

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ АНТЕНН ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Коэффициент направленного действия (КНД) является одним из основных параметров антенн, характеризующих в интегральном смысле направленные свойства излучающих систем. Поэтому экспериментальное получение КНД антенн представляет существенный интерес.

КНД определяется только формой ДН антенны и может быть найден по формуле

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi f^2(\theta, \varphi)}{\iint_{\Omega^*} f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}, \quad (1)$$

где  $f^2(\theta, \varphi)$  — диаграмма направленности антенны по мощности;  $(\theta, \varphi)$  — углы сферической системы координат;  $\Omega^*$  — область видимых углов.

Как следует из соотношения (1), исходной информацией для расчета КНД являются полученные в результате обработки измерений ближнего поля значения пространственной ДН по мощности  $f^2(\theta, \varphi)$ .

При расчете КНД по общему выражению (1) не учитываются особенности методов измерений ближнего поля и методов обработки. В связи с этим целесообразно разработать такую процедуру определения КНД, которая бы органично вписывалась в алгоритм измерений ближнего поля и алгоритм обработки.

Для случая измерений ближнего поля на плоскости в работе [1] предложены эффективные методы расчета  $D(\theta, \varphi)$  по полученным на равномерной сетке обобщенных угловых координат значениям  $f^2(\psi_1, \psi_2)^*$ .

\* Аналогичные результаты могут быть получены и для случая измерения ближнего поля на цилиндрической поверхности.

Реализация соотношения (1) или предложенных в работе [1] алгоритмов требует предварительного восстановления пространственной ДН. В ряде случаев для уменьшения времени обработки целесообразно применять упрощенные алгоритмы расчета ДН в отдельных сечениях или в некоторой ограниченной области телесных углов. Для плоскости это метод «эквивалентных линий» [2], для цилиндрической поверхности — метод «сжатия» информации [3]. Поскольку пространственная ДН при этом не рассчитывается, вычисление КНД возможно лишь по измеренному массиву значений ближнего поля.

Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Воспользуемся следующим определением КНД

$$D = \frac{S(\theta, \varphi)}{\frac{1}{4\pi r_0^2} P_{\Sigma}}, \quad (2)$$

где  $P_{\Sigma}$  — излучаемая исследуемой антенной мощность;  $S(\theta, \varphi)$  — плотность потока мощности, возбуждаемая этой антенной на расстоянии  $r_0$  в направлении  $(\theta, \varphi)$ .

Величина  $S(\theta, \varphi)$ , стоящая в числителе (2), пропорциональна вычисляемой в отдельных сечениях ДН антенны по мощности и может быть найдена по известным алгоритмам [3]. Сложность представляет расчет мощности излучения антенны  $P_{\Sigma}$  по измеренным в ближней зоне значениям тангенциальных составляющих векторов поля на поверхности измерения  $S$ .

Наиболее просто рассчитать КНД для плоской поверхности измерений. В этом случае, если в области измерений отличие поверхности фронта волны от плоской невелико и электрический вектор ориентирован одинаково, КНД антенны находят по формуле [4]

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int_S \vec{A}(x, y) e^{-ikr(x, y)} \vec{i}_P dS \right|^2 \left/ \int_S |A(x, y)|^2 dS \right. \quad (3)$$

Здесь числитель пропорционален ДН антенны и получается в результате расчета ДН антенны РЛС в отдельных сечениях, а интеграл в знаменателе пропорционален излучаемой мощности. Вычисление КНД по (3) удобно с точки зрения практической реализации, так как предполагает простую обработку измеренных массивов  $A_{(M, N)}$  для получения отдельных сечений ДН и текущее суммирование квадратов амплитуд измеренных значений поля для определения излучаемой мощности. При этом суммирование ведется по области измерений  $S$ . Возможны методы специального суммирования результатов измерений [5].

В общем случае расчет мощности излучения антенны  $P_{\Sigma}$  по измеренным значениям тангенциальных составляющих вектора напряженности электрического поля  $E_s$  на поверхности измерений  $S$  сложен.

При измерении ближнего поля антенн, расчете ДН и определении КНД типичной является ситуация исследования остронаправленных антенн, когда размеры и радиус кривизны поверхности измерений  $S$  и радиус кривизны фазового фронта исследуемого поля значительно превышают длину волны. При этом могут быть использованы приближенные методы расчета, основанные на соотношениях физической оптики.

