

К ВОПРОСУ О ЗАТУХАНИИ И ИСКАЖЕНИИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ АПЕРИОДИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В КОАКСИАЛЬНОЙ ПЕРЕДАЮЩЕЙ СИСТЕМЕ

А. А. ДУЛЬЗОН, И. И. КАЛЯЦКИЙ

(Представлена научным семинаром научно-исследовательского института
высоких напряжений)

При канализации электрической энергии с помощью высоковольтных аperiodических импульсов с амплитудой до 200—300 кВ на расстояние в сотни и тысячи метров возникает необходимость оценки затухания и искажения импульсов и разработки мероприятий по их уменьшению.

К расчету неискажающей передачи, аperiodических импульсов по коаксиальной системе

В работах Т. Ю. Могилевской [1, 2] была высказана идея о возможности создания неискажающей линии для передачи высоковольтных импульсов. Показано, что если с учетом поверхностного эффекта принять некоторое эффективное значение сопротивления $R_0 = \text{const}$ то, подбирая размеры коаксиальной системы и материал проводников, можно добиться выполнения условия

$$\frac{R_0}{L_0} = \frac{G_0}{C_0}, \quad (1)$$

где R_0 , L_0 , G_0 и C_0 — соответственно активное сопротивление, индуктивность, активная проводимость и емкость коаксиальной системы на единицу длины.

При выполнении равенства (1) (условие неискажающей линии) коаксиальная система не вносит фазовых искажений, т. е. длина фронта импульса остается постоянной. Амплитуда импульса убывает при распространении его вдоль системы по экспоненциальному закону с коэффициентом затухания

$$\beta = \frac{R_0}{L_0} \sqrt{L_0 C_0}. \quad (2)$$

Нами сделана попытка оценить, насколько справедливо указанное выше допущение $R_0 = \text{const}$ при экспоненциальной форме импульса.

Пусть в общем случае

$$U = U_0 (e^{-\rho_1 t} - e^{-\rho_2 t}) = k(t) \cdot U_0. \quad (3)$$

Попытаемся получить выражение для плотности тока в центральном проводнике коаксиальной системы. Как известно [3] уравне-

ния Максвелла для проводящей среды в цилиндрической системе координат имеют вид:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} + \frac{E_\varphi}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} &= -\nu_a \frac{\partial H_z}{\partial t} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} &= -\nu_a \cdot \frac{\partial H_r}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} &= -\nu_a \frac{\partial H_\varphi}{\partial t}; \end{aligned} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} + \frac{H_\varphi}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} &= \frac{E_z}{\rho}, \\ \frac{\partial H_z}{r \cdot \partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} &= \frac{E_r}{\rho}, \\ \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} &= \frac{E_\varphi}{\rho}. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

Учитывая (3), можем в первом приближении для данного поперечного сечения считать

$$\bar{H} = H_0 (e^{-p_1 t} - e^{-p_2 t}) = k(t) \bar{H}_0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} \bar{H}_0 (p_2 e^{-p_2 t} - p_1 e^{-p_1 t}) = k_1(t) \cdot \bar{H}_0, \quad (7)$$

$$\bar{E} = \bar{E}_0 \cdot k(t). \quad (8)$$

Совместим ось z с осью проводника. Так как внутри проводника токи текут только в направлении z , то следует учитывать лишь три составляющие E_z , H_r и H_φ .

Тогда с учетом (6), (7), (8) уравнения (4) и (5) примут вид:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial E_{0z}}{\partial r} &= \nu_a \cdot \frac{k_1(t)}{k(t)} \cdot H_{0\varphi}, \\ \frac{\partial H_{0\varphi}}{\partial r} + \frac{H_{0\varphi}}{r} &= \frac{E_{0z}}{\rho}. \end{aligned} \right. \quad (9)$$

Из (9)

$$H_{0\varphi} = \frac{k(t)}{\nu_a \cdot k_1(t)} \cdot \frac{\partial E_{0z}}{\partial r}. \quad (10)$$

Тогда

$$\frac{\partial H_{0\varphi}}{\partial r} = \frac{k(t)}{\nu_a \cdot k_1(t)} \cdot \frac{\partial^2 E_{0z}}{\partial r^2}. \quad (11)$$

