

**КОРРЕКЦИЯ ФРОНТА ВЫСОКОВОЛЬТНОГО НАНОСЕКУНДНОГО
ИМПУЛЬСА В СХЕМЕ С ЕМКОСТНОЙ НАГРУЗКОЙ**

В. В. КРЕМНЕВ

(Представлена научным семинаром отдела наносекундной техники)

Для получения высоковольтных импульсов с фронтом порядка 10^{-9} сек (наносекунд) и менее используются в качестве коммутаторов и заострителей искровые разрядники под высоким давлением [1]. Характерная форма фронта импульса при использовании искровых коммутаторов приведена на рис. 1, а; то есть имеется начальный крутой участок и пологий переход фронта к вершине. Обычно передача такого импульса к нагрузке осуществляется по системе с распределенными параметрами (кабель, полосковая линия). Если нагрузкой является активное сопротивление, то искажения фронта импульса на нагрузке не происходит. Если нагрузка носит емкостный характер (например ячейка Керра, пластины инфлектора и т. д.), то происходит удлинение фронта импульса; длительность фронта, определенная между уровнями $0,1 \div 0,9$ от амплитудного значения, рассчитывается по приближенной формуле

$$t_{\phi} = \sqrt{t_{\phi 1}^2 + (2,2 RC)^2}, \quad (1)$$
 где $t_{\phi 1}$ — длительность крутого участка фронта импульса, приходящего к нагрузке;

R — волновое сопротивление передающей линии;

C — емкость нагрузки.

Представляет интерес определить величины L , включение которой вызывает укорочение фронта импульса, но амплитуда осцилляций на вершине импульса при этом не превышает определенной величины.

Схема замещения полученного контура представлена на рис. 1, б. Для упрощения расчетов аппроксимируем кривую на рис. 1, а зависимостью вида

$$E(t) = E[a + \kappa(1 - e^{-bt})]. \quad (2)$$

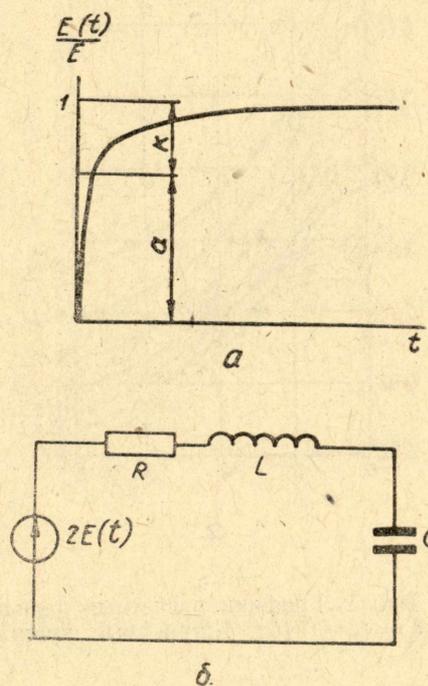


Рис. 1. Форма фронта высоковольтного импульса, приходящего к нагрузке по передающей линии (а), расчетная схема замещения (б).

Величина b определяется при этом как

$$b = \frac{\ln \frac{\kappa}{0,1}}{t_{0,9} - t_a}, \quad (2a)$$

где $t_{0,9}$ и t_a — времена, при которых напряжение достигает величин соответственно $0,9E$ и aE (определяются по осциллограммам).
Напряжение на емкостной нагрузке

$$\bar{U}_C(\tau) = -\Theta_1 e^{-\frac{\tau}{A}} + \frac{\Theta_3}{\sin \psi} e^{-\delta \tau} \sin(\omega \tau - \psi), \quad (3)$$

где

$$\Theta_1 = \frac{A^2(1-a)}{1-BA+A^2}; \quad \Theta_2 = \frac{Aa-A}{1-BA+A^2}; \quad \Theta_3 = 1 + \Theta_2 A;$$

