

Импульсное поле зеркальной антенны

С.П. Скулкин¹, В.И. Турчин²

¹ОАО «Гипрогазцентр», г. Ниж. Новгород, Алексеевская 26; ²Институт прикладной физики РАН, г. Ниж. Новгород, Ульянова 46; E-mail: turchin@hydro.appl.sci-nnov.ru

Приводится метод расчета импульсного поля в ближней и дальней зонах прямофокусной параболической зеркальной антенны с дипольным облучателем. Обсуждаются особенности трех компонент электрического поля и отличие импульсных полей зеркальной антенны и плоской апертуры.

A method of transient field calculation of parabolic reflector antenna with dipole feed is presented. The features of three component of electric field and difference between the transient fields of parabolic reflector antenna and plane aperture are discussed.

Введение

Требования увеличения информативности систем локации и связи приводят к увеличению рабочей полосы частот и определяют необходимость исследований импульсных полей апертурных антенн. Отметим, что за рубежом описанию импульсных полей апертурных антенн посвящено большое количество работ, однако точные выражения получены в скалярном приближении только для поля на оси круглой плоской апертуры [1].

Другой метод расчета импульсных полей апертурных антенн был предложен в [2], где приведены выражения для поля круглого плоского раскрыва в скалярном приближении, во всем полупространстве перед апертурой, с точностью до компонент, убывающих как $1/\bar{r}$ (\bar{r} - расстояние между точкой наблюдения и точкой на апертуре). Вместе с тем, для развития теории импульсных антенн представляет большой интерес расчет поляризационных характеристик импульсных полей, а также рассмотрение моделей апертурных антенн, более близких к реальным системам. С этой точки зрения в работе исследуется импульсное переходное поле антенны с элементарным диполем в фокусе зеркала и кратко анализируются его отличия от поля плоской апертуры. Для простоты рассматривается рефлектор в виде круглой симметричной вырезки из параболоида вращения.

Основные соотношения

Будем считать, что на вход фидерного тракта поступает сигнал $U(t)$. Тогда, электрическое поле $\bar{E}_a(t, \bar{r})$ в точке, определяемой радиус-вектором \bar{r} , может быть записано как

$$\bar{E}(t, \bar{r}) = \bar{E}_a(t, \bar{r}) \otimes U(t), \quad (1)$$

где символ \otimes - определяет операцию свертки по времени, а $\bar{E}_a(t, \bar{r})$ - представляет реакцию антенны на импульс $\delta(t)$, наблюдаемую в точке \bar{r} . Для получения точного выражения для поля $\bar{E}_a(t, \bar{r})$ зеркальной антенны требуется решение нестационарной дифракционной задачи, что само по себе достаточно сложно. Для упрощения расчетов будем считать, что основная энергия сигнала сосредоточена в интервале частот $[\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}]$ и, $\lambda_{\max} = 2\pi c / \omega_{\min} \ll F, a, \left| \frac{r}{r_0} \right|$ где F - фокальное расстояние, a - радиус зеркала. В этом случае для расчета поля могут быть использованы обычные приближения. Ток на поверхности рефлектора \bar{j}_s может быть представлен как

$\bar{j}_s \approx 2\bar{n} \times \bar{H}$, где \bar{H} - магнитное поле на его поверхности, \bar{n} - нормаль к поверхности. Будем считать, что временная зависимость \bar{H} имеет δ -образный вид; тогда

$$\bar{j}_s \approx \frac{1}{2\pi c r_1} \bar{r}_1' \times \bar{n} \times \bar{e} \delta(t - r_1/c), \quad (2)$$

где \bar{e} - единичный вектор, показывающий ориентацию диполя в фокусе, $r_1 = |\bar{r}_s - \bar{r}_F|$, векторы \bar{r}_F and \bar{r}_s соответственно определяют точку на поверхности зеркала и фокус, $\bar{r}_1' = (\bar{r}_s - \bar{r}_F)/r_1$. Импульсное поле \bar{E}_a может быть представлено в виде:

$$\bar{E}_a(\bar{r}, t) \approx \frac{Z_0}{4\pi c} \frac{d}{dt} \iint_{S_a} \bar{q} \frac{\delta(t - r_2/c - r_1/c)}{r_1 r_2} dS \quad (3)$$

где $\bar{q} = \bar{r}_2' \times \bar{r}_1' \times \bar{n} \times \bar{e} \times \bar{r}$, $r_2 = |\bar{r} - \bar{r}_s|$, $\bar{r}_2' = (\bar{r} - \bar{r}_s)/r_2$, S - поверхность зеркала и z_0 - импеданс свободного пространства. В дальнейшем предполагаем, что вектор \bar{e} ориентирован вдоль оси y декартовой системы координат (x, y, z) , начало которой совпадает с вершиной параболоида, а ось z - с его осью.

