

## СРЕДНЯЯ ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ПО МОЩНОСТИ КРУГЛОЙ АПЕРТУРЫ ПРИ НАЛИЧИИ ФЛУКТУАЦИЙ ФАЗЫ

Одной из характерных особенностей современных радиотехнических систем различного назначения является увеличение размеров и сложности используемых в них излучающих систем (ИС). Это в первую очередь относится к системам спутниковой и космической связи, радиоастрономии, радиолокации. С увеличением размеров ИС, усложнением их конструкции существенно возрастает роль различных факторов, порождающих флуктуации распределения источников в ИС. Флуктуации приводят к усилению разброса характеристик, препятствуют улучшению качества ИС и ограничивают ее потенциальные возможности. Реальным условием, в которых работают ИС, наиболее адекватен подход к оценке их характеристик, базирующийся на статистической теории антенн. Основы последней изложены в монографии [1], в которой рассмотрены статистические характеристики преимущественно линейных ИС. В меньшей степени изучены апертурные ИС, в частности антенны с круглой апертурой [2].

**Основные соотношения.** Предположим, что антенна с круглой апертурой имеет радиус  $R$  и центр ее апертуры лежит в начале цилиндрической системы координат  $\rho, \varphi, z$ .

Напряженность электрического поля, создаваемого апертурой в точке  $P(\rho, \varphi, z)$  при наличии флуктуаций поля возбуждения, определяется соотношением [3]

$$\vec{E}(P) = V_0 \int_S \vec{E}_0(Q) e^{i\Phi(\rho_1, \varphi_1)} e^{ik \frac{\rho_1 \rho}{r} \cos(\varphi - \varphi_1)} \rho_1 d\rho_1 d\varphi_1. \quad (1)$$

Здесь  $\vec{E}(P)$  — напряженность электрического поля в точке наблюдения;

$V_0 = \frac{ik}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} (1 + \cos\theta)$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве;  $S$  — площадь апертуры;  $\vec{E}_0(Q)$  — напряженность поля на апертуре в отсутствие ошибок;  $\Phi(\rho_1, \varphi_1)$  — случайная функция, описывающая флуктуации его фазы.

Используя безразмерную радиальную координату  $u = \rho_1/R$  и обобщенный угол  $\psi = kR \sin \theta$ , выражение для среднего значения квадрата напряженности поля запишем следующим образом:

$$\overline{E^2(\psi)} = \frac{(1 + \cos \theta)^2}{16\pi^2} \iint_s E_0(Q) E_0^*(Q') \overline{\exp \{i[\Phi(u, \varphi_1) - \Phi(u', \varphi'_1)]\}} \times \exp \{i\psi [u \cos(\varphi - \varphi_1) - u' \cos(\varphi - \varphi'_1)]\} ds ds', \quad (2)$$

где надстрочная черта — знак усреднения,  $ds = u du d\varphi_1$ .

Будем считать, что поле возбуждения аксиально симметрично и линейно поляризовано, в отсутствие флуктуаций оно имеет постоянную фазу равную нулю; амплитудное распределение равномерно —  $E_0(Q) = 1$ ;  $\Phi(u, \varphi_1)$  — однородная случайная функция с нормальным законом распределения, нулевым средним значением и дисперсией  $\alpha = \sigma^2 = \text{const}$ .

Коэффициент корреляции примем в гауссовой форме:

$$r_\Phi = \exp \left\{ - \left[ \frac{u^2 + u'^2 - 2uu' \cos(\varphi_1 - \varphi'_1)}{c^2} \right] \right\}.$$

Здесь  $c$  — радиус корреляции в относительных единицах, связанный с радиусом корреляции в абсолютных единицах  $\rho_0$  соотношением  $c = \rho_0/R$ .

Тогда для среднего квадрата поля получим

$$\overline{E^2(\psi)} = \frac{1}{16} \left[ 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{\psi}{kR} \right)^2} \right]^2 F_{\text{ср}}^2(\psi), \quad (3)$$

где

$$F_{\text{ср}}^2(\psi) = e^{-\alpha} \left\{ \left[ \frac{2}{\psi} J_1(\psi) \right]^2 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n!} W_n(c, \psi) \right\}; \quad (4)$$

$$W_n(c, \psi) = 4 \int_0^1 \int_0^1 \exp \left[ - \frac{u_1^2 + y^2}{c^2} \right] \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_{0s}) I_s \left( 2 \frac{u_1 y}{c^2} n \right) \times J_s(u_1 \psi) J_s(y \psi) u_1 y du_1 dy. \quad (5)$$

В формулах (4), (5),  $J_n(x)$  — функции Бесселя первого рода,  $I_n(x)$  — модифицированная функция Бесселя  $n$ -го порядка.

