

Л. В. ВАВРИВ

РАССЕЯНИЕ ИМПУЛЬСА НА НЕОДНОРОДНОСТИ  
В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Рассмотрим рассеяние электромагнитного импульса на прямоугольной неоднородности полоскового волновода. Основные геометрические соотношения даны на рис. 1. Падающий импульс представляет собой основную Т-волну волновода,  $E_y$  компоненту которой можно

записать в виде  $E_y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\omega} e^{-ikz + t\omega t} d\omega$  (1), где  $k = \omega/c$ ;  $f_{\omega}$  —

Фурье-образ падающего импульса  $G(t)$ .

При решении задачи будем применять упрощенную модель полосковой линии, предложенную Олинером [1], которая заключается во введении идеальных магнитных стенок по краям проводящих полос линии. При этом полагаем, что ширина неоднородности совпадает с шириной волновода. Решая задачу известным методом частичных областей [2], приходим к следующим конечным выражениям для рассеянных полей: при  $z > d$

$$E_y^{np}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\omega} \sum_{m=0}^{\infty} B_{m\omega} \cos \frac{\pi m}{b} y e^{-i[\Gamma_m(z-d) + \omega t]} d\omega, \quad (2)$$

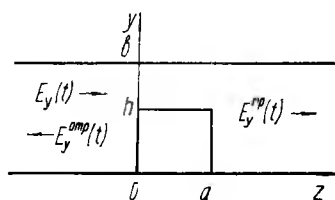


Рис. 1

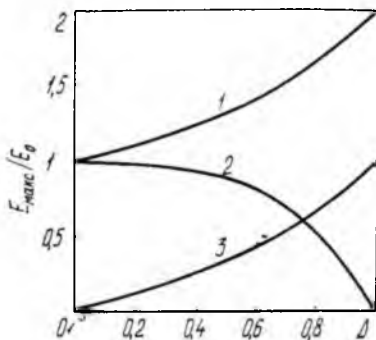


Рис. 2

при  $z < 0$

$$E_y^{отр}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\omega} \sum_{m=0}^{\infty} A_{m\omega} \cos \frac{\pi m}{b} y e^{i[\Gamma_m z + \omega t]} d\omega, \quad (3)$$

где

$$\Gamma_m = \sqrt{1 - (\pi m/kb)^2}; \quad A_m = (R_m + S_m)/2; \quad B_m = (R_m - S_m)/2.$$

Амплитуды волн  $R_m$ ,  $S_m$  находятся из решения системы алгебраических уравнений с комплексными коэффициентами

$$S_n (1 + \delta_n^0)/2 + \sum_{m=0}^{\infty} A_{mn} S_m = \sigma_i F_{no} \operatorname{tg} D - \delta_n^0, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

где

$$A_{mn} = \frac{2i}{\Gamma_m} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sigma q_k \operatorname{tg}(Dq_k) F_{nk} F_{mk}}{1 + \delta_k^0}; \quad F_{nk} = \frac{(-1)^n n \sigma \sin \pi n \sigma}{\pi (n^2 \sigma^2 - k^2)};$$

$$q_k = \sqrt{1 - (\pi k/lk)^2}; \quad \sigma = (b - h)/b; \quad D = \omega d/2c;$$

$\delta_n^0$  — символ Кроннекера.

Уравнения для  $R_m$  совпадают с системой (4), если в ней произвести замену  $\operatorname{tg} \rightarrow -\operatorname{ctg}$ .

Для случая, когда основная энергия падающего импульса сосредоточена в низкочастотной области спектра, форма рассеянного импульса определяется в квадратурах. Так, для прошедшего импульса ( $z > d$ ) находим следующее выражение:

$$E_y^{\text{нр}}(t) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\omega} \left[ \frac{(\sigma - i \operatorname{tg} D)^2}{\sigma^2 + \operatorname{tg}^2 D} - \frac{(\sigma \operatorname{tg} D + i)^2}{\sigma^2 \operatorname{tg}^2 D + 1} \right] e^{-ik(z-d) + i\omega t} d\omega. \quad (5)$$

Конкретный анализ особенностей рассеяния импульса на неоднородности будем проводить для случая, когда  $G(t)$  представляет собой видеопульс, описываемый выражением [3].

$$G(t) = \begin{cases} E_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}), & t \geq 0; \\ 0, & t < 0, \end{cases} \quad (6)$$

где  $E_0$  — амплитуда импульса. Его спектральные компоненты

$$f_{\omega} = \frac{E_0 (\beta - \alpha)}{(\beta + i\omega)(\alpha + i\omega)}. \quad (7)$$

Для импульса, определяемого выражением (6), интеграл (5) вычисляется в явном виде. В результате ряда преобразований приходим к следующей формуле для импульса после прохождения им неоднородности ( $z > d$ ):  $E_y^{\text{нр}}(t) = 0$ ,  $t \leq 0$ ;

$$E_y^{\text{нр}}(t) = \frac{4(1-\Delta)}{(2-\Delta)^2} G(\tau) + E_0 \frac{4(1-\Delta)}{(2-\Delta)^2} \left[ \frac{1 - e^{2(\sigma_1 - \nu)E(c\tau/2d)}}{e^{-2(\sigma_1 - \nu)} - 1} e^{-\alpha\tau} - \frac{1 - e^{2(\sigma_2 - \nu)E(c\tau/2d)}}{e^{-2(\sigma_2 - \nu)} - 1} e^{-\beta\tau} \right], \quad \tau > 0. \quad (8)$$

Здесь  $\tau = t - z/c$ ;  $\Delta = h/b$ ;  $\nu = \ln(2 - \Delta)/\Delta$ ;  $\sigma_1 = \alpha d/c$ ;  $\sigma_2 = \beta d/c$ ;  $E(x)$  — функция, равная целой части аргумента  $x$ .