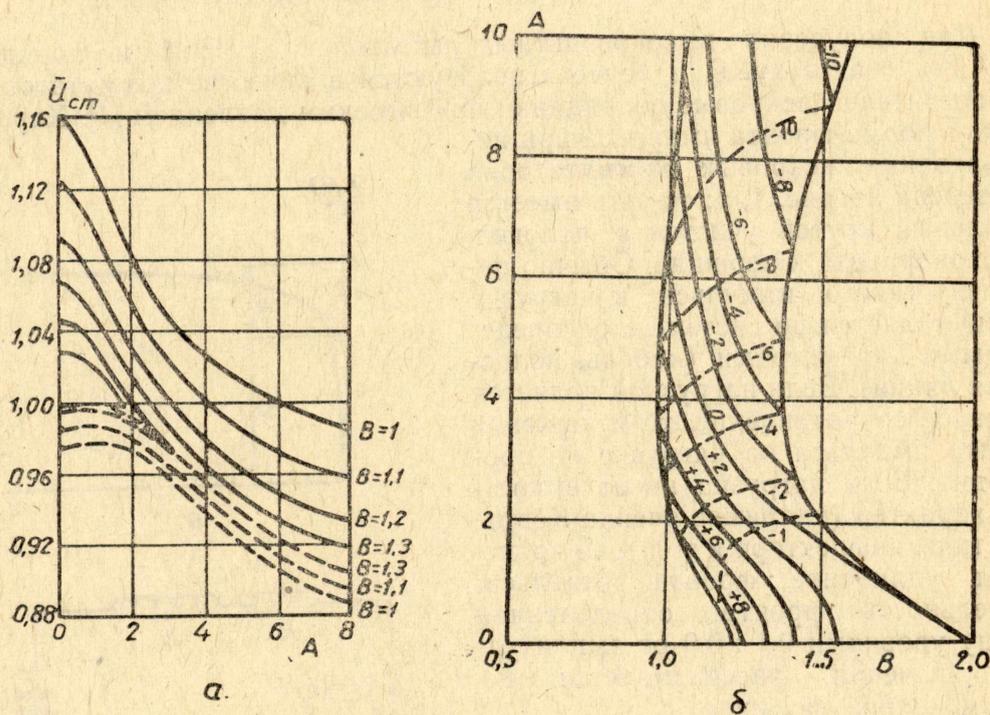


Рис. 2. Графики расчетных зависимостей $U_{ст}(A)$ при $B = \text{const}$ (а) и $B(A)$ при $\delta = \text{const}$ (б). Штриховые кривые соответствуют минимумам, сплошные — максимумам.

$$\psi = \text{arccctg} \frac{\Theta_2 - \Theta_3 \delta}{\Theta_3 \omega}; \quad A = \frac{1}{b \sqrt{LC}}; \quad B = \frac{R \sqrt{C}}{V L}; \quad \delta = -\frac{B}{2};$$

$$\omega = \sqrt{1 - \frac{B^2}{4}}; \quad \tau = \frac{t}{V LC}; \quad \bar{U}_C(\tau) = \frac{U_C(\tau)}{2E}.$$

Максимальное и минимальное значения напряжения на вершине определяются из условия:

$$\frac{d\bar{U}_C(\tau)}{d\tau} = 0.$$

При этом получим:

$$-\sin(\varphi + \psi)e^{\left(-\frac{1}{A} - \delta\right)\tau_M} = \sin(\omega\tau_M - \varphi - \psi), \quad (4)$$

где

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\omega}{\delta}.$$

Наиболее точная аппроксимация кривой $E(t)$ (рис. 1, *a*) получается при $a = 0,8$ [1]. На рис. 2, *a* приведены графики первых 2-х экстремумов $\bar{U}_{cm}(A)$ при $B = \text{const}$, рассчитанные по формулам (4) и (3). С помощью кривых рис. 2, *a* нетрудно построить номограммы рис. 2, *b* $B(A)$ при $\delta = \text{const}$ (δ — величина экстремального отклонения в процентах от амплитуды напряжения на нагрузке). С помощью номограмм рис. 2, *b* можно определить корректирующую индуктивность L , если известны b , C и R и задана допустимая величина осцилляций на вершине импульса в процентах от амплитуды.

Пример расчета.

Дано: $C = 30 \text{ нф}$, $b = 10^8 \frac{1}{\text{сек}}$, $R = 50 \text{ ом}$. Определим вначале величину $\frac{1}{bRC} : \frac{1}{bRC} = \frac{A}{B} \approx 6,7$. На рис. 2, *b* это будет прямая, проведенная под углом $\varphi_1 = \operatorname{arctg} 6,7$. Выбираем на этой прямой точку плоскости AB , чтобы максимальное отклонение не превышало 10% от амплитуды импульса, при этом $B = 1,15$. Отсюда $L = \frac{R^2 C}{B^2} = 57 \cdot 10^{-9} \text{ гн}$.

При $\frac{1}{bRC} \geq 7$ коррекция малоэффективна. Тогда можно увеличить b изменением режима работы генератора и снова провести аналогичный расчет.

На рис. 3 приведена зависимость $\bar{U}_c(\tau)$ для $\frac{A}{B} = 3,3$ при $L = 0$ и $L = L_{\text{корр}}$. Для этого случая фронт, измеренный между уровнями 0,1 ÷ 0,9 за счет коррекции, укоротился в 1,7 раза.

Аналогичный расчет, проведенный для идеального единичного перепада при $a = 1$, показывает укорочение фронта импульса примерно в 1,4 раза при условии 4%-ного выброса на вершине импульса. При $t_{\text{ф1}} \geq 2,2 RC$ из (1) следует, что коррекция практически не уменьшает длительности фронта импульса.

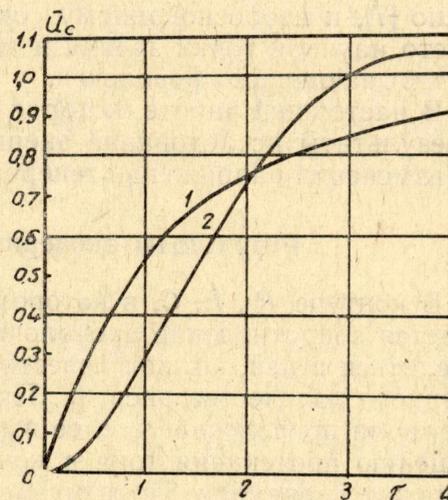


Рис. 3. Кривые роста напряжения на емкостной нагрузке при $\frac{A}{B} = 3,3$:

1. $L = 0$, 2. $L = L_{\text{корр}}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Воробьев, Г. А. Месяц. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. Госатомиздат, 1963.