



УДК 621.3(0758)

© 2007

Член-корреспондент НАН України А. Е. Божко

Комбинационный анализ переходных процессов в электроцепях с распределенными параметрами

A mathematical interpretation of transient processes in electrocircuits with distributed parameters is given. A line without losses on the idling and the short-circuit mode is considered.

Решения, представленные в данной работе, сочетают в себе анализ переходных процессов в электроцепях с распределенными параметрами, классические методы (в частности операционные) и теорию, относящуюся к новой концепции о переходных процессах в электроцепях [1, 2]. Последняя развивает классическую теорию математически и дополняет физическую картину, происходящую в длинных линиях при переходных процессах в них.

Схема электроцепи с распределенными параметрами изображена на рис. 1 [3], где R_0 — продольное активное сопротивление единицы длины линии; L_0 — индуктивность единицы длины линии; C — емкость единицы длины линии; g_0 — поперечная проводимость единицы длины линии; x — расстояние, отсчитываемое от начала линии; dx — рассматриваемый участок линии; z_H — сопротивление (нагрузка) в конце линии; U_1 — напряжение между проводами линии; i — ток в начале рассматриваемого участка dx ; $\partial i / \partial x dx$ — приращение тока на пути dx ; $\partial i / \partial x$ — скорость изменения тока в направлении x ; $\partial U / \partial x dx$ — приращение напряжения на пути dx .

Предположим, что параметры линии, напряжение в начале линии $U = U_1$ и нагрузка z_H известны. При решении задачи необходимо определить напряжение $U(t, x)$ и ток $i(t, x)$, где t — время в любой точке линии. В данном случае эти величины являются функциями времени t (от начального момента включения $t = 0$) и расстояния x от начала линии. Будем считать, что в момент включения ($t = 0$) линия не обладает электрической и магнитной энергиями, т. е. в линии нет тока i и напряжения U . А это значит, что вместо функций, зависящих от t и x (оригиналов), можно рассматривать изображения (Карсона), зависящие от p и x , где p — комплексная величина с положительной вещественной частью, достаточно большой, чтобы $\varphi(p) = p \int_0^{\infty} f(t) e^{-pt} dt$ была конечной ($\varphi(p)$ — изображение $f(t)$) [4]. Для более простого понимания теоретического анализа переходного процесса в линии будем рассматривать линию без потерь, т. е. случай, когда R_0 и g_0 значительно меньше величин ωL_0 и ωC_0 соответственно. Здесь ω — круговая частота ($\omega = 2\pi f$, f — частота, $[f]$ — герц).

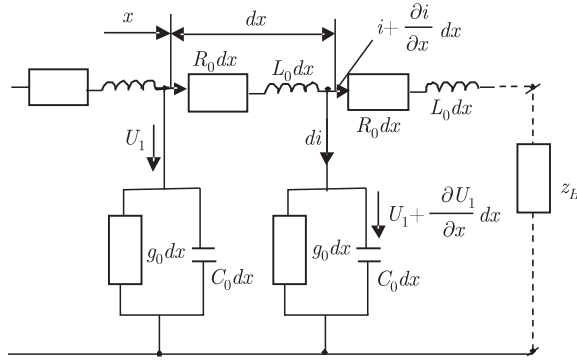


Рис. 1

При рассмотрении электроцепей с распределенными параметрами вводятся следующие величины [3]: $\nu = \sqrt{z_0 y_0} = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(g_0 + j\omega C_0)} = \alpha + j\beta$ — постоянная распространения; α — коэффициент затухания (затухание волны на единицу длины линии); β — коэффициент фазы (изменение фазы волны на единицу длины линии); $z_b = z_0/\nu = \sqrt{z_0/y_0} = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)/(g_0 + j\omega C_0)}$ — волновое сопротивление, $j = \sqrt{-1}$.

