Параметры динамики наружной освещенности являются исходными данными для оценки светового режима в помещении (частоты включений и интервалов между ними) и разработки автоматических устройств.

1.Айзенберг Ю.Б. Проблема энергоснабжения в осветительных установках // Светотехника. – 1998. – № 6. – С.11-18.

2.Краснопольский А.Е., Соколов В.Б. Автоматизация управления освещением - насущная проблема светотехники // Светотехника. – 1997. – № 5. – С. 2-4.

3.Матвеев Д.П. Анализ возможной экономии электрической энергии в системе комбинированного освещения // Светотехника. – 1998. – №4. – С. 42-44.

4.Фомин А.Г. Системы автоматизированного управления электрическим освещением общественных зданий. – М.: Дом света,1998.

5.Гребенко Ю.А., Елисеев Н.П., Петров В.И., Фомин А.Г. Концепция построения автоматизированных систем управления освещением общественных зданий // Светотехника. – 1999. – № 4. – С. 8-11.

6.Соловьев А.К. Автоматическое регулирование искусственного освещения и его эффективность // Светотехника. – 1999. – № 5. – С. 2-4.

7.Пачаманов А., Янева Н. Сезонные изменения естественного освещения в районе Софии и возможности управления искусственным освещением в общественных зданиях // Светотехника. – 1997. – №6. – С. 31-35.

8.Зубрич К.И. Применение теории случайных функций для оценки динамики естественной освещенности // Коммунальное хозяйство городов: Науч.-техн. сб. Вып.43. – К.: Техніка, 2002. – С. 212-216.

Получено 04.02.2003

УДК 621.3

А.А.ХАРИСОВ, канд. техн. наук
Харьковская государственная академия городского хозяйства

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРЯМОГО МНОГОПРОВОЛОЧНОГО ПРОВОДНИКА

С использованием методов электродинамики сплошных сред в предположении нормального («колоколообразного») распределения плотности тока в уединенных прямых цилиндрических проводниках выведена формула расчета омического сопротивления прямого многопроволочного проводника.

Теоретические исследования омического сопротивления электрических проводников показывают [1, 2], что при условии нормального («колоколообразного») распределения плотности тока выведенная формула омического сопротивления уединенного прямого цилиндрического проводника точно совпадает с классическим законом Ома. В этой связи представляет теоретический и практический интерес вывод расчетной формулы омического сопротивления прямого многопроволочного проводника с учетом нормального распределения плотности тока в уединенном прямом цилиндрическом проводнике.

Применительно к данной задаче распределение плотности тока в условно уединенном прямом цилиндрическом проводнике с индексом “n” запишем в форме

$$J_n(x,y)=\frac{I_n}{\pi\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}}{}\right)^2}\exp\left[-\frac{(x-x_n)^2+(y-y_n)^2}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}}{}\right)^2}\right]$$

или (1)

$$J_n(\vec{r})=\frac{I_n}{\pi\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}}{}\right)^2}\exp\left[-\frac{(\vec{r}-\vec{r}_n)^2}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}}{}\right)^2}\right],$$

где x, y или $\vec{r}$ – текущие координаты в декартовой прямоугольной или цилиндрической системе координат в плоскости поперечного сечения прямого многопроволочного проводника; $I_n = \int\limits_{-\infty}^{\infty} dx \int\limits_{-\infty}^{\infty} J_n(x,y)dy$ – полный ток условно уединенного n-го проводника в плоскости его поперечного сечения; (x_n, y_n) или $\vec{r}_n$ – координаты центра инерции поперечного сечения n-го проводника; r_{0n} – радиус (или эффективный радиус) поперечного сечения n-го проводника.

Используя распределение плотности тока в условно уединенном однопроволочном проводнике (1), выведем выражение омического сопротивления многопроволочного проводника в виде пакета прямых круглых цилиндрических проводников длиной l, оси симметрии которых параллельны друг другу, а начала и концы по торцам ограничены плоскостями, перпендикулярными к осям их симметрии.