Выражение в квадратных скобках в (3) описывает направленные свойства элементарного участка и в достаточно большой области значений  $\Psi$  мало отличается от (2), особенно для апертур с большими размерами. Поэтому в дальнейшем будем считать, что средняя диаграмма направленности (ДН) по мощности полностью определяется функцией  $F_{cp}^2(\psi)$ .

Для величины, выражающей среднюю ДН в направлении главного максимума излучения, после проведения интегрирования получим

$$F_{cp}^2(0) = e^{-\alpha} \left\{ 1 + c^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n!n} \left[ 1 - e^{-\frac{2n}{c^2}} \left[ I_0\left(\frac{2n}{c^2}\right) + I_1\left(\frac{2n}{c^2}\right) \right] \right] \right\}. \quad (6)$$

Из (4) следует, что если разложить  $e^{-\alpha}$  в ряд, то средняя ДН по мощности круглой апертуры может быть представлена в виде суммы двух слагаемых: первое слагаемое является ДН по мощности в отсутствие флуктуаций, второе — описывает искажение углового распределения мощности излучения, обусловленное наличием последних.

При малых флуктуациях ( $\alpha \ll 1$ ) можно ограничиться членами первого порядка малости по  $\alpha$ , и тогда выражение для средней ДН существенно упростится:

$$F_{cp}^2(\psi) = (1 - \alpha)F_0^2(\psi) + \alpha W_1(c, \psi), \quad (7)$$

где  $F_0^2(\psi) = [2J_1(\psi)/\psi]^2$  — нормированная ДН по мощности круглой апертуры в отсутствие флуктуаций

Рассчитанные по приведенным формулам нормированные средние ДН показаны на рис. 1, 2 для  $\alpha = 1$  и  $c_0 = 0,5$  соответственно. На рис. 3 представлены зависимости средней мощности, излучаемой в направлении главного максимума, от дисперсии  $\alpha$  при различных значениях радиуса корреляции  $c_0$ .

Выявлены следующие общие закономерности изменения ДН в зависимости от параметров флуктуаций  $\alpha$  и  $c$ :

1. При любых радиусах корреляции увеличение дисперсии флуктуаций приводит к расширению главного лепестка, росту боковых лепестков, заполнению нулей (т.е. сглаживанию ДН) и снижению уровня средней мощности, излучаемой в направлении главного максимума.

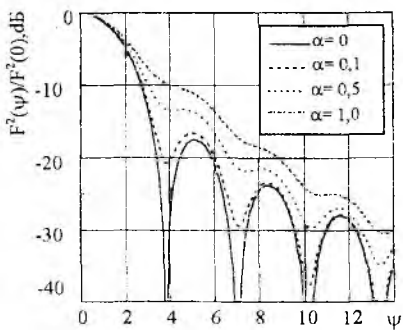


Рис. 1

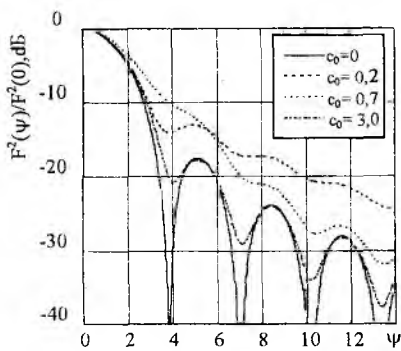


Рис. 2

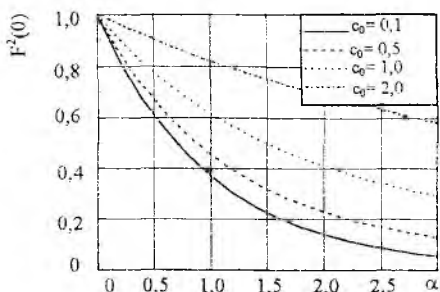


Рис. 3

2. С ростом радиуса корреляции до некоторого значения указанные эффекты проявляются все более ярко, а затем ослабевают, и при  $c \rightarrow \infty$  средняя ДН приближается к диаграмме в отсутствие флуктуаций. Средняя мощность, излучаемая в направлении главного максимума, монотонно убывает.

Как и следовало ожидать, эти закономерности качественно такие же, как для линейных антенн [1].

