

УДК 621.396.6

© В. В. Шубников, 2015

## Методы восстановления амплитудно-фазового распределения в раскрыве при сферическом сканировании в ближней зоне

Представлены методы восстановления амплитудно-фазового распределения в раскрыве антенны с помощью перехода к плоским волнам исходя из асимптотического поведения функций Ханкеля на бесконечности и с помощью непосредственного расчёта составляющих вектора напряжённости в сферической системе координат и перевода в декартову на равномерной плоской сетке. Приведено их сравнение на данных вычислительных и натуральных экспериментов.

**Ключевые слова:** АФР раскрыва, сферическое сканирование, стенд ближнего поля.

Восстановление распределения поля в раскрыве важно для диагностики неисправностей и понимания причин отклонения реализуемой диаграммы направленности от расчетной как на этапе разработки, так и на этапе серийного выпуска продукции.

Рассмотрим метод восстановления с помощью перехода к плоским волнам исходя из асимптотического поведения функций Ханкеля [1], который связывает сферические компоненты поля со спектром плоских волн.

Сначала запишем поле в дальней зоне через спектр плоских волн  $A(k)$ :

$$E(r) = i \frac{2\pi}{r} k_z A(k) \exp(-ikr). \quad (1)$$

То же для компонент в декартовой системе координат:

$$A_x = \frac{E_x}{i \frac{2\pi}{r} k_z \exp(-ikr)}; \quad (2)$$

$$A_y = \frac{E_y}{i \frac{2\pi}{r} k_z \exp(-ikr)}. \quad (3)$$

Теперь перепишем, выразив декартовы компоненты поля через сферические:

$$A_x = \frac{\cos\theta \cos\varphi E_\theta - \sin\varphi E_\varphi}{i \frac{2\pi}{r} k_z \exp(-ikr)}; \quad (4)$$

$$A_y = \frac{\cos\theta \sin\varphi E_\theta + \cos\varphi E_\varphi}{i \frac{2\pi}{r} k_z \exp(-ikr)}. \quad (5)$$

В (4) и (5) компоненты спектра плоских волн связаны со сферическими компонентами электрического поля, однако в этих формулах остаётся зависимость от  $r$  и в знаменателе и в

числителе (см. (6), (7), причём в числителе подразумевается сферическая геометрия, а в знаменателе – декартова. Зависимость от  $r$  можно исключить, используя асимптотические приближения для  $E_\theta, E_\varphi$ .

Компоненты  $E_\theta, E_\varphi$  при сферическом сканировании выражаются следующим образом [2]:

$$E_\theta = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\sqrt{r} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)) b_{nm} \times \right. \\ \left. \times \frac{\partial}{\partial \vartheta} P_n^m(\cos \vartheta) + \frac{\mu\omega}{r} \sqrt{r} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr) a_{nm} \times \right. \\ \left. \times \frac{m}{\sin \vartheta} P_n^m(\cos \vartheta) \right) \exp(im\varphi); \quad (6)$$

$$E_\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\sqrt{r} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)) b_{nm} \times \right. \\ \left. \times i \frac{m}{\sin \vartheta} P_n^m(\cos \vartheta) + \frac{i\mu\omega}{r} \sqrt{r} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr) \times \right. \\ \left. \times a_{nm} \frac{\partial}{\partial \vartheta} P_n^m(\cos \vartheta) \right) \exp(im\varphi), \quad (7)$$

где  $a_{nm}, b_{nm}$  – спектр сферических волн;  $P_n^m$  – присоединённые полиномы Лежандра;

$H_{n+1/2}^{(2)}(kr)$  – функции Ханкеля второго рода полуцелого индекса.

Запишем асимптотическую формулу для функции Ханкеля, входящей в (6) и (7), при аргументе, стремящемся к бесконечности:

$$H_v^{(2)}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \exp[-i(x - \frac{\pi}{2}v - \frac{\pi}{4})] + O(x^{-3/2}), \quad (8)$$

где  $O(\cdot)$  – бесконечно малая функция.