В качестве исходного расчетного выражения для этой цели используем известное энергетическое соотношение электродинамики сплошных сред

$$RI^2 = \int \left[\vec{E}\vec{H}\right] \cdot d\vec{f} \ . \qquad (2)$$

Здесь R – омическое сопротивление проводника; I – полный ток проводника; $\vec{E}, \vec{H}$ – напряженности электрического и магнитного поля, создаваемые полным током проводника; $\int ...d\vec{f}$ – интегрирование ведется по поверхности проводника.

Граничным условием решения уравнения Лапласа принимаем проекцию напряженности электрического поля по оси z в точке $z = 0$, делящей прямой многопроволочный проводник на две зеркально симметричные половины:

$$E_z = \sum_{n=1}^{N} E_{zn} = \sum_{n=1}^{N} \frac{I_n}{\pi\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2 \gamma_0(T)} \exp\left[-\frac{(x-x_n)^2+(y-y_n)^2}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2}\right], \qquad (3)$$

где l – длина прямых круглых цилиндрических проводников по оси z; $\gamma_0(T)$ – электрическая проводимость материала проводников.

Так как напряженность электрического поля по осям x, y не ограничена, то для решения уравнения Лапласа можно использовать метод разложений полей в интеграл Фурье.

Для определения компонент напряженности электромагнитного поля, создаваемых токами проводников, используем электростатические уравнения Максвелла:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial x};$$
$$\frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_x}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial H_y}{\partial y} - \frac{\partial H_x}{\partial x} = \gamma_0(T) E_z . \qquad (4)$$

Переходя к компонентам поля Фурье, получим

$$E_{yk} = -j\frac{k_y}{k^2}\frac{dE_{zk}}{dz}; \quad E_{xk} = -j\frac{k_x}{k^2}\frac{dE_{zk}}{dz}; \qquad (5)$$

$$H_{xk} = -j\gamma_0(T)\frac{k_y E_{zk}}{k^2}; \quad H_{yk} = j\gamma_0(T)\frac{k_x E_{zk}}{k^2}; \quad k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}.$$

В общем виде значение компоненты поля E_{zk}, удовлетворяющее граничному условию (3), принимаем в виде

$$E_{zk} = \frac{1}{4\pi^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} E_k \exp\left[j\vec{k}\vec{r} - kz\right]d\vec{k}, \tag{6}$$

где

$$E_k = \sum_{n=1}^{N}\int E_{zn}(\vec{r})\exp(-j\vec{k}\vec{r}) \tag{7}$$

– постоянная интегрирования.

Применяя обратное преобразование Фурье к (5), получим решение системы электростатических уравнений Максвелла в форме

$$\begin{aligned}
E_x(\vec{r}) &= \frac{j}{4\pi^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} E_k \exp\left[j\vec{k}\vec{r} - kz\right]\frac{k_x}{k}\,d\vec{k};\\
E_y(\vec{r}) &= \frac{j}{4\pi^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} E_k \exp\left[j\vec{k}\vec{r} - kz\right]\frac{k_y}{k}\,d\vec{k};\\
H_x(\vec{r}) &= -\frac{j\gamma_0(T)}{4\pi^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} E_k \exp\left[j\vec{k}\vec{r} - kz\right]\frac{k_y}{k}\,d\vec{k};\\
H_y(\vec{r}) &= \frac{j\gamma_0(T)}{4\pi^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} E_k \exp\left[j\vec{k}\vec{r} - kz\right]\frac{k_x}{k}\,d\vec{k}.
\end{aligned} \tag{8}$$

Приравнивая в уравнениях (8) $z = 0$ и подставляя полученные компоненты электромагнитного поля в (2) вместо векторного произведения компонент электромагнитного поля

$$\left[\vec{E}\vec{H}\right]\Big|_{z=0} = E_x(\vec{r})H_y(\vec{r}) - E_y(\vec{r})H_x(\vec{r}), \tag{9}$$

после преобразований получаем

$$I^2 R = \frac{\gamma_0(T)}{4\pi^2}\sum_{n=1}^{N}\int\limits_{-\infty}^{\infty}[E_{kn}]^2\,\frac{d\vec{k}}{k}, \tag{10}$$

где I – полный ток многопроволочного проводника.

