

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

к.т.н. Г.В. Ермаков
(представил д.т.н., проф. А.В. Полярус)

Проводится электродинамический расчет и анализ пиковых диаграмм направленности излучателя в виде ТЕМ - рупора.

Одной из важнейших проблем при построении видеоимпульсных РЛС является проблема создания эффективных антенных систем, к которым наряду с требованием направленного излучения, предъявляется также требование минимального искажения импульса при излучении и приеме.

Для достижения высокого коэффициента усиления (КУ) необходимо использовать излучающие структуры поверхностного типа с большими электрическими размерами, позволяющие формировать направленное излучение (прием) сверхширокополосных (СШП) сигналов, а также обеспечивать достаточно плавный переход от выходного сопротивления генератора к волновому сопротивлению свободного пространства.

Математическое описание процесса излучения производится уравнениями Максвелла, общий вид решения которых позволяет выделить факторы, обеспечивающие эффективность излучения электромагнитной энергии.

Решения волновых уравнений [1] справедливы для электромагнитных полей с любой временной зависимостью. Величина напряженности излученного поля определяется амплитудой тока, возбуждающего антенну, скоростью изменения амплитуды тока во времени и скоростью изменения тока в пространстве. Для повышения эффективности излучения предлагается использовать ТЕМ-рупор с экспоненциальными вертикальным и продольным профилями (рис.1).

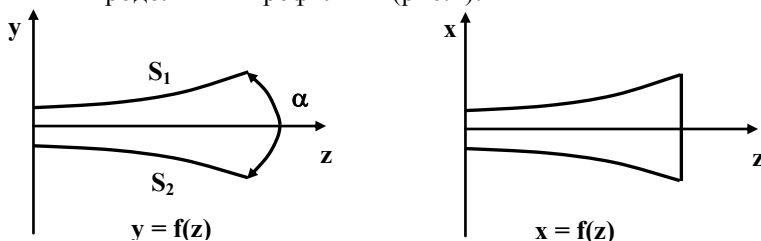


Рис.1. Вертикальный и продольный профили ТЕМ - рупора

Для определения электромагнитного поля вне поверхности $S = S_1 \cup S_2$ необходимо решить систему уравнений Максвелла, удовлетворяющую граничному условию на поверхности S , нулевым начальным условиям и условиям излучения на бесконечности. Ограничимся частным случаем распределения источников, соответствующим возбуждению ТЕМ-волны электрическими диполями с моментом, направленным вдоль вертикальной оси. Если представить поле $\vec{H}_0(\mathbf{Q}, t)$, возбуждаемое электрическим диполем в виде интеграла Фурье, то решение поставленной задачи вне поверхности S можно выразить через касательные составляющие электрического и магнитного векторов на поверхности S по формулам Стрэттона - Чу. Для получения интегрального уравнения удобно воспользоваться следующей формулой, дающей представление магнитного поля вне поверхности [2]:

$$\begin{aligned} \vec{H}(\mathbf{M}, \omega) = & \frac{1}{4\pi} \int_D \left[\vec{J}_0(\mathbf{Q}, \omega), \text{grad}_Q \frac{\exp(-ik(\omega)R_{MQ})}{R_{MQ}} \right] dv_Q + \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ \left[\text{grad}_P \frac{\exp(-ik(\omega)R_{MP})}{R_{MP}}, [\vec{n}_P, \vec{H}(\mathbf{P}, \omega)] \right] + \right. \\ & + i\omega \varepsilon [\vec{n}_P, \vec{E}(\mathbf{P}, \omega)] \frac{\exp(-ik(\omega)R_{MP})}{R_{MP}} - \\ & \left. - (\vec{n}_P, \vec{H}(\mathbf{P}, \omega)) \text{grad}_P \frac{\exp(-ik(\omega)R_{MP})}{R_{MP}} \right\} dS, \end{aligned} \quad (1)$$

где $k(\omega) = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$ – волновое число; R_{MP} , R_{MQ} – расстояния между точками \mathbf{M} и \mathbf{P} , \mathbf{M} и \mathbf{Q} соответственно; \vec{n}_P – внешняя к области S нормаль в точке \mathbf{P} .

Если ввести для поверхностного тока, наведенного на поверхности идеально проводящего тела, обозначение

$$\vec{J}(\mathbf{P}, \omega) = [\vec{n}_P, \vec{H}(\mathbf{P}, \omega)] \quad (2)$$

и устремить по нормали точку \mathbf{M} к точке \mathbf{P}_0 поверхности S , то, используя свойства потенциала двойного слоя, получим уравнение Фредгольма 2 рода для поверхностной плотности тока на идеально проводящей поверхности S

$$\begin{aligned} \vec{J}(\mathbf{P}_0, \omega) + \frac{1}{2\pi} \int_{S_1+S_2} \left(\frac{1}{R_{PP_0}^2} + \frac{j\mathbf{k}(\omega)}{R_{PP_0}} \right) [\vec{J}(\mathbf{P}, \omega), \vec{r}_{PP_0}] \times \\ \times \exp(-ik(\omega)R_{PP_0}) dS_P = 2 [\vec{n}_{P_0}, \vec{H}_0(\mathbf{P}, \omega)], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{где } \mathbf{R}_{PP_0} = \sqrt{x_P^2 - x_{P_0}^2 + y_P^2 - y_{P_0}^2 + z_P^2 - z_{P_0}^2} ;$$

$\vec{\Gamma}_{PP_0}$ – единичный вектор в направлении из точки \mathbf{P} в точку \mathbf{P}_0 .