Подставляя (10) и (11) в (9), получим

$$\frac{k(t)}{\nu_a \cdot k_1(t)} \cdot \frac{\partial^2 E_{0z}}{\partial r^2} + \frac{k(t)}{\nu_a \cdot k_1(t)} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_{0z}}{\partial r} - \frac{E_{0z}}{\rho} = 0. \quad (12)$$

или

$$\frac{\partial^2 E_{0z}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_{0z}}{\partial r} - \frac{k_1(t)}{k(t)} \cdot \frac{\nu_a}{\rho} E_{0z} = 0. \quad (13)$$

Обозначив

$$a(t) = - \frac{k_1(t)}{k(t)} \cdot \frac{\nu_a}{\rho}, \quad (14)$$

получим

$$\frac{\partial^2 E_{0z}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_{0z}}{\partial r} + a(t) \cdot E_{0z} = 0. \quad (15)$$

Как известно [4], уравнение (15) легко сводится к уравнению Бесселя. Общий интеграл уравнения (15)

$$E_{0z} = A_1 \cdot I_0(\sqrt{a(t)} \cdot r) + A_2 \cdot K_0(\sqrt{a(t)} \cdot r), \quad (16)$$

где $I_0(\sqrt{a(t)} \cdot r)$ и $K_0(\sqrt{a(t)} \cdot r)$ — соответственно функции Бесселя первого и второго рода нулевого порядка.

Найдем постоянные интегрирования.

При $r \rightarrow 0$ $K_0(\sqrt{a(t)} \cdot r) \rightarrow \infty$, поэтому из физических соображений (E_{0z} всегда должно быть конечным) необходимо принять $A_2 = 0$. Тогда

$$E_{0z} = A_1 \cdot I_0(\sqrt{a(t)} \cdot r). \quad (17)$$

Используя уравнение (10) и учитывая, что $I_0'(x) = -I_1(x)$, получим

$$H_{0\varphi} = -\frac{k(t)}{\nu_a \cdot k_1(t)} \cdot A_1 \cdot \sqrt{a(t)} \cdot I_1(\sqrt{a(t)} \cdot r), \quad (18)$$

где $I_1(\sqrt{a(t)} \cdot r)$ — функция Бесселя 1-го рода первого порядка.

Для определения постоянной интегрирования A_1 воспользуемся законом полного тока

$$\oint H d\vec{l} = I. \quad (19)$$

Для силовой линии радиуса r_1

$$H_{0\varphi} = \frac{I_0}{2\pi r_1}, \quad (20)$$

где r_1 — радиус жилы.

Приравнявая (18) и (20), найдем

$$A_1 = -\frac{\nu_a I_0 k_1(t)}{2\pi r_1 \cdot k(t) \sqrt{a(t)}} \cdot \frac{1}{I_1(\sqrt{a(t)} \cdot r_1)}. \quad (21)$$

Подставив A_1 в (17), получим

$$E_{0z} = -\frac{\nu_a I_0 k_1(t)}{2\pi r_1 \cdot k(t) \sqrt{a(t)}} \cdot \frac{I_0(\sqrt{a(t)} \cdot r)}{I_1(\sqrt{a(t)} \cdot r_1)}. \quad (22)$$

Дифференцируя по r и подставляя в (10), получим

$$H_{0\varphi} = \frac{I_0}{2\pi r_1} \cdot \frac{I_1(\sqrt{a(t)} \cdot r)}{I_1(\sqrt{a(t)} \cdot r_1)}. \quad (23)$$

Учитывая, что в пределах фронта импульса $a(t)$ является отрицательной величиной и что

$$I_n(i\sqrt{|a(t)|} \cdot r) = i^n \cdot I_n(r\sqrt{|a(t)|}),$$

получим

$$E_{0z} = \frac{\nu_a I_0}{2\pi r_1} \cdot \frac{k_1(t)}{k(t) \cdot \sqrt{|a(t)|}} \cdot \frac{I_0(r\sqrt{|a(t)|})}{I_1(r_1\sqrt{|a(t)|})}, \quad (24)$$

$$H_{0\varphi} = \frac{I_0}{2\pi r_1} \cdot \frac{I_1(r\sqrt{|a(t)|})}{I_1(r_1\sqrt{|a(t)|})}, \quad (25)$$