Излучаемую мощность  $P_2$  найдем как поток вектора Пойнтинга  $\vec{\Pi}$  через поверхность измерений  $S$ . Для расчета  $\vec{\Pi}$  необходимо по измерениям  $\vec{E}_s$  определить  $\vec{H}_s$  и найти ориентацию вектора

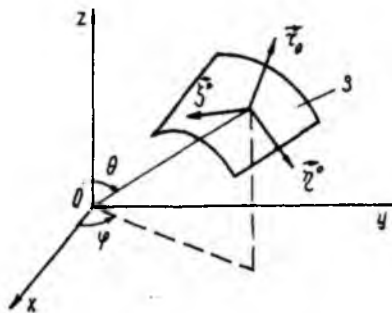


Рис. 1

Пойнтинга  $\delta^0$  в каждой точке на  $S$ . Электромагнитное поле в пространстве, определяемое измеренными тангенциальными составляющими  $\vec{E}_s$ , совпадает с полем магнитных токов  $\vec{J}^M$  на замкнутой идеально проводящей поверхности  $S$ , если плотность магнитных токов определяется выражением

$$\vec{J}_M = [\vec{n} \times \vec{E}_s], \quad (4)$$

где  $\vec{n}$  — внутренняя нормаль к  $S$ .

Введем систему координат  $(\xi, \eta, \tau)$  на поверхности измерений, причем  $\xi^0, \eta^0$  — орты трехмерного ортогонального базиса, лежащие в касательной плоскости к  $S$  (рис. 1),  $\tau^0$  определяет направление внешней нормали.

В системе координат, связанной с поверхностью измерений (рис. 1), составляющие вектора  $\vec{J}^M$  равны

$$E_\xi = -J_\eta^M; \quad E_\eta = J_\xi^M. \quad (5)$$

Измерение тангенциальных составляющих вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}_s$  в соответствии с (5) эквивалентно заданию на  $S$  распределения магнитных токов \*

$$\vec{J}_M(\xi, \eta) = (J_\xi^M \tau^0 + J_\eta^M \eta^0) e^{i\Phi_0(\xi, \eta)}, \quad (6)$$

где  $\Phi_0(\xi, \eta) = k\psi_0(\xi, \eta)$  — фазовое распределение магнитных токов на  $S$ .

\* Запись магнитных токов  $\vec{J}^M(\xi, \eta)$  в виде (6) предполагает, что поле  $E_s$  на  $S$  имеет линейную поляризацию.

Измерения амплитудных составляющих поля  $E_\xi, E_\eta$  и фазового распределения  $\Phi_0$  на  $S$  позволяют определить вектор  $\vec{\sigma}^0$  [6]

$$\vec{\sigma}^0 = -\alpha \vec{z}^0 - \beta \vec{\eta}^0 + \gamma \vec{\tau}^0,$$

$$\alpha = \frac{d\psi_0}{d\xi}; \quad \beta = \frac{d\psi_0}{d\eta}; \quad \gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}.$$

Для составляющих вектора напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ , который связан на поверхности  $S$  с  $E$  соотношением  $\vec{H} = -[E \times \vec{\sigma}^0]/Z_0$ , можно получить выражения [6]

$$\begin{aligned} H_\xi &= -\{J_\xi^M [1 - \alpha^2] - J_\eta^M \alpha \beta\} / (Z_0 \gamma); \\ H_\eta &= -\{J_\eta^M [1 - \beta^2] - J_\xi^M \alpha \beta\} / (Z_0 \gamma); \\ H_\tau &= -\{J_\eta^M \beta + J_\xi^M \alpha\} / Z_0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $Z_0$  — волновое сопротивление свободного пространства.

Мощность излучения  $P_z$  найдем по соотношению

$$P_z = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S [\vec{E} \times \vec{H}^*] d\vec{S} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S [E_\xi H_\eta^* - E_\eta H_\xi^*] dS. \quad (8)$$

Подставляя в (8) выражения для составляющих  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , получаем

$$P_z = \frac{1}{2} \int_S \frac{J_\xi^{M^2} + J_\eta^{M^2} - (J_\eta^M \beta + J_\xi^M \alpha)^2}{Z_0 \gamma} dS. \quad (9)$$

Соотношение (9) используется при расчете КНД по (2).

Рассмотрим наиболее важный для практики случай определения КНД по измерениям поля на цилиндрической поверхности.