Для реализации численного алгоритма при определении поверхностной плотности тока поверхность \mathbf{S} разбивается на \mathbf{N} ячеек. В пределах каждой ячейки, как это обычно делается в аналогичных случаях [2], будем считать плотность тока \mathbf{J} постоянной (в \mathbf{n} -ой ячейке $\vec{\mathbf{J}}$ имеет компоненты $\mathbf{J}_n^x, \mathbf{J}_n^y, \mathbf{J}_n^z$ в прямоугольной системе координат). Размеры ячеек составляют $0,1\lambda$ (λ – длина волны). Для учета краевых эффектов использовалось условие Майкснера [2]. Проведя дискретизацию (3) аналогично [2], сведем его к системе линейных алгебраических уравнений

$$\begin{cases} \mathbf{J}_l^x + \sum_{n=1}^{\mathbf{N}} (\mathbf{A}_{nl}^z \mathbf{J}_n^y - \mathbf{A}_{nl}^y \mathbf{J}_n^z) = \sum_{m=1}^{\mathbf{M}} \mathbf{J}_{0m}^x ; \\ \mathbf{J}_l^y + \sum_{n=1}^{\mathbf{N}} (\mathbf{A}_{nl}^x \mathbf{J}_n^z - \mathbf{A}_{nl}^z \mathbf{J}_n^x) = \sum_{m=1}^{\mathbf{M}} \mathbf{J}_{0m}^y ; \\ \mathbf{J}_l^z + \sum_{n=1}^{\mathbf{N}} (\mathbf{A}_{nl}^y \mathbf{J}_n^x - \mathbf{A}_{nl}^x \mathbf{J}_n^y) = \sum_{m=1}^{\mathbf{M}} \mathbf{J}_{0m}^z , \end{cases} \quad (4)$$

где $\mathbf{A}_{nl}^x, \mathbf{A}_{nl}^y, \mathbf{A}_{nl}^z$ – известные коэффициенты; $\mathbf{J}_{0m}^x, \mathbf{J}_{0m}^y, \mathbf{J}_{0m}^z$ – проекции поверхностной плотности тока \mathbf{m} -го источника; $l = \overline{1, \mathbf{N}}$, \mathbf{N} – количество ячеек поверхности ТЕМ – рупора; \mathbf{M} – количество сторонних источников.

По известному распределению токов на поверхности рупора поле в дальней зоне может быть найдено в соответствии с выражением (1).

Для оценки практической применимости описанной выше методики был проведен ряд расчетов. Программа расчета формы излученного импульса и диаграммы направленности реализована в пакете Fortran Powerstation (для вычисления интегралов использованы процедуры быстрого преобразования Фурье).

При проведении численных расчетов в качестве модели магнитного поля источников использовалась функция вида [3]

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{t}) = \mathbf{B}_0 \left(\frac{\mathbf{t}}{\mathbf{T}} \right)^{\mathbf{n}} \left[\mathbf{M}^{\mathbf{n}+1} \exp \left(-\frac{\mathbf{M}\mathbf{t}}{\mathbf{T}} \right) - \exp \left(-\frac{\mathbf{t}}{\mathbf{T}} \right) \right] \chi(\mathbf{t}), \quad (5)$$

где \mathbf{B}_0 – нормировочный множитель; $\chi(\mathbf{t})$ – ступенчатая функция Хевисайда.

На рис. 2 представлены пиковые диаграммы направленности (зависимость амплитуды от направления излучения) в плоскости **Е** и **Н** соответственно.

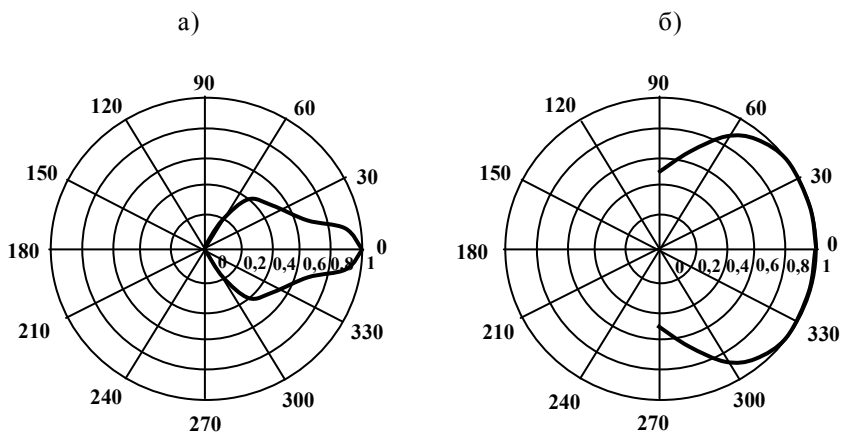


Рис.2. Зависимость амплитуды от направления излучения

Ширина диаграммы направленности по пиковой амплитуде по уровню **0,5** в плоскости **Е** составляет около 60° , а в плоскости **Н** – около 150° . Отличие пространственных распределений амплитуд в обеих плоскостях связано с различием электрических размеров антенны в этих плоскостях. Продольный размер антенны превышает пространственную длительность импульса, что обеспечивает излучение энергии преимущественно в продольном направлении ТЕМ - рупора, тем самым сужая диаграмму направленности в **Е** - плоскости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. – М.: Высшая школа, 1991. – 422 с.
2. Митра Р. Вычислительные методы в электродинамике. – М.: Мир, 1977. – 340 с.
3. Стадник А.М., Ермаков Г. В. // Радиотехника и электроника. – 1995. – Вып. 7. – С. 1009.