Для линии синусоидального тока без потерь при $z_{bc} = \sqrt{L_0/C_0}$, для постоянного тока $\omega = 0$ $z_{bn} = \sqrt{R_0/g_0}$. Изображения напряжения и тока в некоторой точке линии без потерь имеют вид [4]

$$U(p) = U_1(p) \frac{z_H(p) \operatorname{ch}(\tau - \tau_x) + z_b \operatorname{sh} p(\tau - \tau_x)}{z_H(p) \operatorname{ch} p\tau + z_b \operatorname{sh} p\tau}; \quad (1)$$

$$I(p) = \frac{U_1(p)}{z_b} \frac{z_H(p) \operatorname{sh} p(\tau - \tau_x) + z_b \operatorname{ch} p(\tau - \tau_x)}{z_H(p) \operatorname{ch} p\tau + z_b \operatorname{sh} p\tau}, \quad (2)$$

$z_H(p)$ — изображение Карсона полного сопротивления на конце линии (нагрузки); τ — время распространения волны со скоростью v вдоль линии длиной l ($\tau = l/v$, v — скорость света $3 \cdot 10^5$ км/с); $\tau_x = x/v$ — время распространения волны вдоль участка линии длиной x ; $(\tau - \tau_x)$ — время распространения отраженной волны от конца линии до точки наблюдения в конце участка x .

Рассмотрение переходных процессов в линии в данной работе ограничим режимами холостого хода ($z_H = \infty$) и короткого замыкания ($z_H = 0$) при включении на вход линии в момент $t = 0$ постоянного скачкообразного напряжения $U_1 = E \cdot 1(t)$. С учетом новой концепции [1, 2] это напряжение может быть представлено в виде

$$U_1 \cdot 1(t) = E(1 - e^{-\gamma t}) + e^{-\gamma t} \sum_{k=1}^n U_{ak} \cos \omega_k t, \quad (3)$$

где γ — коэффициент затухания; U_{ak} , ω_k — амплитуда и круговая частота k -й гармоники; $U_{ak} = U_{a1}/(\pi\omega_k)$; $\sum_{k=1}^n U_{ak} = E$.

Изображение Карсона оригинала (3) следующее:

$$U_1(p) = E \frac{\gamma}{p + \gamma} + \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p (p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2}. \quad (4)$$

Подставив (4) в (1) и (2), получим

$$U(p) = E \frac{\gamma}{(p + \gamma)} \frac{z_H(p) \operatorname{ch} p(\tau - \tau_x) + z_{b\Pi} \operatorname{sh} p(\tau - \tau_x)}{z_H(p) \operatorname{ch} p\tau + z_{b\Pi} \operatorname{sh} p\tau} + \frac{z_H(p) \operatorname{ch} p(\tau - \tau_x) + z_{bC} \operatorname{sh} p(\tau - \tau_x)}{z_H(p) \operatorname{ch} p\tau + z_{bC} \operatorname{sh} p\tau} \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2}; \quad (5)$$

$$I(p) = \frac{E}{z_{b\Pi}} \frac{\gamma}{(p + \gamma)} \frac{z_H(p) \operatorname{ch} p(\tau - \tau_x) + z_{b\Pi} \operatorname{sh} p(\tau - \tau_x)}{z_H(p) \operatorname{ch} p\tau + z_{b\Pi} \operatorname{sh} p\tau} + \frac{z_H(p) \operatorname{ch} p(\tau - \tau_x) + z_{bC} \operatorname{sh} p(\tau - \tau_x)}{z_{bC} [z_H(p) \operatorname{ch} p\tau + z_{bC} \operatorname{sh} p\tau]} \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2}. \quad (6)$$

Для режима холостого хода ($R_H = \infty$). Выражения (5) и (6) примут вид

$$U_{xx}(p) = \left[\frac{E\gamma}{p + \gamma} + \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] \frac{\operatorname{ch} p(\tau - \tau_x)}{\operatorname{ch} p\tau}; \quad (7)$$

$$I_{xx}(p) = \left[\frac{E}{z_{b\Pi}} \frac{\gamma}{(p + \gamma)} + \frac{1}{z_{bC}} \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] \frac{\operatorname{sh} p(\tau - \tau_x)}{\operatorname{ch} p\tau}. \quad (8)$$

Несмотря на то что $z_H = \infty$, ток $i(t, x)$ в линии существует ввиду того, что имеются контуры, соединяющие провода линии (см. рис. 1). Нахождение оригиналов изображений (7) и (8) можно осуществить с помощью способа Даламбера, приведенного в работе [4]. Для этого представим гиперболические функции в (7) и (8) в следующем виде [5]:

$$\frac{\operatorname{ch} p(\tau - \tau_x)}{\operatorname{ch} p\tau} = \frac{e^{p(\tau - \tau_x)} + e^{-p(\tau - \tau_x)}}{e^{p\tau} + e^{-p\tau}} = \frac{e^{-p\tau_x} + e^{-p(2\tau - \tau_x)}}{1 + e^{-2p\tau}}; \quad (9)$$

$$\frac{\operatorname{sh} p(\tau - \tau_x)}{\operatorname{ch} p\tau} = \frac{e^{p(\tau - \tau_x)} - e^{-p(\tau - \tau_x)}}{e^{p\tau} + e^{-p\tau}} = \frac{e^{-p\tau_x} - e^{-p(2\tau - \tau_x)}}{1 + e^{-2p\tau}}. \quad (10)$$