где

$I_0(r\sqrt{|a(t)|})$ и $I_1(r_1\sqrt{|a(t)|})$ — видоизмененные функции Бесселя, соот-

ветственно, нулевого и первого порядка. С учетом (8) окончательно получаем

$$E_z = \frac{\mu_a I_0}{2\pi r_1} \cdot \frac{k_1(t)}{V|a(t)|} \cdot \frac{I_0(rV|a(t)|)}{I_1(r_1V|a(t)|)} \quad (26)$$

Разделив E_z на удельное сопротивление материала проводника ρ , получим плотность тока в проводнике

$$j_z = \frac{\mu_a I_0}{2\pi r_1 \rho} \cdot \frac{k_1(t)}{V|a(t)|} \cdot \frac{I_0(rV|a(t)|)}{I_1(r_1V|a(t)|)} \quad (27)$$

Аналогично можно получить выражения и для E_z , H_ϕ и j_z во внешнем проводнике коаксиальной системы.

На рис. 1 представлены кривые распределения плотности тока в жиле кабеля РК-103 для ряда точек фронта экспоненциального импульса,

причем принято $p_1=0$, $p_2 = \frac{\tau_\phi}{3}$.

На рис. 2. представлены кривые распределения плотности тока в жиле кабеля РК-103 при максимальной, используемой нами, длине фронта импульса $\tau_\phi = 0,3$ мксек. Расчет был выполнен с помощью таблиц [5, 6].

Из рис. 1, 2 видно, что принять некоторое постоянное значение для сопротивления коаксиальной системы вряд ли возможно, т. к. в пределах фронта импульса оно будет изменяться в широких пределах (при всех реально возможных длинах фронта импульса). Вероятно правильнее говорить об установлении некоторых оптимальных параметров передающей коаксиальной системы. Как показано в [3], оптимальные отношения диаметров для получения минимального затухания и минимальной напряженности поля не совпадают. Выбор оптимальных размеров следует поэтому производить, учитывая конкретные условия.

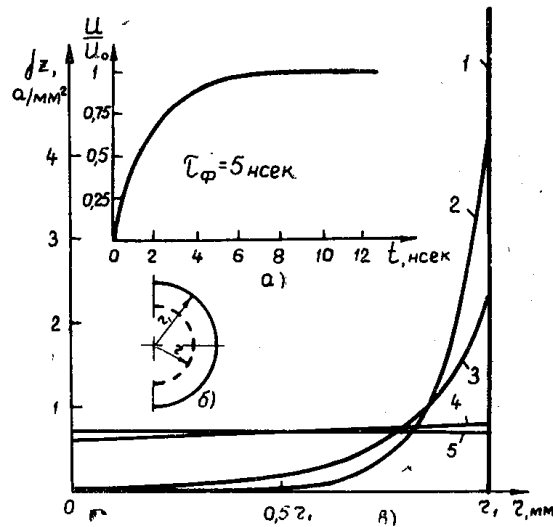


Рис. 1. Распределение плотности тока по сечению внутреннего проводника коаксиальной системы при $\tau_\phi = 5$ нсек.
а) форма импульса, б) поперечное сечение кабеля, в) кривые распределения плотности тока 1 — $t = 5$ нсек, 2 — $t = 8$ нсек, 3 — $t = 10$ нсек, 4 — $t = 20$ нсек, 5 — $t = 50$ нсек и более.

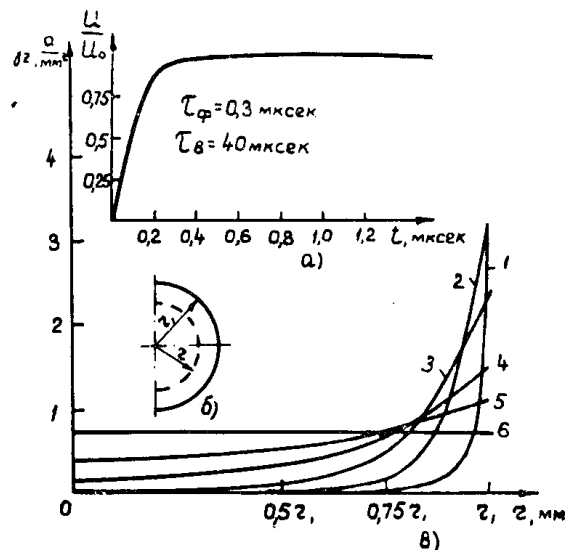


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но при $\tau_\phi = 0,3$ мксек.
1 — $t = 0,05$ мксек, 2 — $t = 0,1$ мксек, 3 — $t = 0,2$ мксек, 4 — $t = 0,3$ мксек, 5 — $t = 0,4$ мксек, 6 — $t = 0,637$ мксек.