Однако приведенные ниже результаты изучения влияния флуктуаций на основные параметры, характеризующие среднюю ДН (ее ширину и уровень боковых лепестков), показали, что функциональные зависимости указанных величин от параметров флуктуаций  $\alpha$  и  $c$  могут заметно отличаться от имеющих место для линейных антенн.

**Ширина средней диаграммы направленности.** В общем случае полуширина средней ДН на уровне 0,5 по мощности —  $\psi_{0,5}$  определяется из уравнения

$$F_{\text{нор}}^2(\psi) = F_{\text{ср}}^2(\psi) / F_{\text{ср}}^2(0) = 0,5,$$

точное аналитическое решение которого невозможно. Здесь  $F_{\text{нор}}^2(\psi)$  — нормированная средняя ДН по мощности.

В отсутствие флуктуаций его решение, найденное численно с точностью до четырех знаков после запятой, составляет  $\psi_{0,5}^{(0)} = 1,6163$ . Тогда ширина  $2\psi_{0,5}^{(0)} = 3,2327$ .

При наличии малых флуктуаций можно получить приближенные аналитические выражения для  $\psi_{0,5}$ , если предположить, что при  $\alpha \ll 1$  полуширина средней ДН  $\psi_{0,5} = \psi_{0,5}^{(0)} + \Delta\psi$  будет мало отличаться от  $\psi_{0,5}^{(0)}$ , определенной выше, т.е.  $(\Delta\psi / \psi_{0,5}^{(0)}) \ll 1$ . Тогда, взяв ряд Тейлора для  $F_{\text{пор}}^2(\psi)$  с погрешностью до величин первого порядка малости по  $\Delta\psi$  и приравняв правую часть к 0,5, запишем:

$$\Delta\psi = \frac{0,5 - F_{\text{пор}}^2(\psi_{0,5}^{(0)})}{F_{\text{пор}}^2{}'(\psi_{0,5}^{(0)})}, \quad (8)$$

где штрих означает производную по  $\psi$ .

Учитывая симметрию средней ДН, а также выражение (7), с погрешностью до членов первого порядка малости по  $\alpha$  имеем для относительной ширины ДН

$$\frac{2\psi_{0,5}}{2\psi_{0,5}^{(0)}} = 1 + \alpha \frac{2W_{\infty}^{(1)}(c, \psi_{0,5}^{(0)}) - W_{\infty}^{(1)}(c, 0)}{4\sqrt{2}J_2(\psi_{0,5}^{(0)})}. \quad (9)$$

Из (9) видно, что расширение главного лепестка средней диаграммы пропорционально дисперсии и, кроме того, зависит от радиуса корреляции. Эту зависимость можно найти в аналитическом виде для малых ( $c \ll 1$ ) и больших ( $c \gg 1$ ) радиусов корреляции.

Рассмотрим вначале случай, когда  $c \ll 1$ . Предположим, что  $c \rightarrow 0$  и  $\exp\left[-(u^2 + y^2)/c^2\right]$  представляет собой «размазанную»  $\delta$ -функцию, умноженную на  $c\sqrt{\pi}$ . Выразив  $I_s(2u_1y/c^2)$  в виде асимптотического разложения при больших значениях аргумента, можно найти, с погрешностью до членов второго порядка малости по  $c$ , что

$$W_1(c, \psi) = c^2. \quad (10)$$

Тогда при  $\alpha \ll 1$  и  $c \ll 1$  из (9) получим

$$\frac{2\psi_{0,5}}{2\psi_{0,5}^{(0)}} = 1 + \alpha c^2 \frac{1}{4\sqrt{2}J_2(\psi_{0,5}^{(0)})} = 1 + 0,6772\alpha c^2. \quad (11)$$

Видно, что при малых  $\alpha$  и  $c$  расширение средней ДН с ростом дисперсии и радиуса корреляции увеличивается пропорционально  $\alpha$  и  $c^2$  соответственно. Отметим, что согласно [1] расширение средней ДН для линейных антенн пропорционально первой степени радиуса корреляции  $2\Delta\psi/2\psi_{0,5}^{(0)} = 0,59\alpha c^2$ , а для квадратной апертуры  $2\Delta\psi/2\psi_{0,5}^{(0)} = 0,52\alpha c^2$ .