Заметим, что выражение $1/(1 + e^{-2p\tau})$ является суммой убывающей геометрической прогрессии [5] с $a_1 = 1$ и $q = e^{-2p\tau}$. Действительно, сумма этой прогрессии

$$S_n = \frac{a_1 [1 - (e^{-2p\tau})^n]}{1 - e^{-2p\tau}}$$

при $n = \infty$ равна $1/(1 + e^{-2p\tau})$. Сама геометрическая прогрессия имеет вид $1 - e^{-2p\tau} + e^{-4p\tau} - e^{-6p\tau} \dots$. Подставляя эту прогрессию в (7) и (8), соответственно получим

$$U_{xx}(p) = \left[\frac{E\gamma}{p + \gamma} + \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] [e^{-p\tau} + e^{-p(2\tau - \tau_x)} - e^{-p(2\tau + \tau_x)} - e^{-p(4\tau - \tau_x)} + e^{-p(4\tau + \tau_x)} - \dots]; \quad (11)$$

$$I_{xx}(p) = \left[\frac{E\gamma}{z_{b\Pi}(p + \gamma)} + \frac{1}{z_{bC}} \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] [e^{-p\tau_x} - e^{-p(2\tau - \tau_x)} - e^{-p(2\tau + \tau_x)} + e^{-p(4\tau - \tau_x)} + e^{-p(4\tau + \tau_x)} - e^{-p(6\tau - \tau_x)} - e^{-p(6\tau + \tau_x)} + \dots]. \quad (12)$$

Известно [4], что единичная функция $1(t_1)$ имеет изображение Карсона e^{-pt_1} . Учитывая это свойство, получим оригиналы изображений (10) и (11) с использованием таблиц [4] в виде

$$U_{xx}(t) = \left[E(1 - e^{-\gamma t}) + e^{-\gamma t} \sum_{k=1}^n U_{ak} \cos \omega_k t \right] \times \\ \times [1(\tau_x) + 1(2\tau - \tau_x) - 1(2\tau + \tau_x) - 1(4\tau - \tau_x) + 1(4\tau + \tau_x) \cdots], \quad (13)$$

$$i(t) = \left[\frac{E}{z_{b\Pi}}(1 - e^{-\gamma t}) + \frac{1}{z_{bC}} e^{-\gamma t} \sum_{k=1}^n U_{ak} \cos \omega_k t \right] \times \\ \times [1(\tau_x) - 1(2\tau - \tau_x) - 1(2\tau + \tau_x) + 1(4\tau - \tau_x) + 1(4\tau + \tau_x) \cdots]. \quad (14)$$

Выразим единичные функции $1(\tau_x)$, $1(2\tau - \tau_x)$, $1(2\tau + \tau_x)$, $1(4\tau - \tau_x)$, $1(4\tau + \tau_x)$, являющиеся скачкообразными и входящие в выражения (13), (14), в виде суммы слагаемых, определяемых по новой концепции о переходных процессах [2]. В результате получим

$$U(t) = \left[E(1 - e^{-\gamma t}) + e^{-\gamma t} \sum_{k=1}^n U_{ak} \cos \omega_k t \right] \times \\ \times \left\langle \left\{ (-e^{-\gamma \tau_x}) + e^{-\gamma \tau_x} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk} \tau_x \right\} + \right. \\ \left. + \left\{ [1 - e^{-\gamma(2\tau - \tau_x)}] + e^{-\gamma(2\tau - \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos[\omega_{xk}(2\tau - \tau_x)] \right\} - \right. \\ \left. - \left\{ [1 - e^{-\gamma(2\tau + \tau_x)}] + e^{-\gamma(2\tau + \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos[\omega_{xk}(2\tau + \tau_x)] \right\} - \right. \\ \left. - \left\{ [1 - e^{-\gamma(4\tau - \tau_x)}] + e^{-\gamma(4\tau - \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos[\omega_{xk}(4\tau - \tau_x)] \right\} + \right. \\ \left. + \left\{ [1 - e^{-\gamma(4\tau + \tau_x)}] + e^{-\gamma(4\tau + \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos[\omega_{xk}(4\tau + \tau_x)] \right\} \right\rangle, \quad (15)$$