К расчету затухания и искажения импульсов при передаче по коаксиальному кабелю

Как известно [7], при частотах до сотен Мгц, затухание в металле для полиэтиленовых кабелей во много раз больше затухания в диэлектрике. Для наших условий максимальная частота может быть найдена, если положить, что фронт волны соответствует четверти периода синусоиды. Тогда при $\tau_{\text{фмин}} = 5$ нсек получим $f = 50$ мгц. Естественно, что при такой частоте не требуется учитывать затухание в диэлектрике.

В статье Л. А. Жекулина [8] было показано, что распространение „единичного толчка“ напряжения в случае учета потерь только в проводниках описывается следующим выражением:

$$U_1(t_1) = 1 - \Phi\left(\frac{b_1 l}{2\sqrt{t_1}}\right), \quad (28)$$

где $\Phi\left(\frac{b_1 l}{2\sqrt{t_1}}\right)$ — интеграл вероятности, или функция Крампа,

$$b_1 = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} V_{\text{ф}} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right), \quad (29)$$

$$t_1 = t - t_3 = t - l \sqrt{L_0 C_0},$$

$L_0 C_0$ — индуктивность и емкость кабеля на единицу длины,
 r_1, r_2 — радиусы внутреннего и внешнего проводников кабеля,
 μ, ρ — соответственно, магнитная проницаемость и удельное сопротивление материала проводников,
 l — длина кабеля,
 t_3 — время задержки кабеля.

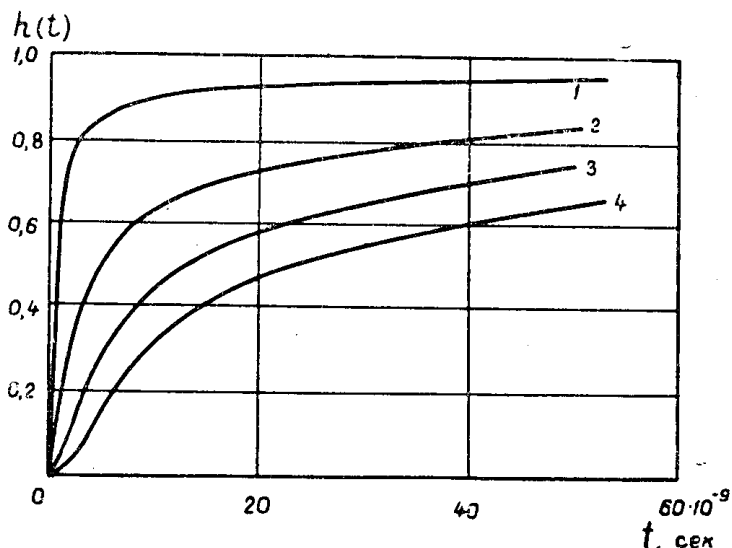


Рис. 3. Переходные характеристики кабеля РК-103.
 1 — $l = 70$ м, 2 — $l = 250$ м, 3 — $l = 400$ м, 4 — $l = 530$ м.

Выражение (28) носит название переходной характеристики кабеля и обозначается обычно $h(l, t_1)$. Переходные характеристики кабеля РК-103, вычисленные с помощью таблиц [9], приведены на рис. 3.

Зная $h(t_1)$, можно с помощью интеграла Дюамеля найти форму импульса в конце кабеля $U_2(t)$ по известной форме импульса в начале кабеля $U_1(t)$:

$$U_2(t) = \int_0^t U_1(\tau) h(t - \tau) d\tau, \quad (30)$$

где τ — текущая переменная,

$U_1(\tau)$ — производная от напряжения в начале кабеля.

Поскольку интеграл (30) не выражается в элементарных функциях, для его вычисления был использован графоаналитический метод [10]. Результаты расчетов приведены на рис. 8 совместно с экспериментальными кривыми.

