

УДК 621.396 677

## ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА НА КОНЕЧНОМ КРУГОВОМ КОНУСЕ

*Е. Н. Васильев, А. И. Гореликов, И. Г. Ефимова*

Рассматривается задача нестационарного рассеяния электромагнитных волн на конусе, расположенном в однородной изотропной среде. Используются ранее полученные результаты для монохроматических колебаний в широкой частотной области с последующим преобразованием по Фурье. Исследован переход от рассеяния радиоимпульса к рассеянию видеоимпульса, а также влияние параметров импульса на нестационарный отклик.

В последние годы большое внимание уделяется нестационарным задачам дифракции. Этот интерес стимулируется развитием видеоимпульсной радиолокации, а также тем, что нестационарный отклик дает возможность сравнительно просто выделить и проанализировать вклады в отраженном сигнале от отдельных частей рассеивающего тела.

При решении задачи нестационарного рассеяния возможны два альтернативных подхода: непосредственное решение нестационарных уравнений [1-3] или решение задачи для монохроматических колебаний в широкой частотной области с последующим применением преобразования Фурье. Первый (временной) подход эффективен при исследовании рассеяния достаточно широкого гауссова импульса (с эффективной шириной  $c\tau$  порядка размеров тела, где  $\tau$  — ширина импульса по уровню  $1/e$ ) на телах различной формы. Если набор тел ограничен и внимание сосредоточивается на анализе отраженного сигнала в зависимости от формы падающего импульса, то предпочтительным является второй (частотный) подход.

В ряде работ [4-8] исследована дифракция монохроматической волны на идеально проводящем круговом конусе. В частности, в [8] получены весьма полные данные и проведено сопряжение кривых, найденных численным методом интегральных уравнений и асимптотическими методами геометрической теории дифракции и краевых волн. Результаты этой работы и взяты за основу при анализе нестационарной дифракции на конусе конечной длины.

**1. Метод расчета.** Пусть известно электромагнитное поле, рассеянное конусом в однородной изотропной среде при падении плоской монохроматической волны единичной амплитуды. Будем рассматривать это поле как передаточную функцию системы  $K(\omega)$ . И пусть на конус с углом при вершине  $2\alpha$  и радиусом основания  $a$  вдоль его оси падает радиоимпульс (рис. 1) с несущей частотой  $\omega_0$  и начальной фазой  $\psi$

$$f(t) = F(t) \cos(\omega_0 t + \psi). \quad (1)$$

В общем случае огибающая  $F(t)$  радиоимпульса  $f(t)$  может иметь произвольную форму. Выражение для отклика будет иметь вид

$$R(t) = \frac{1}{2\pi} \cos \psi \int_{-\infty}^{\infty} S_k(\omega) \cos[\varphi_k(\omega) + \omega t] [S_F(\omega - \omega_0) +$$

$$\begin{aligned} & \mp S_F(\omega \mp \omega_0)] d\omega \mp \frac{1}{2\pi} \sin \psi \int_{-\infty}^{\infty} S_k(\omega) \sin[\varphi_k(\omega) \mp \omega t] \times \\ & \times [S_F(\omega - \omega_0) + S_F(\omega + \omega_0)] d\omega, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $S_k(\omega)$  и  $\varphi_k(\omega)$  — амплитудно-частотная и фазо-частотная функции коэффициента передачи  $K(\omega)$ ,  $S_F$  — спектральная плотность огибающей импульса.

Для расчета отклика (2) на импульсное воздействие разумно использовать алгоритм быстрого преобразования Фурье. При этом возникает обычный в этой ситуации вопрос о выборе частоты повторения импульсов с тем, чтобы вычисления с помощью ряда и интеграла мало отличались друг от друга. Для решения этого вопроса был проведен ряд расчетов отклика при различной частоте повторения импульсов и различной длительности их. По мере увеличения скважности импульсов результаты все менее и менее отличаются друг от друга. Так, при скважностях импульсов 30 и 50 соответствующие отклики, нормированные по амплитуде к единице, отличаются друг от друга менее чем на величину 0,01. В дальнейших расчетах принята скважность импульсов не менее 30.