$$i_{xx}(t) = \left[\frac{E}{z_{b\Pi}}(1 - e^{-\gamma t}) + \frac{1}{z_{bC}} e^{-\gamma t} \sum_{k=1}^n U_{ak} \cos \omega_k t \right] \times \\ \times \left\langle \left[(1 - e^{-\gamma \tau_x}) + e^{-\gamma \tau_x} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk} \tau_x \right] - \right. \\ \left. - \left\{ [(1 - e^{-\gamma(2\tau - \tau_x)})] + e^{-\gamma(2\tau - \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(2\tau - \tau_x) \right\} - \right. \\ \left. - \left\{ [(1 - e^{-\gamma(2\tau + \tau_x)})] + e^{-\gamma(2\tau + \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(2\tau + \tau_x) \right\} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \left\{ [(1 - e^{-\gamma(4\tau - \tau_x)})] + e^{-\gamma(4\tau - \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(4\tau - \tau_x) \right\} + \\
& + \left\{ [(1 - e^{-\gamma(4\tau + \tau_x)})] + e^{-\gamma(4\tau + \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(4\tau + \tau_x) \right\}, \quad (16)
\end{aligned}$$

где $U_{xk} = U_{x1}/(\pi\omega_{xk})$; $\sum_{k=1}^n U_{xk} = 1$.

В выражении (16) знаменатель при постоянных напряжениях $z_{b\Pi}$, а при гармонических — z_{bC} . Далее в выражениях (15) и (16) считаем, что для всех единичных функций коэффициент затухания γ один и тот же. Также считаем, что число затухающих гармоник с частотами ω_k , ω_{xk} также одинаковое. Итак, напряжение и ток в любой точке линии на холостом ходу при включении ее на $E \cdot 1(t)$ изменяется в соответствии с (15) и (16) по сложным законам, включающим в себя скачки их, затухающие экспоненты и ряды затухающих гармоник, называемых, в общем, нами пачкой волн. Первая пачка волн напряжения появляется в наблюдаемой точке x в момент $\tau_x = x/v$ сразу же после включения ЭДС $E \cdot 1(t)$. Вторая пачка волн, отраженных от конца линии, имеет тот же знак, что и первая, но прибывает к точке наблюдения x через время $2(\tau - \tau_x)$, т. е. с запаздыванием, определяемым двойным пробегом (падающей и отраженной пачки волн) участка линии $(l - x)$ и т. д. Так как $z_H = \infty$, то отраженная пачка волн имеет тот же знак, что и падающая, и поэтому напряжение удваивается. При отражении пачки волн от начала линии знак волн противоположный падающим волнам и поэтому напряжение становится номинальным. Пачки волн тока $i(t)$ появляются в точке наблюдения x в те же моменты времени, что и напряжения $U(t)$, но при отражении от конца линии меняют свой знак и поэтому ток $i(t)$ падает до нуля. При отражении пачки волн тока $i(t)$ от начала линии пачка волн сохраняет свой знак с падающими волнами и $i(t)$ изменяется от нуля до величины, определяемой выражением (16).

Далее рассмотрим режим короткого замыкания. В этом случае $z_H = 0$ и $z_H(p) = 0$ и выражения (1) и (2) принимают вид соответственно

$$U(p) = U_1(p) \frac{\text{sh } p(\tau - \tau_x)}{\text{sh } p\tau}; \quad I(p) = \frac{U_1(p)}{z_b} \frac{\text{ch } p(\tau - \tau_x)}{\text{ch } p\tau},$$

или, с учетом разложения скачкообразной функции $U_1(t) = E \cdot 1(t)$,

$$U(p) = \left[E \frac{\gamma}{p + \gamma} + \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] \frac{\text{sh } p(\tau - \tau_x)}{\text{sh } p\tau}; \quad (17)$$

$$I(p) = \left[\frac{E}{z_{b\Pi}} \frac{\gamma}{p + \gamma} + \frac{1}{z_{bC}} \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] \frac{\text{ch } p(\tau - \tau_x)}{\text{sh } p\tau}. \quad (18)$$