Умножив обе части граничного условия (3) на $\exp(-jk_x x - jk_y y)$ и проинтегрировав его, используя интеграл Пуассона

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-\alpha(\xi-\xi_0)]d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}\,, \tag{11}$$

получим значения постоянной интегрирования

$$E_{kx} = \frac{1}{\gamma_0(T)} \sum_{n=1}^{N} I_n \exp\left[-\frac{k^2\left(\dfrac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\dfrac{r_{0n}^2}{l}\right)^2}{4}\right]. \tag{12}$$

Дальнейшее решение задачи разделим на две части. Сначала найдем суммарное значение сопротивления проводников в предположении их уединенности – R_y и затем определим сопротивление проводников, непосредственно связанное с их электромагнитным взаимодействием – $R_{вз}$.

После подстановки значения постоянной интегрирования (12) в (10) и перехода в цилиндрическую систему координат получим

$$R_y I^2 = \frac{1}{4\pi^2 \gamma_0(T)} \sum_{n=1}^{N} I_n^2 \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{2k^2\left(\dfrac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\dfrac{r_{0n}^2}{l}\right)^2}{4}\right] \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} \exp(jk\cos\varphi)d\varphi dk\,. \tag{13}$$

Заменяя в (13) последний интеграл функцией Бесселя, приходим к выражению

$$R_y = \frac{1}{2\pi I^2 \gamma_0(T)} \sum_{n=1}^{N} I_n^2 \int_0^\infty J_0(k) \exp\left[-\frac{2k^2 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2}{4} \right] dk \cdot \tag{14}$$

Используя для вычисления интеграла в (14) известное соотношение

$$\int_0^\infty J_0(k) \exp\left[-\frac{2k^2 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2}{4} \right] dk = \left[\frac{\pi}{2\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2} \right]^{1/2} = \frac{2l}{r_{0n}^2}, \tag{15}$$

получим выражение омического сопротивления прямого многопроволочного проводника без учета электромагнитного взаимодействия проводников в виде

$$R_y = \frac{1}{\pi I^2 \gamma_0(T)} \sum_{n=1}^{N} \frac{I_n^2 l}{r_{0n}^2}. \tag{16}$$

Аналогичным образом с учетом (10), (12) и (13) представим и выражение сопротивления прямого многопроволочного проводника, обусловленное взаимодействием токов проводников:

$$R_{вз} = \frac{1}{2\pi^2 I^2 \gamma_0(T)} \sum_{n \neq s} I_n I_s \int_0^\infty \exp\left\{ -\frac{k^2 \left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l} \right)^2 \right]}{4} \right\} \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} \exp\left(jkl_{ns} \cos\varphi \right) d\varphi dk, \tag{17}$$

где $l_{ns} = [(x_n - x_s)^2 + (y_n - y_s)^2]^{1/2}$ – расстояние между продольными осями прямых круглых цилиндрических проводников с токами I_n и I_s; r_{on} и r_{0s} – внешние радиусы соответствующих прямых круглых цилиндрических проводников.

Заменяя в (17) последний интеграл функцией Бесселя, получаем

$$R_{вз}=\frac{1}{\pi I^2\gamma_0(T)}\sum_{n\neq s}I_nI_s\int_0^\infty J_0(kl_{ns})\exp\left\{-\frac{k^2\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2\right]}{4}\right\}dk. \quad (18)$$

Применяя для вычисления интеграла в (18) модифицированную функцию Бесселя первого рода

$$\int_0^\infty J_0(kl_{ns})\exp\left\{-\frac{k^2\left[\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2\right]}{4}\right\}dk=\left(\frac{\pi}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2}\right)^{1/2}\times$$

$$\times I_0\left(\frac{l_{ns}^2}{2\left(\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2\right)}\right)\times\exp\left\{-\frac{l_{ns}^2}{2\left(\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2\right)}\right\}, \quad (19)$$