Временная зависимость \bar{E}_a для каждой поляризации может быть получена из уравнения (3) с использованием техники интегрирования δ -функции сложного аргумента [3]. Для любых функций f и φ интеграл по поверхности S может быть представлен как интеграл по линии L :

$$\iint_S f(x, y) \delta[\varphi(x, y)] dx dy = \int_{L_S} f_L \frac{dl}{G_L}, \quad (4)$$

где L_S часть кривой L , принадлежащая поверхности S : $L_S \in S$. Кривая L определяется уравнением $\varphi(x, y) = 0$, f_L представляет собой функцию f на кривой L , dl - элемент длины L , и

$$G = \sqrt{\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2} \Big|_{(x,y) \in L} \quad (5)$$

Временные зависимости поляризационных компонент даны на рис.1-4 некоторые детали их расчета см. в [3].

Импульсное поле в дальней зоне

Рассмотрим плоскую апертуру ($F \rightarrow \infty$). Для нее: $r_1 \approx F$, $\bar{y}_0 - \xi_y \bar{\xi}$, $r_s \bar{\xi} \approx x \xi_x + y \xi_y$

Контур интегрирования L - это прямая линия $x \xi_x + y \xi_y + ct' = 0$, здесь $t' = t - F/c$. Эта линия расположена на расстоянии $\Delta l = ct' / \sin \theta$ от центра апертуры. Очевидно, что величина интеграла пропорциональна $2\sqrt{a^2 - \Delta l^2}$, т.е. длине расположенного на поверхности апертуры отрезка линии L , здесь $|\Delta l| < a$. Затем мы получаем:

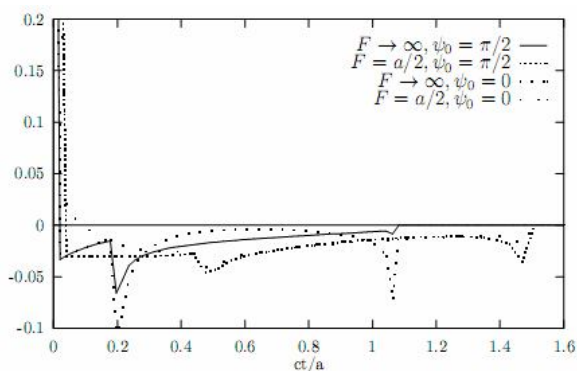


Рис. 1. Импульсное поле $E_{a,y}$

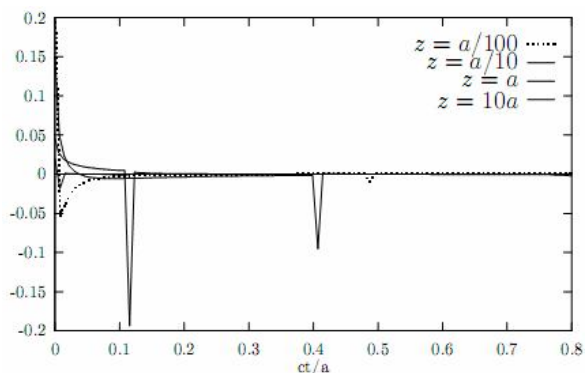


Рис. 2. Импульсное поле $E_{a,y}, \rho = a/2$

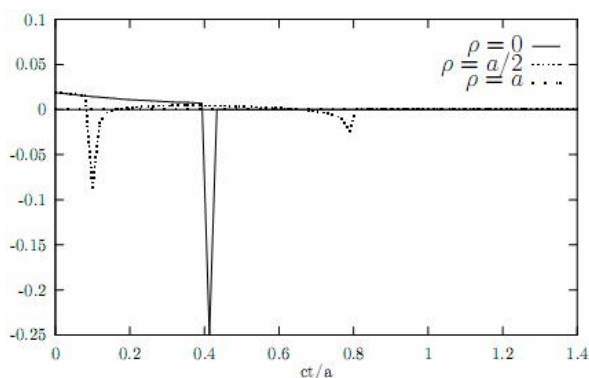


Рис. 3. Импульсное поле $E_{a,x}, z = a$

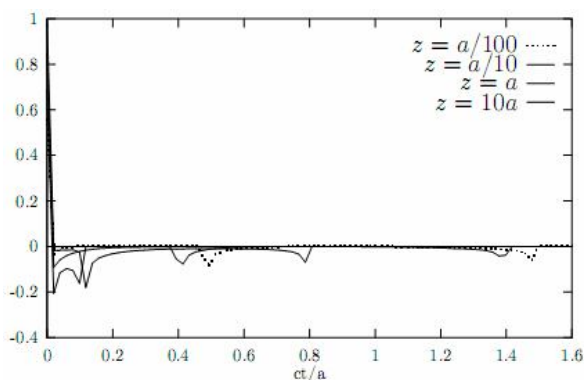


Рис. 4. Импульсное поле $E_{a,y}, \rho = a/2$

$$\bar{f}(t'\xi) \approx \frac{d}{dt} \begin{cases} 0, & a \sin \theta < |ct'| \\ \frac{-Z_0 c (\bar{y}_0 - \xi_y \bar{\xi}) 2ct'}{2\pi F \sin^2 \theta \sqrt{(a \sin \theta)^2 - (ct')^2}}, & |ct'| < a \sin \theta \end{cases} \quad (6)$$

Как следует из (6), диаграмма направленности во временной области состоит из двух импульсов разной полярности. Величина задержки между импульсами $t' \approx \pm \frac{1}{c} a \sin \theta$

При уменьшении угла θ задержка между импульсами уменьшается, а их амплитуда возрастает.