Роль базисных векторов  $\vec{\xi}^0, \vec{\eta}^0, \vec{\tau}^0$  локальной системы координат

$\xi, \eta, \tau$  играют орты  $\vec{z}^0, \vec{\varphi}^0, \vec{\tau}^0$  цилиндрической системы координат. Пусть на цилиндрической поверхности радиуса  $R$  измерена ф-я составляющая электрического поля  $\dot{E}_\varphi$ . Тогда в соответствии с (9) и (5) излучаемую мощность  $P_z$  находят по выражению

$$P_z = \frac{1}{2Z_0} \int_S \frac{|E_\varphi(z, \varphi)|^2 \left[ 1 - \frac{1}{k^2} \left( \frac{d\Phi(z, \varphi)}{Rd\varphi} \right)^2 \right]}{\left[ 1 - \frac{1}{k^2} \left( \frac{d\Phi(z, \varphi)}{dz} \right)^2 - \frac{1}{k^2} \left( \frac{d\Phi(z, \varphi)}{Rd\varphi} \right)^2 \right]^{1/2}} dS. \quad (10)$$

Поскольку АФР измеряется в отдельных точках с шагом  $\Delta z$  и  $\Delta \varphi$  по координатам  $z$  и  $\varphi$ , вместо (10) используют его дискретный аналог

$$P_z = \frac{\Delta z R \Delta \varphi}{2Z_0} \sum_{p,t} |E_{p,t}^z|^2 (1 - a_{p,t}^2)(1 - a_{p,t}^2 - b_{p,t}^2)^{-1/2}, \quad (11)$$

где

$$E_{p,t} = E_{\varphi}(p\Delta z, t\Delta\varphi); \quad a_{p,t} = \left. \frac{d\Phi(z, \varphi)}{kRd\varphi} \right|_{\substack{z=p\Delta z \\ \varphi=t\Delta\varphi}}$$

$b_{p,t} = \left. \frac{d\Phi(z, \varphi)}{kdz} \right|$  — значение амплитуды составляющей  $E_{\varphi}$  и градиенты фазы  $\Phi$  в точках  $z_p = p\Delta z$ ,  $\varphi_t = t\Delta\varphi$  на поверхности измерений.

Значения  $E_{p,t}$  и  $P_{p,t}$  получают непосредственно в процессе измерений, градиенты  $a_{p,t}$  и  $b_{p,t}$  рассчитывают по массивам значений  $E_{p,t}$ ,  $\Phi_{p,t}$ .

Основной задачей при расчете КНД является вычисление значений  $a_{p,t}$ ,  $b_{p,t}$ . Трудности здесь обусловлены тем, что в интересах уменьшения времени измерений и обработки шаги измерений  $\Delta z$  и  $\Delta\varphi$  стремятся выбрать как можно большими, т. е. при измерении по азимуту  $\Delta\varphi \leq \frac{\lambda}{L}$  [7], при измерении по координате  $z$  имеем

$$\Delta z \leq \frac{\lambda}{2 \sin \theta_B}, \quad (12)$$

где  $Q_B$  — сектор восстановления ДН [2]. При этом оказывается, что шаг по  $\varphi$  позволяет вычислить градиент  $a_{p,t}$  достаточно точно по отсчетам  $\Phi_{p,t}$ , а для определения  $b_{p,t}$  шаг  $\Delta z$  в большинстве случаев необходимо существенно уменьшить по сравнению с требуемым по соотношению (12). Последнее недопустимо из-за чрезмерного роста времени измерений. Можно воспользоваться тем обстоятельством, что в прожекторном луче распределение поля повторяет АФР в раскрыве антенны. Это позволяет при вычислении градиента  $b_{p,t}$  учесть априорную информацию и считать, что

$$\frac{d\Phi}{dz} = k \sin \theta_M, \quad (13)$$

где  $\theta_M$  — направление главного максимума по координате  $\theta$ . Соотношением (13) можно пользоваться в пределах значений  $z$ , соответствующих проекции антенны на поверхность измерений (рис. 2). Вне этих пределов будем считать, что градиент  $b_{p,t}$  определяется фазой поля, приходящего из точек апертуры А (для положительных значений  $z$ ) и В (для отрицательных значений  $z$ ). Иначе говоря, антенна заменяется точечными излучателями, находящимися в точках А и В.

Такой упрощенный алгоритм расчета  $b_{p,t}$  был опробован при проведении численных оценок КНД плоской антенной решетки, излучающими элементами которой являются элементарные вибраторы.