Подставим (6) и (7) в (4) и (5) и выделим всю зависимость от  $r$  в отдельные дроби (левые части (9) и (10), которые в свою очередь после





применения (8) окажутся независимы от  $r$ :

$$\frac{1}{\sqrt{r}} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k}} \frac{e^{-i(n+1)\frac{\pi}{2}}}{2\pi i k_z \exp(-ikr)}; \quad (9)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\sqrt{r} H_{n+1/2}^{(2)}(kr)) \approx \sqrt{\frac{2k}{\pi}} \frac{e^{in\frac{\pi}{2}}}{2\pi i k_z \exp(-ikr)}. \quad (10)$$

Тригонометрические функции углов сферической системы полностью выражаются через волновое число  $k$  и его проекции  $k_x, k_y, k_z$ :

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \frac{k}{k_z}; \quad \sin \theta = \sqrt{k^2 - k_z^2}; \\ \cos \varphi &= \frac{k_x}{\sqrt{k^2 - k_z^2}}; \quad \sin \varphi = \frac{k_y}{\sqrt{k^2 - k_z^2}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Подставив (11) также в (4) и (5), получим связь спектра плоских волн со спектром сферических, который в свою очередь рассчитывается из значений поля, полученных при сферическом сканировании.

Искомое распределение в раскрыве связано со спектром плоских волн двумерным преобразованием Фурье.

Автором предлагается метод непосредственного расчёта составляющих вектора напряжённости в сферической системе координат и перевода в декартову на равномерной плоской сетке. Каждая интересующая точка рассматривается в отдельности, её координаты преобразуются из декартовых в сферические. В точке рассчитываются сферические компоненты поля и преобразуются в декартовы. Из-за стремления функции Ханкеля второго рода вблизи нуля к бесконечности невозможно рассчитать поле сразу в апертуре, а требуется вычислить его на плоскости, расположенной параллельно раскрыву на расстоянии  $\sim 3\lambda$ , и затем использовать аппарат плоских волн для пересчёта в раскрыв.

Результаты натурального эксперимента по измерению рупорной антенны и их сравнение с расчётом методом моментов представлены на рис. 1. Расчёты и построение графиков для этого и нижеследующего экспериментов выполнены в среде математического моделирования *MATLAB*.

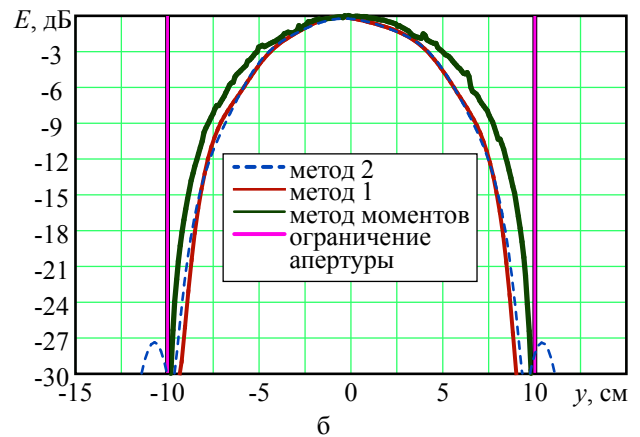
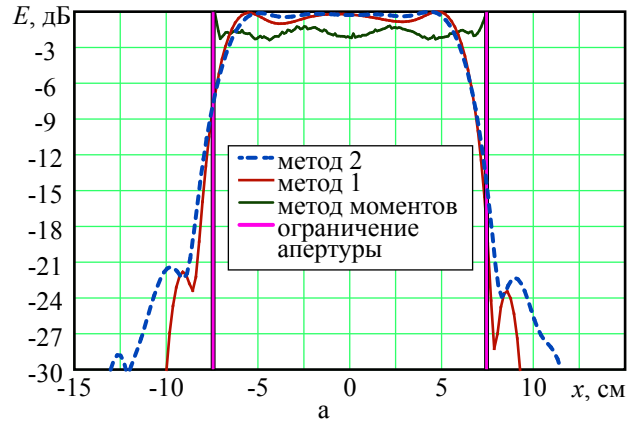