Решение также осуществим с помощью метода Даламбера. Преобразуем (17) и (18) в ряды изображений, а затем, пользуясь таблицами [4], получим оригиналы $U(t)$ и $i(t)$. Здесь также представим $\text{ch } p\tau = (e^{p\tau} + e^{-p\tau})/2$ и $\text{sh } p\tau = (e^{p\tau} - e^{-p\tau})/2$. Тогда (17) и (18) запишем так:

$$U(p) = \left[E \frac{\gamma}{p + \gamma} + \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] \frac{e^{-p\tau_x} - e^{-p(2\tau - \tau_x)}}{1 - e^{-2p\tau}}; \quad (19)$$

$$I(p) = \left[\frac{E}{z_{b\Pi}} \frac{\gamma}{p + \gamma} + \frac{1}{z_{bC}} \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] \frac{e^{-p\tau_x} + e^{-p(2\tau - \tau_x)}}{1 - e^{-2p\tau}}. \quad (20)$$

В (19), (20) выражение $(1 - e^{-2p\tau})^{-1}$ является суммой убывающей геометрической прогрессии с $a_1 = 1$, $q = e^{-2p\tau}$. Поэтому

$$\begin{aligned} U(p) &= \left[E \frac{\gamma}{p + \gamma} + \sum_{k=1}^n U_{ak} \frac{p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] [e^{-p\tau_x} - e^{-p(2\tau - \tau_x)}] [1 + e^{-2p\tau} + e^{-4p\tau} + \dots] = \\ &= \left[E \frac{\gamma}{p + \gamma} + \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] [e^{-p\tau_x} - e^{-p(2\tau - \tau_x)} + e^{-p(2\tau + \tau_x)} - \\ &\quad - e^{-p(4\tau - \tau_x)} + e^{-p(4\tau + \tau_x)} \dots], \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} I(p) &= \left[\frac{E}{z_{b\Pi}} \frac{\gamma}{p + \gamma} + \frac{1}{z_{bC}} \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] [e^{-p\tau_x} + e^{-p(2\tau - \tau_x)}] [1 + e^{-2p\tau} + e^{-4p\tau} + \dots] = \\ &= \left[\frac{E}{z_{b\Pi}} \frac{\gamma}{p + \gamma} + \frac{1}{z_{bC}} \sum_{k=1}^n \frac{U_{ak} p(p + \gamma)}{(p + \gamma)^2 + \omega_k^2} \right] [e^{-p\tau_x} + e^{-p(2\tau - \tau_x)} + e^{-p(2\tau + \tau_x)} - \\ &\quad - e^{-p(4\tau - \tau_x)} + e^{-p(4\tau + \tau_x)} \dots]. \end{aligned} \quad (22)$$

Имея в виду теорему запаздывания, по которой $f(t - t_1) \cdot 1(t_1) \Leftrightarrow e^{-pt_1} F(p)$, где $F(p) \Leftrightarrow f(t)$, на основании таблиц оригиналов [4] получим

$$\begin{aligned} U(t) &= \left[E(1 - e^{-\gamma t}) + e^{-\gamma t} \sum_{k=1}^n U_{ak} \cos \omega_k t \right] \times \\ &\quad \times [(1 - \tau_x) - 1(2\tau - \tau_x) + 1(2\tau + \tau_x) - 1(4\tau - \tau_x) + 1(4\tau + \tau_x) \dots]; \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} i(t) &= \left[\frac{E}{z_{b\Pi}} (1 - e^{-\gamma t}) + \frac{e^{-\gamma t}}{z_{bC}} \sum_{k=1}^n U_{ak} \cos \omega_k t \right] \times \\ &\quad \times [(1 - \tau_x) + 1(2\tau - \tau_x) + 1(2\tau + \tau_x) + 1(4\tau - \tau_x) + 1(4\tau + \tau_x) \dots]. \end{aligned} \quad (24)$$

В выражениях (23), (24) представим единичные функции $1(\tau_x)$, $1(2\tau - \tau_x)$, $1(2\tau + \tau_x)$, $1(4\tau - \tau_x)$, $1(4\tau + \tau_x)$, ... в виде суммы составляющих, определяемых по новой концепции о переходных процессах [3]. В результате получим