При  $c \gg 1$ , разложив в (5)  $\exp\left[-(u_1^2 + y^2)/c^2\right]$  и  $\exp\left[-(u_1^2 + y^2)/c^2\right]$  в степенные ряды и оставив члены не выше второго порядка малости по  $c^{-1}$ , найдем:

$$\frac{2\psi_{0,5}}{2\psi_{0,5}^{(0)}} = 1 + \alpha \frac{1}{c^2} \frac{\sqrt{2}J_2(\psi_{0,5}^{(0)})}{\psi_{0,5}^{(0)2}} \left[ 1 + \frac{J_1(\psi_{0,5}^{(0)})J_3(\psi_{0,5}^{(0)})}{3J_2^2(\psi_{0,5}^{(0)})} \right] = 1 + \alpha \frac{1}{c^2} 0,3415. \quad (12)$$

При  $c \rightarrow \infty$  величина  $\Delta\psi \rightarrow 0$  пропорционально  $c^{-2}$ , как и в случае использования линейных антенн. Для квадратной апертуры и линейной антенны коэффициент при  $\alpha c^{-2}$  равен 0,52 [1]. Большее расширение средней ДН круглой апертуры по сравнению с квадратной при  $c \ll 1$  и меньшее при  $c \gg 1$  объясняется тем, что значение слагаемого, которое определяет добавку к  $F_0^2(\psi)$  в выражении для  $F_{\text{пор}}^2(\psi)$ , обусловленную флуктуациями, при  $c^{-1}$  у круглой апертуры в окрестности точки  $\psi_{0,5}^{(0)} = 1,6163$  больше, чем у квадратной в окрестности  $\psi_{0,5}^{(0)} = 1,39$ , а при  $c \gg 1$  — наоборот. Расчеты показали, что удельное относительное расширения (относительное расширение  $2\Delta\psi/2\psi_{0,5}^{(0)}$ , деленное на  $\alpha$ )  $2\Delta\psi/(\alpha 2\psi_{0,5}^{(0)})$  при  $\alpha < 1$  для всех  $c$  незначительно зависит от дисперсии. В интервале  $c = 0,1 \dots 2,5$  зависимость  $2\Delta\psi/(\alpha 2\psi_{0,5}^{(0)})$  от  $c$  вполне удовлетворительно аппроксимируется выражением

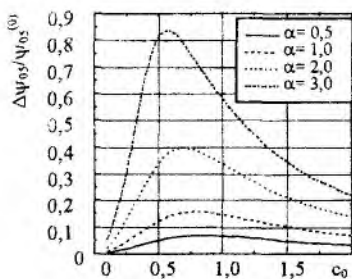


Рис. 4

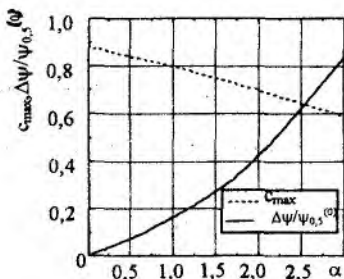


Рис. 5

$$\frac{2\Delta\psi}{2\psi_{0,5}^{(0)}} = \alpha c^2 (0,6772 - 0,575c + 0,18c^2) \exp(-0,7c^2). \quad (13)$$

Изменение относительного расширения средней ДН как функции радиуса корреляции для ряда значений  $\alpha$  отражено на рис. 4. Сравнение с результатами, полученными с помощью (13), показало, что формула (13) может быть использована для расчета ширины средней ДН до  $\alpha \approx 1$ . Погрешность при этом не превышает 3% при  $c \leq 2,5$ .

Расширение средней ДН как функция радиуса корреляции имеет явно выраженный максимум (см. рис. 4). С увеличением  $\alpha$  значение  $c = c_{\max}$ , при котором достигается максимум, уменьшается (рис. 5, штриховая кривая).

Максимальное относительное расширение средней ДН с увеличением дисперсии возрастает (рис. 5, сплошная кривая). При  $\alpha \leq 1$  максимальное относительное расширение средней ДН можно приближенно оценить с помощью формулы

$$\left(2\Delta\psi_{\max} / 2\Delta\psi_{0,5}^{(0)}\right) \approx 0,18 \alpha. \quad (14)$$

Получаемые значения максимального расширения несколько меньше значений для линейных антенн [1].

