$ .

Выполняя преобразования без учета запаздывания, получаем:

$$\int_0^{z_\Phi(t)} E_{0z}^{(k)} dz = - \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{n}{i=1} \tilde{\tau}_{0i}^{(k)} \ln \frac{\sqrt{b_i^2 + (z_\Phi + h_i)^2}}{\sqrt{b_i^2 + (z_\Phi - h_i)^2}} =$$

$$= -j_0^{(k)}(z_\Phi), \quad (17)$$

где  $j_0^{(k)}(z_\Phi)$  – потенциал фиктивного электростатического поля, созданного зарядами в точке  $z = z_\Phi$ ,  $r = 0$  (фронт волны нейтрализации).

Для тока  $i^{(k)}(t)$ , стекающего с  $k$ -го троса в заземлитель, согласно (7) имеем формулу

$$i^{(k)}(t) = -\frac{t_L V_\Phi(t)}{2\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \tilde{r}_{0i}^{(k)} \ln \frac{\sqrt{b_i^2 + (z_\Phi + h_i)^2}}{\sqrt{b_i^2 + (z_\Phi - h_i)^2}} = \\ = t_L V_\Phi(t) j_0^{(k)}[z_\Phi(t)]. \quad (18)$$

Поскольку  $j_0^{(k)}(z_\Phi)$  как электростатический потенциал не зависит от формы пути, по которому вычисляется, расчет по (18) допустимо проводить при любой конфигурации лидерного канала. Изменения формы последнего скажутся лишь на значениях  $z_\Phi$ ,  $r_\Phi$ , достигаемых фронтом к фиксированному моменту времени  $t$ .

Расчет по выражению (18) выполняется для всех заземленных тросов, найденные токи  $i^{(k)}(t)$ ,  $k = 1, 2, \dots, m$  позволяют найти суммарный ток, протекающий в заземлителе:

$$i(t) = \sum_{k=1}^m i^{(k)}(t) = \frac{1}{c} \sqrt{b_k^2 + h_k^2} \ddot{\varphi} \quad (19)$$

**Выводы.** 1. Предложенная методика расчета наведенного тока в заземлителе применима для любых заземленных объектов (опоры линий электропередачи, оборудование и сооружения ОРУ, мачты молниеотводов и т.д.), если решена задача электростатики о вертикальной составляющей электрического поля объекта при единичном потенциале на нем.

2. Отличие формы лидерного канала от прямой не является принципиальным препятствием для расчетов изложенным методом.

3. Применение рассмотренного варианта теоремы Шокли–Рамо в тех случаях, когда для многопроводной системы выполняется расчет только интегральных характеристик, является предпочти-

тельным в сравнении с расчетом распределений рядов через поле методом интегральных уравнений [6].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Гринберг Г.А.** Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. – М.; Л.: Изд. АН СССР, 1948.
2. **Фельд Я.Н.** Наведение токов движущимися зарядами. – Докл. АН СССР, 1953, т. 93, № 3.
3. **Герштейн Г.М.** Моделирование полей методом электростатической индукции. – М.: Наука, 1970.
4. **Слышалов А.В.** Распределение тока смещения при грозовом разряде. – Межвуз. сб. научн. трудов «Высоковольтные техника и электротехнология». Вып. 2. – Иваново, 1999.
5. **Александров Г.Н., Сорокин А.Ф., Могиленко А.П.** Методика расчета атмосферных перенапряжений на линии электропередачи. – Электричество, 2002, №7.
6. **Слышалов В.К., Киселева Ю.А.** Расчет распределений зарядов, наводимых в системе параллельных проводов полем лидера молнии. – Межвуз. сб. научн. трудов «Высоковольтные техника и электротехнология». Вып. 3. – Иваново, 2003.
7. **Кадомская К.П., Рейхард А.А.** Моделирование волны тока молнии при расчетах грозоупорности электрических сетей. – Электричество, 2006, №11.

[25.02.11]

*Авторы: Слышалов Владимир Константинович в 1962 г. окончил электроэнергетический факультет (ЭЭФ) Ивановского энергетического института (ныне Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина – ИГЭУ). В 1991 г. защитил докторскую диссертацию «Разработка основ нейтрализации электрических зарядов на движущихся технологических материалах» в Московском энергетическом институте. Профессор кафедры электрических систем ИГЭУ.*

*Киселева Юлия Александровна в 2000 г. окончила ЭЭФ ИГЭУ. В 2006 г. защитила кандидатскую диссертацию «Совершенствование методов расчета протяженных заземлителей электроэнергетических объектов при синусоидальном и импульсном токах» в ИГЭУ. Ведущий инженер в ООО «РАЗ-сервис».*

*Кандалов Юрий Владимирович окончил в 2005 г. ЭЭФ ИГЭУ. В 2010 г. защитил кандидатскую диссертацию «Совершенствование методов расчета электромагнитных характеристик естественных заземлителей электроэнергетических объектов» в ИГЭУ. Сотрудник кафедры электрических систем ИГЭУ.*