**2. Обсуждение полученных результатов.** В настоящей работе проведена серия расчетов, которые позволяют исследовать нестационарную дифракцию на конусе в следующих аспектах: влияние длительности радиоимпульса на форму отраженного сигнала; анализ постепенного перехода от импульса с высокочастотным заполнением к видеоимпульсу; влияние длительности и формы видеоимпульса на отклик.

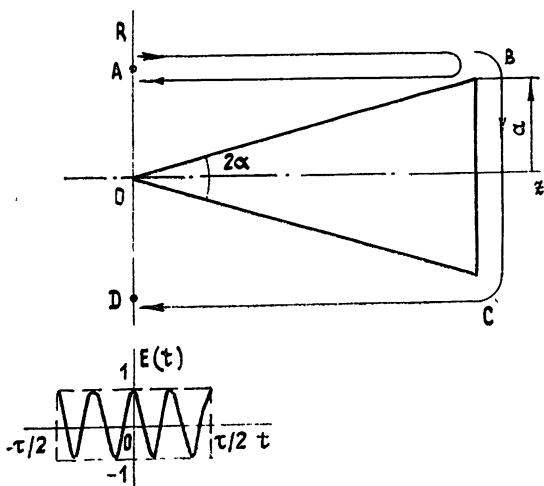


Рис. 1. К задаче нестационарной дифракции на конусе.

Рассмотрим воздействие на конус прямоугольных радиоимпульсов различной длительности при постоянном количестве периодов высокочастотного заполнения в импульсе  $\omega_0 \tau / 2\pi = 4$  (т. е. по мере роста длительности импульса уменьшается частота заполнения). Времена нарастания и релаксации огибающей в рассматриваемых сигналах не превосходят величины  $0,1 \tau$ . Фаза высокочастотного заполнения принята равной нулю, что соответствует форме высокочастотного заполнения, приведенной на рис. 1. В этих случаях отклик четко разделяется на два импульса: один обусловлен отражением от кромки основания конуса и имеет значительную амплитуду, а другой вызван вторичной дифракцией на кром-

ке. Пути, проходимые этими двумя импульсами, показаны на рис. 1, а моменты времени, соответствующие возврату в начало координат передних фронтов отраженных импульсов, обозначены далее на всех графиках отметками  $t_1'$  (путь  $ABA$ ) и  $t_2'$  (путь  $ABCD$ ). При увеличении длительности падающего сигнала в отклике происходит постепенное сближение, а затем, при  $c\tau/2a \geq 1$  — наложение этих двух импульсов, причем, как и следовало ожидать, амплитуда вторично дифрагировавшей волны возрастает. В качестве примера на рис. 2 приведена зависимость электрического поля, рассеянного конусом с углом при вершине  $2\alpha = 23^\circ$ , когда падающий импульс имеет длительность  $c\tau/2a = 1,5$ .

Отметим, что на всех рисунках сигнал, уровень которого меньше, чем 0,01 от максимального значения поля в отклике, не приводится.

Аналогичные расчеты были проведены и для тупого конуса с углом при вершине  $2\alpha = 94^\circ$ . Характер отклика сохраняется таким же, как и в случае острого конуса. Однако интересно отметить, что при снижении несущей частоты становится заметным отражение от вершины конуса.

Процесс перехода от импульса с высокочастотным заполнением к видеопульсу иллюстрируется рис. 3а, б, в, на которых представлены отклики при воздействии прямоугольного импульса длительностью  $c\tau/2a = 0,25$  с различной частотой заполнения ( $\omega_0\tau/2\pi = 2; 1; 0$ ), падающего на конус с углом при вершине  $2\alpha = 23^\circ$  вдоль его оси. Как и на предыдущих рисунках, здесь в отраженном

сигнале также присутствуют два импульса, соответствующие волнам первичной и вторичной дифракции на кромке основания конуса. Это подтверждается как непосредственным подсчетом времени начала и конца импульсов, отраженных от конуса, так и соотношением амплитуд первично и вторично дифрагировавших импульсов.