Экспериментальная оценка затухания и искажения высоковольтных импульсов в кабеле типа РК-103

А. Методика эксперимента

Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 4. От источника высокого постоянного напряжения (до ± 50 кВ) через сопротивление $R_1 = 680$ Мом заряжался кабель типа ИК-2, длиной 91 м. Начало и конец кабеля с целью снижения эквивалентного волнового сопротивления были соединены параллельно.

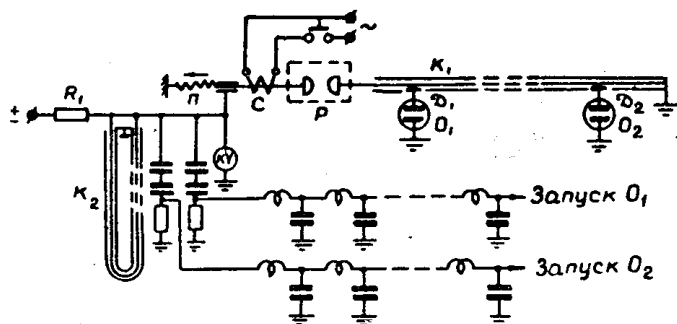


Рис. 4. Принципиальная схема экспериментальной установки.

P — разрядник, C — соленоид, $П$ — пружина, D_1 , D_2 — делители напряжения, O_1 , O_2 — высоковольтные осциллографы ОК-19М-2, K_1 — испытываемый кабель, K_2 — генерирующий кабель, ЛЗ-1, ЛЗ-2 — искусственные линии задержки.

Разрядник имеет коаксиальное исполнение и наполнен азотом под давлением 14 атм. Один электрод разрядника выполнен подвижным и управляется соленоидом.

В качестве испытываемого взят кабель типа РК-103 длиной 630 м. Соединения отдельных участков кабеля выполнены муфтами, залитыми эпоксидной смолой. На расстоянии 37 м от начала кабеля помещен первый делитель, а на расстоянии 530 м от него — второй делитель. Конец кабеля заземлен. Делители выполнены по типу делителя Флетчера, но для исключения искрения при высоких напряжениях они отлиты из сплава Вуда. Это обеспечивает надежный контакт между оболочкой кабеля и корпусом делителя. Второй электрод установлен на изоляцию кабеля и залит эпоксидной смолой. Делители с помощью несложной конструкции закрепляются непосредственно на электронно-лучевых трубках осциллографов. Конструкция делителей и разрядника разработана инж. Б. М. Ковальчуком.

Для регистрации импульсов использованы два высоковольтных осциллографа типа ОК-19М2. Запуск осциллографов осуществляется от двух отдельных делителей напряжения (рис. 4). Для синхронизации

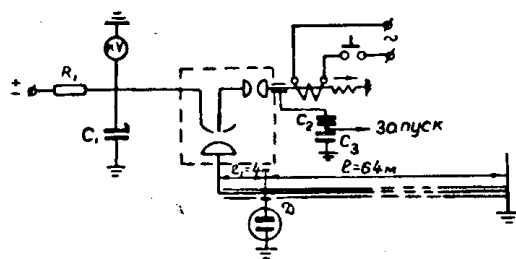


Рис. 3. Схема градуировки делителей напряжения.

P — управляемый разрядник,
 $C_1 = 0,25$ мкф, 30 кВ; $C_2 = 1000$ пкф,
 60 кВ; $C_3 = 0,25$ мкф, 500 в;
 $R_1 = 220$ Мом, D — градуируемый
 делитель напряжения.

явления и развертки нами использованы специально изготовленные искусственные линии задержки $L - C$.

Градуировка обоих делителей была выполнена с помощью киловольтметров С-96 и С-100 по схеме рис. 5. При этом предполагалось, что импульс на расстоянии $l_1 = 4$ м не затухает и что амплитуда импульса равна напряжению на емкости C_1 .

Типичные осциллограммы импульсов в начале и в конце кабеля приведены на рис. 6. Эксперименты были проведены при

обеих полярностях импульсов. Для исключения грубых ошибок была также проведена серия экспериментов, в которых импульс подавался с конца кабеля.