Расчеты показали, что излучаемая мощность  $\bar{F}_z$ , найденная таким путем, отличается от истинной не более чем на 3...5%. Более того, даже если фаза возбуждения токов излучателей случайна (в пренебрежении взаимными связями излучаемая мощность в этом случае не меняется), расчет по приведенному алгоритму

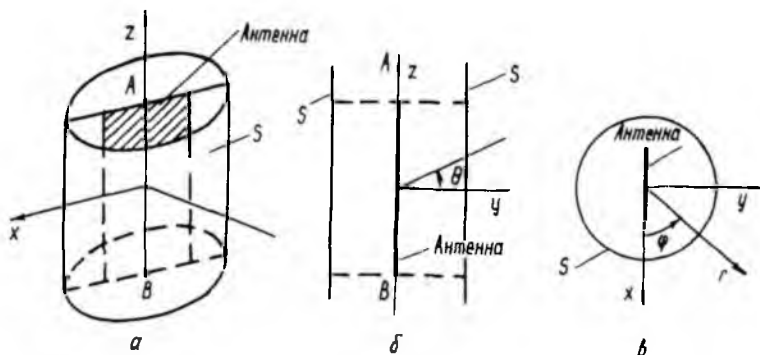


Рис. 2

дает ошибку, не превосходящую 8%. Отмеченное позволяет один и тот же алгоритм использовать при вычислении мощности, излучаемой антенной в переднее и заднее полупространство.

Весьма удобным является способ оценки угла  $\theta_m$ , соответствующего направлению главного максимума по измерениям одного вертикального столбца значений АФР ближнего поля и вычислению ДН измеренного распределения. Несмотря на то что оценка  $\theta_m$  может оказаться грубой, ошибка в расчете излучаемой мощности  $P_z$  будет незначительной. Как отмечено, например, в работе [4], допуская ошибку в определении положения нормали к фронту волны в раскрыве равную  $\Delta\theta$ , допускаем погрешность в вычислении  $P_z$  не более, чем  $\frac{P}{P_z} \approx \frac{\Delta\theta^2}{2}$ . Так, если  $\Delta\theta \approx \frac{2\pi}{30}$ , то  $\frac{\Delta P}{P_z} \approx 2\%$ .

Таким образом, определение КНД можно выполнить в два этапа. На первом провести экспресс-обработку и получить информацию о положении максимума ДН, а далее использовать эту информацию для оценки КНД антенны в полном цикле измерений по соотношению (11) с учетом (13).

Отметим еще один момент, который следует иметь в виду при практической реализации алгоритма (11). Дело в том, что при непосредственном измерении значения фазы лежат в интервале  $0 \dots 2\pi$ . При переходе фазы поля через нулевое значение даже при «частых» отсчетах  $\Phi(z, t)$  градиент  $a_{p,t}$  может быть вычислен с большими ошибками. Для исключения этих ошибок целесообразно  $a_{p,t}$  вычислять по формуле

$$a_{p,t}^2 = (\Phi')^2 = \frac{(R')^2 + (I')^2 - (E'_{p,t})^2}{E}$$

где  $E_{p,t}$ ,  $E'_{p,t}$  — амплитуда ближнего поля и ее производная;  $R'$ ,  $I'$  — производные реальных и мнимых частей ближнего поля в рассматриваемых точках.

Таким образом, нами рассмотрен метод определения КНД по измерениям ближнего поля на цилиндрической поверхности и указаны эффективные способы его практической реализации.

**Список литературы:** 1. Усин В. А., Кириллов С. В., Шведова Н. А. Оценка КНД антенны по измерениям диаграммы направленности апертурно-зондовым методом//Радиотехника. 1981. Вып. 59. С. 89—92. 2. Геруни П. М., Арутюнян Дж. С. Радиоголография и современные методы антенных измерений//Радио и акустическая голография. Л., 1976. С. 85—98. 3. Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне//Л. Д. Бахрах, С. Д. Кременецкий, А. П. Курочкин и др. Л., 1985. 272 с. 4. Шубарин Ю. В. Антенны сверхвысоких частот. Х., 1980. 284 с. 5. Бова Н. Т., Берегов А. С. К определению КНД антенны по измерениям поля в раскрыве//Вестн. Киев. политехн. ин-та Радиотехника. 1979. № 16. С. 5—6. 6. Воскресенский Д. И., Пономарев Л. И., Филиппов В. С. Выпуклые сканирующие антенны (основы теории и методы расчета). М., 1978. 304 с. 7. Усин В. А., Шведова Н. А. О требуемой дискретности измерений ближнего поля антенн на цилиндрической поверхности//Радиотехника. 1983. Вып. 68. С. 91—95.

Поступила в редакцию 11.07.89