**Экстремумы средней диаграммы направленности.** При определении значений и положения экстремумов средней ДН ограничимся случаем малых флуктуаций и будем исходить из того, что положения максимумов  $F_{\text{cp}}^2(\psi)$  незначительно смещены относительно положения максимумов, а положения минимумов  $F_{\text{cp}}^2(\psi)$  — относительно положения нулей ДН

$F_0^2(\psi)$  в отсутствие ошибок. Координаты экстремумов  $\psi_{\text{ext}}$  удовлетворяют уравнению  $\frac{d}{d\psi} F_{\text{cp}}^2(\psi) = 0$ . Будем считать, что  $\psi_{\text{ext},k} = \psi_{1,2}^{(k)} + \Delta\psi_{\text{ext},k}$ , где  $k$  — номер экстремума;  $\psi_1^{(k)}$  и  $\psi_2^{(k)}$  — координаты  $k$ -го нуля и максимума функции  $F_0^2(\psi)$  соответственно (можно показать, что  $\psi_1^{(k)}$  — корни  $J_2(\psi)$ , а  $\psi_2^{(k)}$  — корни  $J_1(\psi)$ ). Разложив  $[F_{\text{cp}}^2(\psi)]$  в ряд Тейлора в окрестностях точек  $\psi_1^{(k)}$ ,  $\psi_2^{(k)}$  и ограничившись членами первого порядка малости по  $\Delta\psi_{\text{ext}}$ , с учетом того, что при  $\alpha \ll 1$  средняя ДН может быть записана как  $F_{\text{cp}}^2(\psi) = f_0(\psi) + \alpha f_1(\psi)$ , получим для координат экстремумов

$$\psi_{\text{min},k} = \psi_1^{(k)} + \Delta\psi_{\text{min},k} = \psi_1^{(k)} - \alpha \frac{f_1'(\psi_1^{(k)})}{2[F_0'(\psi_1^{(k)})]^2}; \quad (15)$$

$$\psi_{\text{max},k} = \psi_2^{(k)} + \Delta\psi_{\text{max},k} = \psi_2^{(k)} - \alpha \frac{f_1'(\psi_2^{(k)})}{2F_0(\psi_2^{(k)})F_0''(\psi_2^{(k)})}. \quad (16)$$

Из (15) и (16) с учетом явного вида  $f_1(\psi)$  при  $c \ll 1$  и  $c \gg 1$ , запишем для смещения минимумов и максимумов: при  $c \ll 1$

$$\Delta\psi_{\text{min},k} = \alpha \frac{\psi_1^{(k)3}}{16J_2^2(\psi_1^{(k)})} c^4; \quad \Delta\psi_{\text{max},k} = -\alpha \frac{\psi_2^{(k)3}}{16J_1^2(\psi_2^{(k)})} c^4, \quad (17)$$

при  $c \gg 1$

$$\Delta\psi_{\text{min},k} = \frac{\alpha}{c^2} \frac{22}{3\psi_1^{(k)}}; \quad \Delta\psi_{\text{max},k} = \frac{\alpha}{c^2} \frac{4}{3\psi_2^{(k)}}. \quad (18)$$

Зависимости смещения экстремумов от радиуса корреляции при произвольном его значении величины показаны на рис. 6. Из (17), (18) и рис. 6 следует, что экстремумы средней ДН смещаются относительно их положения в отсутствие флуктуаций различным образом.

Минимумы при всех значениях радиусов корреляции удаляются от главного лепестка — смещение положительно. При малых  $c$  смещения минимумов растет пропорционально  $c^4$ , и чем больше номера минимумов, тем они больше, а при больших  $c$  они убывают пропорционально  $c^{-2}$ , но в отличие от случая  $c \ll 1$  по мере роста номера минимума смещения уменьшаются. При некотором значении  $c = c_{\text{ext},k}$ , своем для каждого минимума, смещение максимально.

Максимумы при  $c \ll 1$  (а точнее, как видно из рис. 6, при  $c \leq 2,2$ ) приближаются к главному лепестку (смещение отрицательно) и  $\Delta\psi_{\text{max},k} \sim c^4$ . При  $c \gg 1$  максимумы удаляются (смещение положительно) и  $\Delta\psi_{\text{max},k} \sim c^{-2}$ . Имеется два максимума. Один, при  $c_{\text{max},k}$ , выражен наиболее ярко и находится в области отрицательных смещений, а другой, при  $c_{\text{max},k}^{(1)}$ , расположен в области положительных смещений. Зависимость смещений боковых лепестков от их номеров такая же, как и у минимумов. Заметим, что для линейных антенн при  $c \ll 1$  значения  $\Delta\psi_{\text{max},k}$  пропорциональны  $c^3$ .

Таким образом, фазовые флуктуации приводят к деформации ДН по мощности в области боковых лепестков. По сравнению со случаем, когда флуктуации отсутствуют, боковые лепестки расширяются и несколько меняют форму. Эта деформация более выражена при  $c \ll 1$ , поскольку максимумы и минимумы смещаются в противоположные стороны. Указанные эффекты имеют место и у линейных антенн, причем проявляются они сильнее, чем у круглой апертуры.