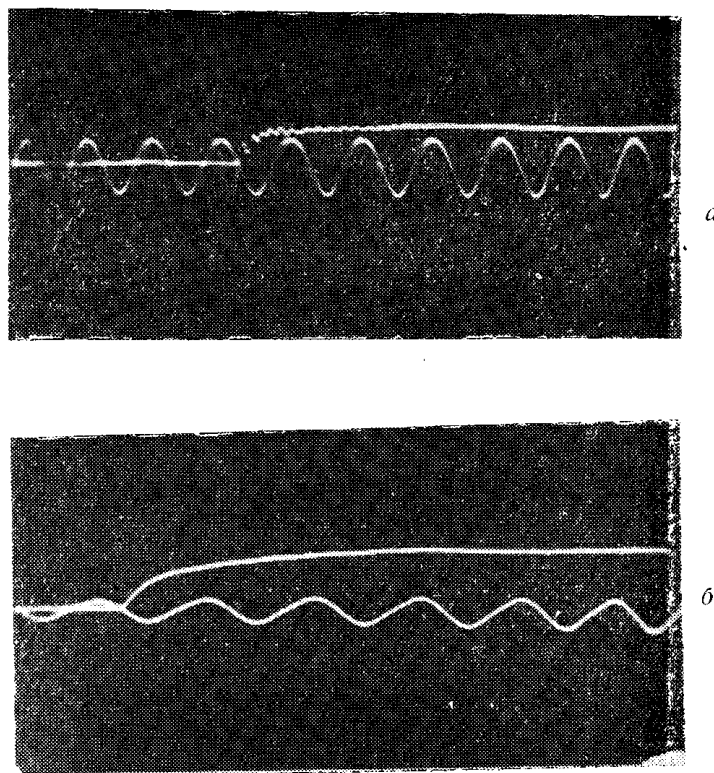


Рис. 6. Типичные осциллограммы импульсов в начале (а) и в конце (б) кабеля. $U_0 = 10$ кВ.
 а) градуировочная частота 105 МГц, б) — 11,8 МГц.

Б. Полученные результаты

Результаты экспериментов приведены на рис. 7. Каждая точка представляет собой среднеквадратичную величину, полученную по 10—

30 осциллограммам. На рис. 7 нанесены величины t для точки фронта импульса в конце кабеля, взятой на уровне $0,3 U_0$, где U_0 — амплитуда первоначального импульса. Там же приведены величины t для уровня $0,75 U_0$.

Из рис. 8 видно, что импульс на фронте имеет излом. Координаты точки излома приведены на рис. 7.

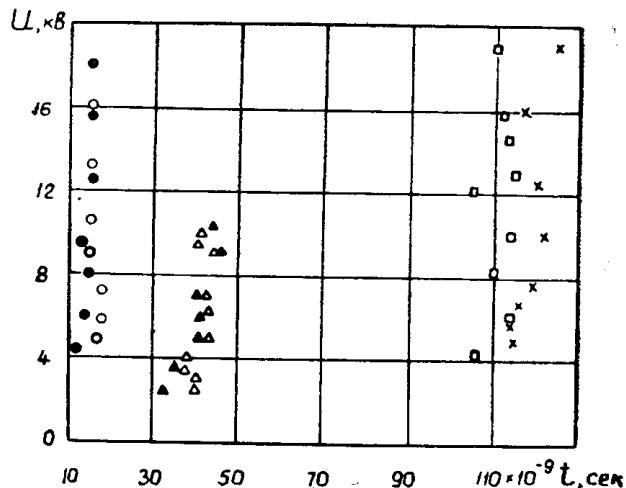


Рис. 7. $\circ$ — t на уровне $0,3 U_0$ при $+$ полярности;
 $\bullet$ — то же, при $-$ полярности;
 $\triangle$ — координаты точки излома при $+$ полярности;
 $\blacktriangle$ — то же, при $-$ полярности;
 $\times$ — t на уровне $0,75 U_0$ при $+$ полярности;
 $\square$ — то же при $-$ полярности.

Следует отметить, что длина фронта импульса в начале кабеля оставалась для напряжений от 3,7 до 22 кВ практически постоянной и равной 7—7,5 нсек.