Изменение частоты заполнения импульса от сравнительно высокой (рис. 3а) до весьма низкой (рис. 3б), когда в импульсе сохранен лишь один период высокочастотного колебания, позволяет проследить скорость установления переходного процесса, а также и переход от радиоимпульса к видеопульсу ( $\omega_0 = 0$ ). Форма огибающей радиоимпульса, прямо отраженного от кромки основания конуса, восстанавливается практически на одном-двух периодах высокочастотного заполнения. При низкой несущей частоте  $\omega_0\tau/2\pi = 1$  становится также заметным влияние фазы гармонического заполнения на отклик.

Если частота заполнения равна нулю ( $\omega_0 = 0$ ), то отраженный сигнал соответствует дифракции видеопульса на конусе. При длительности падающего прямоугольного импульса  $c\tau/2a = 0,25$  рассеянный сигнал имеет сложную форму (рис. 4а); в нем прежде всего можно выделить импульс единичной амплитуды, отраженный от кромки дна (первичная дифракция). Длительность его соответствует длительности падающего импульса. Передний фронт этого импульса отражается от кромки основания с некоторым запаздыванием (на графике рис. 4а это

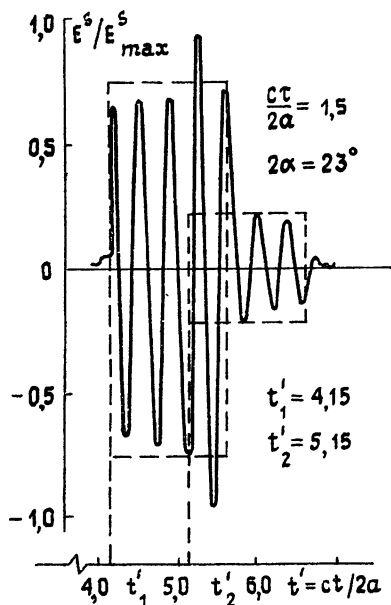


Рис. 2. Воздействие прямоугольного радиоимпульса на конус при  $\omega_0\tau/2\pi = 4,0$ ;  $c\tau/2a = 1,5$ ;  $2\alpha = 23^\circ$ .