найдем расчетное выражение омического сопротивления прямого многопроволочного проводника, обусловленное взаимодействием токов проводников:

$$R_{вз}=\frac{1}{\pi I^2\gamma_0(T)}\sum_{n\neq s}I_nI_s\left[\frac{\pi}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2}\right]^{1/2}\times \quad (20)$$

$$\times\exp\left\{-\frac{l_{ns}^2}{2\left(\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2\right)}\right\}\times I_0\left(\frac{l_{ns}^2}{2\left(\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2\right)}\right).$$

С учетом (16) и (20) выражение полного электрического сопротивления постоянному току прямого многопроволочного проводника в форме пакета параллельных прямых круглых цилиндрических проводников длиной l получим в виде

$$R = \frac{1}{\pi l^2 \gamma_0(T)} \sum_{n=1}^{N} \frac{I_n^2 l}{r_{0n}^2} + \frac{1}{\pi l^2 \gamma_0(T)} \sum_{n \neq s} I_n I_s \left[\frac{\pi}{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2} \right]^{1/2} \times \tag{21}$$

$$\times \exp\left\{ - \frac{l_{ns}^2}{2\left(\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2\right)} \right\} \times I_0\left(\frac{l_{ns}^2}{2\left(\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2\right)} \right).$$

Легко заметить, что при одиночном прямом круглом цилиндрическом проводнике формула (21) превращается в классический закон Ома.

Дальнейший анализ этой формулы показывает, что когда в многопроволочном проводнике элементарные параллельные проводники находятся друг от друга на относительно большом расстоянии (аргумент функции I_0 значительно превышает единицу) функцию I_0 в (21) можно заменить ее асимптотикой

$$I_0\left(\frac{l_{ns}^2}{2\left(\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2\right)} \right) \cong \frac{1}{l_{ns}} \left[\frac{\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2}{\pi} \right]^{1/2} \times$$

$$\times\exp\left(\frac{l_{ns}^2}{2\left(\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0n}^2}{l}\right)^2+\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\frac{r_{0s}^2}{l}\right)^2\right)}\right). \qquad (22)$$

После подстановки (22) в (21) получим расчетную формулу омического сопротивления многопроволочного прямого проводника с относительно далеко разнесенными проводниками:

$$R \cong \frac{1}{\pi I^2\gamma_0(T)}\sum_{n=1}^{N}\frac{I_n^2 l}{r_{0n}^2}+\frac{1}{\pi I^2\gamma_0(T)}\sum_{n\neq s}\frac{I_n I_s}{l_{ns}}. \qquad (23)$$

1.Харисов А.А. К вопросу распределения плотности постоянного электрического тока в поперечном сечении прямых цилиндрических проводников // Вестник национального технического университета «ХПИ». Сер. НРСТ. №6. Т.1. – Харьков, 2002. – С.125-130.

2.Харисов А.А. К вопросу распределения плотности постоянного электрического тока в поперечном сечении прямых цилиндрических проводников // Коммунальное хозяйство городов: Науч.-техн. сб. Вып.42. – К.: Техніка, 2003. – С.175-183.

Получено 17.02.2003

УДК 519.713

А.В.ГРИГОРЬЕВ, М.В.БУЛАЕНКО, кандидаты техн. наук, А.Г.МАХОНИН
Харьковская государственная академия городского хозяйства

АККУМУЛЯТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ИХ ОСОБЕННОСТИ

Рассматриваются аккумулятивные процессы и их составные части – носитель и транспортный канал, приведены основные характеристики, отражающие взаимодействие аккумулятивных элементов, указаны соотношения, устанавливающие взаимосвязь поступающей и отдаваемой энергии, проанализирован процесс водоснабжения как аккумулятивный процесс доставки энергии аккумулятивному элементу с помощью носителя.

Процессы накопления, сохранения и потребления (расхода) энергии тесно связаны с аккумулятивными элементами (АЭ) и характером аккумулятивных процессов (АП). Аккумулятивный процесс в общем случае – это сложная структура, которая включает один или несколько одинаковых или разных АЭ, а в некоторых случаях и АП.

К аккумулятивным процессам относятся передача энергии, вещества, информации, которая происходит непосредственно между двумя АЭ. В итоге возможно либо накопление, либо потеря энергии,