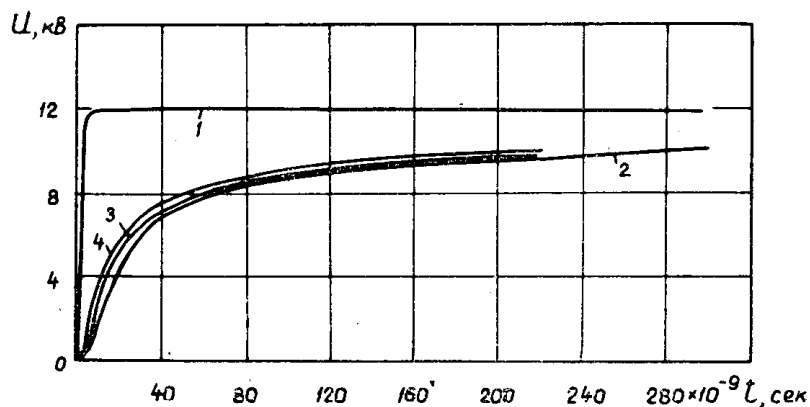


Рис. 8. Сравнение расчетной и экспериментальной формы импульса.

1 — осциллограмма импульса в начале кабеля, 2 — то же, после пробега 530 м, 3 — расчетная форма импульса в конце кабеля для исходного импульса 1; 4 — расчетная форма импульса в конце кабеля при $\tau_{\phi 1} = 0$.

На рис. 8 представлена форма импульса в начале кабеля (кривая 1) и в конце кабеля после пробега 530 м (кривая 2). Кроме этого здесь же (кривая 3) приведена расчетная форма импульса в конце кабеля,

полученная с помощью переходной характеристики кабеля и интеграла Дюамеля для исходного импульса. Кривая 4 — расчетная форма импульса после пробега 530 м при условии $\tau_{\phi 1} = 0$.

Как видно из рис. 7, t на уровне $0,3 \cdot U_0$ и $0,75 \cdot U_0$ в интервале напряжений от 4 до 20 кв остается практически постоянным. Это позволяет говорить о малом влиянии короны на искажение импульса в кабеле.

Как видно из сравнения кривых рис. 8, расчетные и экспериментальные кривые по форме довольно близко совпадают, что также позволяет говорить о сравнительно малом влиянии короны на переходные процессы в кабеле в исследуемом диапазоне напряжений.

Выводы

1. Говорить о неискажающей линии для передачи высоковольтных апериодических импульсов вряд ли имеет смысл. Следует рассматривать вопрос об оптимальных соотношениях диаметров проводников коаксиальной системы с точки зрения минимального затухания и максимальной электрической прочности.

2. Как показали эксперименты, фронт импульса при пробеге 530 м удлиняется от $\tau_{\phi 1} = 7$ нсек до $\tau_{\phi 2} = 200-300$ нсек. При напряжениях до 20 кв ($E_{\max} \approx 160$ кв/см, $E_{\min} \approx 23$ кв/см) форма импульса может быть ориентировочно рассчитана по известной методике без учета импульсной короны.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев, Т. Ю. Могилевская. Движение одиночного униполярного импульса напряжения по коаксиальному кабелю с ферромагнитной оболочкой и переход импульса в полупроводящую среду. Изв. вузов, Электромеханика, № 7, 1959.
2. Т. Ю. Могилевская. Исследование движения униполярного импульса по одиночному проводу внутри ферромагнитной поверхности и перехода его в диэлектрик или полупроводник. Диссертация. Томский политехнический институт, 1964.
3. И. Е. Ефимов. Радиочастотные линии передачи, Советское радио, 1964.
4. Э. Грей и Г. Б. Мэтьюз. Функции Бесселя и их приложение к физике и механике. ИИЛ, 1953.
5. Э. А. Чистова. Таблицы функций Бесселя, АН СССР, 1958.
6. Кармазина, Э. А. Чистова. Таблицы функций Бесселя от мнимого аргумента. АН СССР, 1958.
7. Г. В. Глебович. Переходные характеристики коаксиальных кабелей с учетом потерь в проводниках и диэлектрике. Электросвязь, № 5, 1961.
8. Л. А. Жекулин. Распространение электромагнитных сигналов по коаксиальному кабелю. Известия АН СССР, ОТН, № 3, 1941.
9. Таблицы вероятностных функций. т. 1. Вычислительный центр АН СССР, 1958.
10. Г. В. Глебович. Искажение наносекундных импульсов при прохождении по коаксиальному кабелю. Радиотехника, т. 18, № 10, 1963.