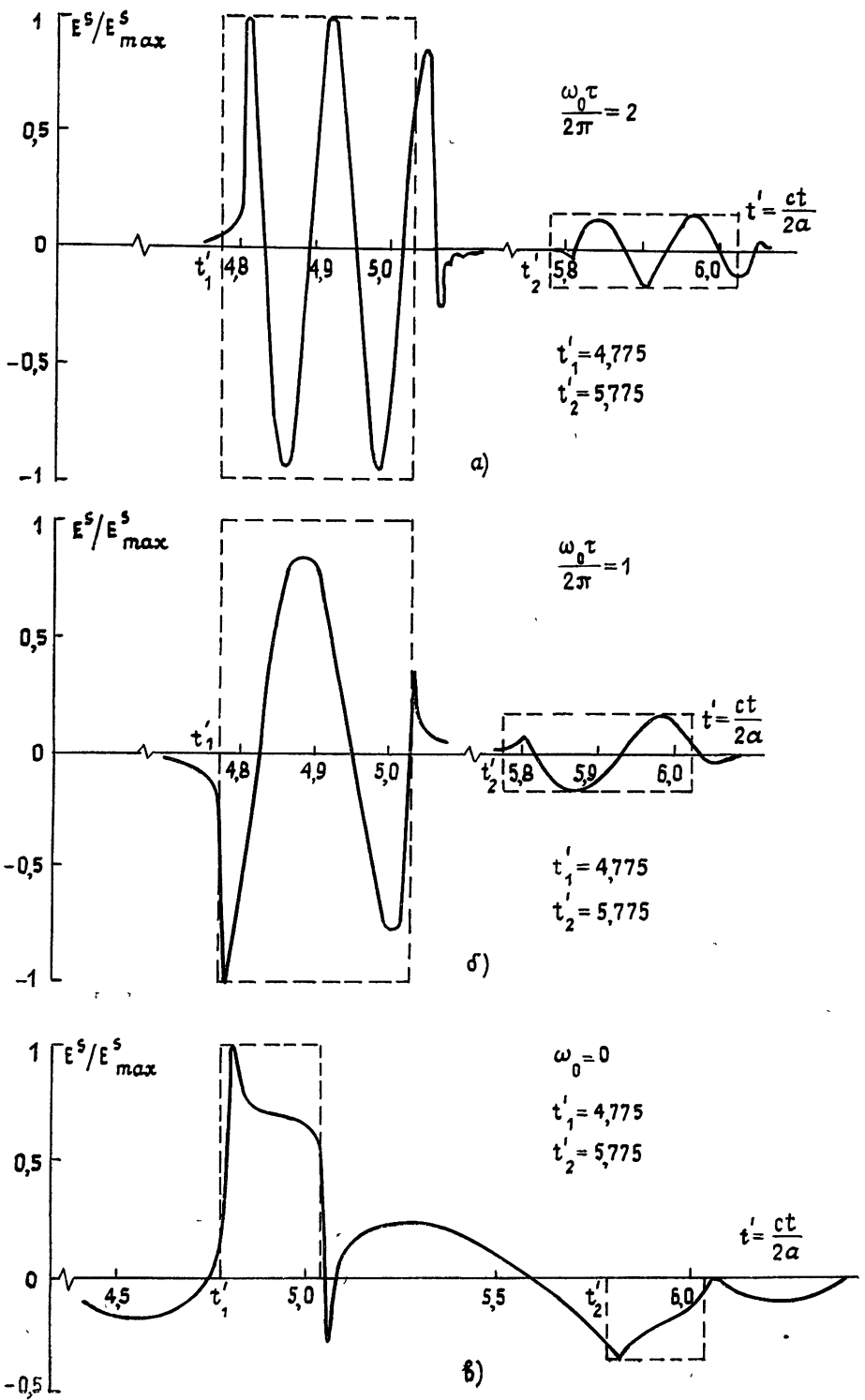


Рис. 3. Воздействие короткого прямоугольного импульса ( $ct/2a = 0,25$ ) с различной частотой заполнения на конус,  $2\alpha = 23^\circ$ ;  
 а)  $\omega_0\tau/2\pi = 2$ ; б)  $\omega_0\tau/2\pi = 1$ ; в)  $\omega_0 = 0$ .

соответствует отставанию отклика от момента  $ct/2a = 4,775$ ). Импульс, вторично дифрагировавший на кромке конуса, также просматривается на рис. 4а. Его передний фронт расположен вблизи отметки  $ct/2a = 5,775$ , что соответствует пути  $ABCD$  (рис. 1).

По мере роста длительности импульса до значения  $c\tau/2a = 1,0$  (ширина импульса в световых метрах равна диаметру основания конуса) происходит искажение плоской вершины обоих отраженных сигналов