$$\begin{aligned} U(t) &= \left[E(1 - e^{-\gamma t}) + e^{-\gamma t} \sum_{k=1}^n U_{ak} \cos \omega_k t \right] \times \\ &\quad \times \left\langle \left\{ (1 - e^{-\gamma(\tau - \tau_x)}) + e^{-\gamma(\tau - \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk} (\tau - \tau_x) \right\} - \right. \\ &\quad \left. - \left\{ [1 - e^{-\gamma(2\tau - \tau_x)}] + e^{-\gamma(2\tau - \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk} (2\tau - \tau_x) \right\} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left\{ [1 - e^{-\gamma(2\tau + \tau_x)}] + e^{-\gamma(2\tau + \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(2\tau + \tau_x) \right\} - \\
& - \left\{ [1 - e^{-\gamma(4\tau - \tau_x)}] + e^{-\gamma(4\tau - \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(4\tau - \tau_x) \right\} + \\
& + \left\{ [1 - e^{-\gamma(4\tau + \tau_x)}] + e^{-\gamma(4\tau + \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(4\tau + \tau_x) \right\} \dots \left. \right\}, \quad (25)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
i_{xx}(t) = & \left[\frac{E}{z_{b\Pi}} (1 - e^{-\gamma t}) + \frac{e^{-\gamma t}}{z_{bC}} \sum_{k=1}^n U_{ak} \cos \omega_k t \right] \times \\
& \times \left\langle \left[(1 - e^{-\gamma(\tau - \tau_x)}) + e^{-\gamma(\tau - \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(\tau - \tau_x) \right] + \right. \\
& + \left\{ [(1 - e^{-\gamma(2\tau - \tau_x)})] + e^{-\gamma(2\tau - \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(2\tau - \tau_x) \right\} + \\
& + \left\{ [(1 - e^{-\gamma(2\tau + \tau_x)})] + e^{-\gamma(2\tau + \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(2\tau + \tau_x) \right\} + \\
& + \left\{ [(1 - e^{-\gamma(4\tau - \tau_x)})] + e^{-\gamma(4\tau - \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(4\tau - \tau_x) \right\} + \\
& \left. + \left\{ [(1 - e^{-\gamma(4\tau + \tau_x)})] + e^{-\gamma(4\tau + \tau_x)} \sum_{k=1}^n U_{xk} \cos \omega_{xk}(4\tau + \tau_x) \right\} \right\rangle. \quad (26)
\end{aligned}$$

В выражении (26) при раскрытии скобок при постоянных числителях в знаменателе стоят $z_{b\Pi}$, а при гармонических — z_{bC} .

В выражениях (25), (26) величины коэффициентов затухания γ для всех разложений представлены одинаковыми. Эти коэффициенты значительно больше коэффициентов затухания, связанных с параметрами линии. В этих же формулах число гармоник n также для всех разложений взято одно и то же, так как фронты всех одиночных функций одни и те же. Поскольку в (25) сумма, соответствующая ряду, состоящему из единичных функций, имеет перед слагаемыми чередующиеся знаки (\pm), то напряжение $U(t)$ изменяется при $t = 0$ от 0 и при $t = \infty$ до E . В (26) слагаемые ряда складываются. Поэтому ток $i(t)$ растет до бесконечности при числе слагаемых, равном бесконечности, что соответствует режиму короткого замыкания. Заметим, что если принять $\gamma = \infty$, то формулы, представленные в соответствии с новой концепцией о переходных процессах, преобразовываются в выражения, определяемые прежней теорией [4]. Однако, по новой концепции, в линии наблюдается, кроме одной волны (падающей и отраженной), пачка соответствующих волн, затухающих с коэффициентом γ волн. Эти волны могут проходить не только по линии, но и по межпроводным емкостям.

Таким образом, в результате применения при рассмотрении переходных процессов в электроцепи с распределенными параметрами новой концепции [2, 3] выявляются до-

полнительные физические явления в линиях при включении их на постоянное скачкообразное напряжение, представляющее собой совокупность быстро затухающих пачек падающих и отраженных волн.

1. *Божко А. Е.* К концепции о переходных процессах в электроцепях // Доп. НАН України. – 2003. – № 12. – С. 72–75.
2. *Божко А. Е.* Новая интерпретация переходных процессов в электрических цепях // Там само. – 2004. – № 9. – С. 83–87.
3. *Бессонов Л. А.* Теоретические основы электротехники. – Москва: Высш. шк., 1978. – 528 с.
4. *Гинзбург С. Г.* Методы решения задач по переходным процессам в электрических цепях. – Москва: Сов. радио, 1959. – 404 с.
5. *Бронштейн И. Н., Семендяев К. А.* Справочник по математике. – Москва: ГИТТЛ, 1956. – 608 с.

*Институт проблем машиностроения
им. А. Н. Подгорного НАН Украины, Харьков*

Поступило в редакцию 28.11.2005