В соответствии со структурой прошедшего импульса в выражении (8) выделено два слагаемых. Первое соответствует главной части импульса, которая повторяет форму падающего импульса, но при этом максимальная напряженность поля уменьшается в  $(2 - \Delta)^2/4(1 - \Delta)$  раз. Второе слагаемое определяет искажения импульса, обусловленные его многократным переотражением от краев неоднородности. Это слагаемое представляет собой бесконечную последовательность импульсов, следующих через интервал  $t_{\text{сн}} = 2nd/c$  после прохождения главной части импульса. Их амплитуды по сравнению с главной частью импульса быстро убывают с увеличением  $n$  по закону  $e^{-2\nu n} = [\Delta/(2 - \Delta)]^{2n}$ . Влияние таких составляющих импульса может оказаться существенным только при  $\Delta \approx 1$ . Из решений системы уравнений (4) для  $S_n$ ,  $R_m$  аналогичным образом находятся выражения для формы импульса, отраженного от неоднородности ( $z < 0$ )

$$E_y^{\text{отр}}(t) = -\frac{\Delta}{2-\Delta} G(\tau) + E_0 \frac{4(1-\Delta)}{(2-\Delta)^2} \left[ \frac{1 - e^{2E(\tau c/2d)(S_1 - \nu)}}{e^{-2S_1} - e^{-2\nu}} e^{-\alpha\tau} - \right.$$

$$-\frac{1 - e^{2E(\tau'c/2d)(S_2 - v)}}{e^{-2S_1} - e^{-2v}} e^{-\beta\tau'} \Big], \tau' > 0; E_y^{\text{пп}}(t) = 0, \tau' < 0, \quad (9)$$

где  $\tau' = t + z/c$ .

Выражение для импульса в центре над неоднородностью ( $z = d/2$ )

$$E_y^{\text{п}}(t) = \frac{2}{2-\Delta} G(t - d/2c) + \frac{2}{2-\Delta} \left[ \frac{1 - e^{E(ct/d - 1/2)(S_1 - \mu)}}{e^{-S_1 + 2\mu} - 1} e^{-\alpha(t - d/2c)} - \right. \\ \left. - \frac{1 - e^{E(ct/d - 1/2)(S_2 - \mu)}}{e^{-S_2 + 2\mu} - 1} e^{-\beta(t - d/2c)} \right], \quad t > d/2c, \quad (10)$$

где  $\mu = 1 - \Delta$ .

В общем случае вид этих импульсов совпадает с видом импульса при  $z > d$ . Как и следовало ожидать, главная часть отраженного импульса имеет полярность, противоположную полярности падающего импульса. Однако важно отметить более медленное уменьшение максимальных амплитуд, переотраженных от неоднородности импульсов, по сравнению с прошедшим импульсом (8).

В рассмотренных характерных областях волновода максимальное значение амплитуды поля задается главной частью импульса и уменьшение по сравнению с  $G(t)$  определяется в основном отношением  $\Delta = h/b$ . На рис. 2 представлены максимальные значения напряженности, нормированные на  $E_0$  для  $z = d/2$  (кривая 1),  $z > d$  (кривая 2) и  $z < 0$  (кривая 3). Отметим, что  $E_{\text{макс}}$  над неоднородностью стремится при  $\Delta \rightarrow 1$  к конечному значению, равному удвоенной максимальной напряженности падающего импульса. Это обусловлено взаимным влиянием двух факторов. Во-первых, с уменьшением расстояния между неоднородностью и стенкой волновода значение  $E_{\text{макс}}$  должно стремиться к бесконечности при постоянной разности потенциала, во-вторых, амплитуда импульса в области  $z > 0$  приближается к нулю при  $\Delta \rightarrow 1$ , что и приводит к тому, что значение  $E_{\text{макс}}$  стремится к конечному значению при  $\Delta \rightarrow 1$ . Из расчетов также следует, что влияние неоднородности на амплитуду и мощность прошедшего импульса начинает существенно сказываться при значениях  $\Delta \geq 0,5$ . В этом случае наблюдается заметное изменение формы импульса. Например, если параметры падающего импульса (6) удовлетворяют условию  $\beta \gg \alpha$ , то заметное изменение его формы наблюдается при выполнении соотношения  $\alpha \approx c/2d$ .

Напомним, что полученные результаты справедливы при условии, что влияние высших типов колебаний, возбуждаемых в волноводе, сказывается несущественно. Это накладывает следующие ограничения на параметры задачи  $\omega_{\text{сп}} < \pi c/b$ , где  $\omega_{\text{сп}}$  — характерная ширина спектра падающего импульса. При  $\beta \gg \alpha$  из выражения (7) находим, что  $\omega_{\text{сп}} \approx \alpha$ , и, следовательно, условие применимости полученных выражений сводится к требованию  $\alpha < \pi c/b$ . Вместе с тем это условие является необходимым условием уменьшения искажения формы импульса в результате возбуждения высших типов волн в полосковом волноводе.

**Список литературы:** 1. *Оливер А. А.* Эквивалентные схемы неоднородностей в уравновешенной полосковой передающей линии // Печатные схемы сантиметрового диапазона.— М., 1956.— С. 294—318. 2. *Митра Р., Ли С.* Аналитические методы теории волноводов : Пер с англ.— М. : Мир, 1974.— 323 С. 3. *Анри Н., Хансек Д., Шар Х.* Анализ прохождения электромагнитного импульса через круговую апертуру в частотной области // Тр. ин-та инж. электрон. и радиотехники.— 1985.— 73, № 2.— С. 226—227.

*Поступила в редколлегию 27.11.86*