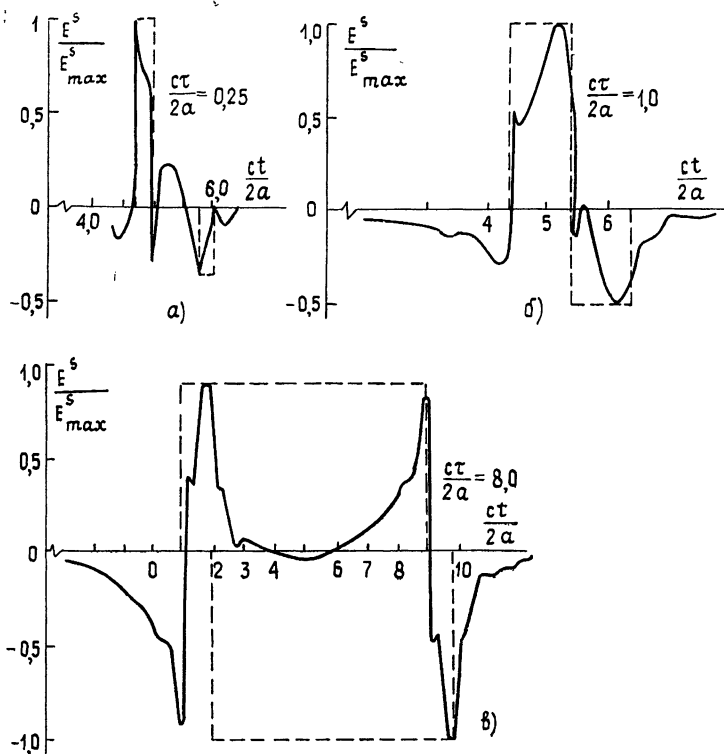


Рис. 4. Воздействие прямоугольных видеоимпульсов различной длительности на конус с углом при вершине  $2\alpha = 23^\circ$ :  
 а)  $c\tau/2a = 0,25$ ; б)  $c\tau/2a = 1,0$ ; в)  $c\tau/2a = 8,0$ .

(рис. 4а, б). Однако эти импульсы четко разделяются. При дальнейшем увеличении  $\tau$  происходит наложение первично и вторично дифрагировавших сигналов (рис. 4в). Одновременно возрастает амплитуда импульса, соответствующего вторичной дифракции. Последнее вызвано увеличением веса низкочастотных составляющих более длинного импульса, и, как следствие, увеличением усредненного по спектру импульса коэффициента дифракции. Кроме того, возрастает вклад от рассеяния на боковой поверхности конуса. При больших длительностях падающего видеоимпульса (в световых метрах) относительно размеров конуса в отраженном сигнале можно выделить части, соответствующие рассеянию от боковой поверхности конуса (на рис. 4в — до отметки  $ct/2a = 0,9$  и после отметки  $ct/2a = 9,9$ ), а также участки, связанные с первичной и вторичной дифракцией фронтов импульса на кромках.

Метод расчета, основанный на фурье-преобразовании частотных зависимостей рассеянного поля, позволяет также рассмотреть отклики на импульсы другой формы. В качестве примера были рассчитаны отра-

женные сигналы при падении видеоимпульсов треугольной и колоколообразной формы длительностью  $c\tau/2a = 4,0$  на конус с углом при вершине  $2\alpha = 23^\circ$ . Следует отметить, что при таких формах видеоимпульса отраженный сигнал значительно лучше повторяет форму падающего сигнала, чем при облучении тела прямоугольными видеоимпульсами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Topics in Appl. Phys, 1976, 10, № 10, p. 74.
2. Вычислительные методы в электродинамике. / Под ред. Р. Митры. / Пер. с англ.— М.: Мир, 1977.
3. Беннетт С. Л., Росс Дж. Ф.— ТИИЭР, 1978, 66, № 3, с 35
4. Radar Reflectivity (Special Issue) — Proc. IEEE, 1965, 53, № 8, p. 769; Русский перевод — ТИИЭР, 1965, 53, № 8, с 1172.
5. Methods of Radar Cross — Section Analysis.— New York and London: Academic Press, 1968, p. 426.
6. Radar Cross Section Handbook.— N. Y.: Plenum, 1970.— 1, 2, p. 937.
7. Thal H. L.— IEEE Trans. Ant. Prop., 1975, 23, № 1, p. 118.
8. Васильев Е. Н., Гореликов А. И.— Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 9, с. 1092.

Московский энергетический  
институт

Поступила в редакцию  
12 февраля 1980 г.

#### DIFFRACTION OF ELECTROMAGNETIC PULSE BY A FINITE CIRCULAR CONE

*E. N. Vasil'ev, A. I. Gorelikov, I. G. Efimova*

A problem is considered of a nonstationary scattering of electromagnetic waves by a cone located a homogeneous isotropic medium. Results obtained earlier are used for monochromatic oscillations in a wide frequency region with the subsequent Fourier transformation. A transition is studied from scattering of a radio pulse to scattering of a video pulse as well as the effect of the pulse parameters on a nonstationary response.

---