Рис. 1. Распределение в раскрыве рупора ( $f = 8,4$  ГГц): а -  $E$ -плоскость; б -  $H$ -плоскость

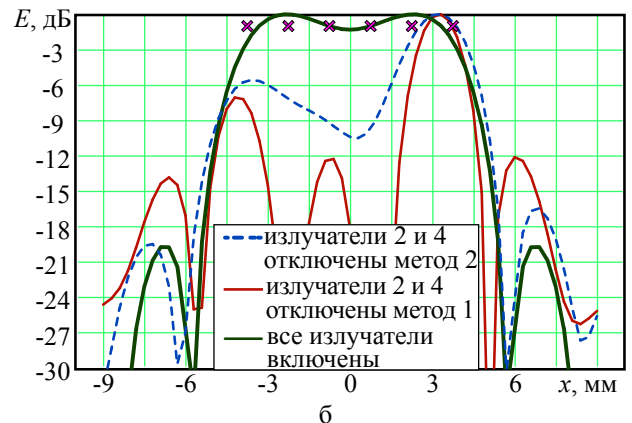
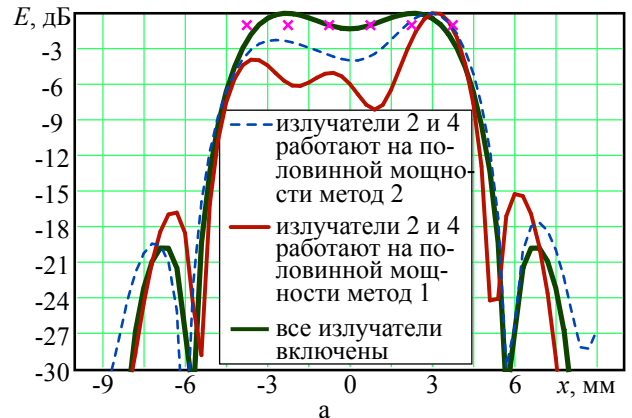


Рис. 2. Распределение амплитуды поля в раскрыве решётки: а - излучатели 2 и 4 на половинной мощности; б - излучатели 2 и 4 отключены

На рис. 2 представлены результаты численного эксперимента по определению амплитудно-фазового распределения плоской эквидистантной решётки с равномерным распределением при условии, что все излучатели работают, а также при условии уменьшения амплитуды излучателей 2 и 4, кривая при всех включённых излучателях получена методом 1.

Натурные эксперименты показали возможность восстанавливать кросс-поляризацию с максимумом на уровне порядка  $-25$  дБ от основной и в динамике до 20 дБ.

По имеющимся данным можно сделать выводы, что первый метод дает лучшее разрешение, но худшую локализацию поля в апер-

туре при сильно меняющемся распределении амплитуды. Однако сильное расхождение результатов двух методов требует дальнейших исследований.

#### Список литературы

1. *Кирпанев А. В., Лавров В. Я.* Электромагнитное поле: Теория идентификации и её применение. Учеб. пособие. М.: Вузовская книга, 2002. 208 с.
2. *Hansen J. E.* Spherical Near-Field Antenna Measurements. London: Peter Peregrinus, 1988 876 p.

Поступила 03.06.15

---

**Шубников Виктор Васильевич** – инженер второй категории АО «ВНИИРА», г. Санкт-Петербург.  
Область научных интересов: методы измерения характеристик антенн в ближней зоне для сферической, цилиндрической и планарной поверхностей сканирования, методы настройки антенных решёток, параллельные вычисления.