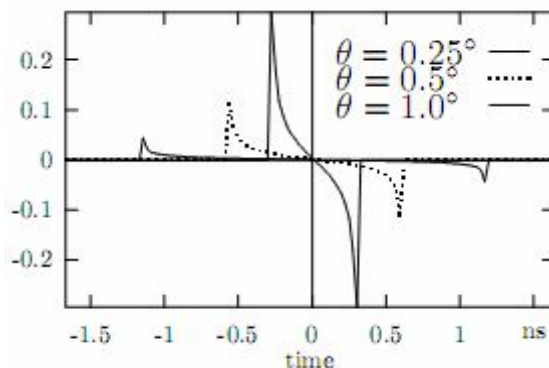


Рис. 5. Диаграммы направленности круглой плоской апертуры радиусом $a = 10\text{ м}$

Когда $\theta \rightarrow 0$ форма временного отклика приближается к форме производной δ -функции. Когда фокусное расстояние F конечно, контур L представляет собой окружность радиуса $a_{t,\theta}$: $(x - \frac{2F\xi_x}{1-\xi_z})^2 + (y - \frac{2F\xi_y}{1-\xi_z})^2 = a_{t,\theta}^2$, где $a_{t,\theta}^2 = \frac{2F}{1-\xi_z} [ct' + F(1 + \xi_z)]$. При $F > a/2$ центр окружности всегда расположен за пределами апертуры. При $\theta \ll \pi$ мы принимаем во внимание, что $1 - \xi_z = 2 \sin^2 \theta / 2$, тогда $a_{t,\theta} \rightarrow \infty$ и часть окружности, расположенная внутри апертуры близка к прямой линии, находящейся на расстоянии Δl от центра апертуры:

$$\Delta l = \frac{2F \cos(\theta/2)}{\sin(\theta/2)} \left(\sqrt{\frac{1+ct'}{2F \cos(\theta/2)}} - 1 \right).$$

В этом случае $\bar{f}(t'\zeta) \approx \frac{d}{dt} \sqrt{a^2 - [\Delta l(t')]^2}$. Для малых ct' мы можем записать:

$$\Delta l = \frac{1}{\sin(\theta/2)} \left(ct' - \frac{(ct')^2}{16F \cos(\theta/2)} + \dots \right) \quad (7)$$

Принимая во внимание (7) и $\Delta l_{\max} = a$ мы получаем длительность отклика в дальней зоне: $t_1 < t' < t_2$, где $ct_1 = -a \sin \theta + \frac{a^2 \sin^2(\theta/2)}{2F}$, $ct_2 = a \sin \theta + \frac{a^2 \sin^2(\theta/2)}{2F}$. Можно заметить, что изменение фокусного расстояния вносит небольшое изменение в длительность отклика в дальней зоне. Величина коррекции $a^2 \sin^2(\theta/2) / 2F$ пренебрежимо мала, если $\frac{a}{4F} \operatorname{tg}(\theta/2) \ll 1$. При выполнении этого условия временные отклики в дальней зоне параболической зеркальной антенны и плоской апертуры очень близки друг к другу.

Выводы

Временные зависимости компоненты $E_{a,y}$ (основной поляризации) для параболической антенны и плоской апертуры характеризуются формами, аналогичными приведенным на рис.1 (при $\Psi=0$ точка наблюдения находится на оси x , при $\Psi=\pi/2$ – на оси y). Для параболической антенны амплитуда второго импульса, следующего за основным импульсом значительно меньше, чем для плоской апертуры. В работе [4] было показано, что в области прожекторного луча передний фронт импульса остается без изменений, а форма и длительность заднего фронта зависят от координат точки наблюдения, формы апертуры и поляризационных соотношений. Отметим, что вследствие этого эффекта монохроматическое ближнее поле зеркальной антенны имеет более равномерное распределение, чем поле плоской апертуры с той же формой прожекторного луча. Данный эффект для монохроматического ближнего поля был получен ранее путем численных расчетов [5], однако его объяснение с точки зрения апертурной теории антенн достаточно сложно. Отметим также большую простоту выражений для компонент поля во временной области по сравнению с аналогичными выражениями для монохроматического случая [5].

Литература

1. С. Е. Baum, Sensor and Simulation note 351, November 2 1992.
2. Скулкин С.П., Турчин В.И. и др. - Изв.вузов. Радиофизика, 1989, Т32, №1, С.73-83.
3. Скулкин С.П., Турчин В.И. Импульсное переходное поле зеркальной антенны в ближней зоне. Изв.вузов. Радиофизика. - 1999. - Т. 42, № 9. - С. 886-892.
4. Скулкин С.П. О некоторых особенностях импульсных полей апертурных антенн. Изв.вузов. Радиофизика. - 1999. - Т. 42, № 2. - С. 148-157.
5. R. C. Hansen, Microwave Scanning Antennas. vol.1, New York and
6. London: Academic Press, 1964.