Значения  $c$ , при которых смещения экстремумов максимальны, могут быть определены по приближенной формуле

$$c_{\text{ext},k} = 3 / \psi_{1,2}^{(k)}. \quad (19)$$

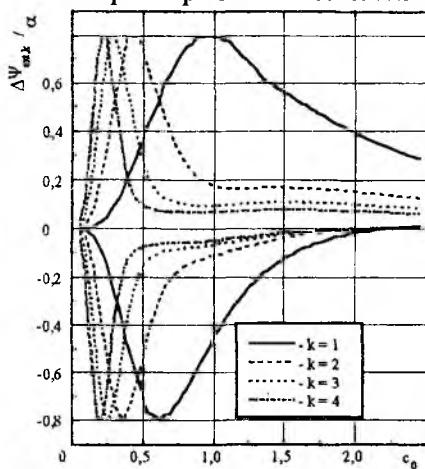


Рис. 6

Здесь  $\psi_1^{(k)}$  необходимо подставлять при вычислении  $c_{\min,k}$ , а  $\psi_2^{(k)}$  — при расчете  $c_{\max,k}$ .

Характерно, что максимальное смещение по абсолютному значению величине не зависит от типа экстремумов и равно примерно  $0,8\alpha$  (см. рис. 6). Аналогичный результат получен для линейных антенн. Результаты расчетов по (19) хорошо согласуются с данными рис. 6, вычисленными по точным формулам.

Экстремумы функции  $F_{cp}^2(\psi)$ , из которых максимумы характеризуют боковые лепестки, а минимумы — «заплывание нулей», могут быть определены с учетом того, что  $\Delta\psi_{\text{ext},m}^{(k)} \ll \psi_0^{(0,1)}$ , с помощью соотношения

$$F_{cp}^2(\psi_{1,2}^{(k)}) = F_0^2(\psi_{1,2}^{(k)}) + \alpha f_1(\psi_{1,2}^{(k)}) + \Delta\psi_{\text{ext},k} \left[ F_0(\psi_{1,2}^{(k)}) \cdot F_0'(\psi_{1,2}^{(k)}) + \alpha f_1'(\psi_{1,2}^{(k)}) \right]. \quad (20)$$

Отсюда с учетом (15) и (16) запишем для максимумов и минимумов нормированной средней ДН

$$F_{\text{nor},k}^{2(\max)} = F_0^2(\psi_2^{(k)}) + \alpha \left[ W_1(c, \psi_2^{(k)}) - W_1(c, 0) F_0^2(\psi_2^{(k)}) \right]; \quad (21)$$

$$F_{\text{nor},k}^{2(\min)} = \alpha W_1(c, \psi_1^{(k)}). \quad (22)$$

Подставив  $W_1(c, \psi)$  в явном виде, будем иметь для минимумов и приращения уровня боковых лепестков: при  $c \ll 1$

$$F_{\text{nor},k}^{2(\min)} = \alpha c^2; \quad F_{\text{nor},k}^{2(\max)} - F_{0\text{max},k}^2 = \alpha c^2, \quad (23)$$

при  $c \gg 1$

$$F_{\text{nor},k}^{2(\min)} = \frac{8\alpha}{c^2} \frac{J_2^2(\psi_1^{(k)})}{\psi_1^{(k)2}}; \quad F_{\text{nor},k}^{2(\max)} - F_{0\text{max},k}^2 = -\frac{8\alpha}{3c^2} F_{0\text{max},k}^2. \quad (24)$$

Видно, что при малых  $c$  значения всех минимумов и приращения боковых лепестков одинаковы. Они определяются уровнем фона рассея-

ной мощности, который в этом случае практически не направлен. При  $c \gg 1$ , в отличие от области  $c \ll 1$ , приращения экстремумов зависят от их номеров. Зависимость приращения уровня боковых лепестков от  $c$ , построенная для более широкой области значений радиусов корреляций, показана на рис. 7.

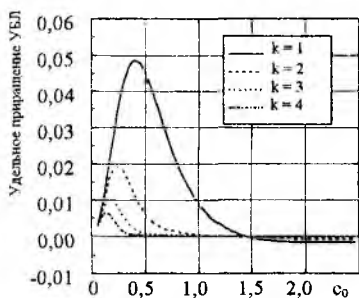


Рис. 7

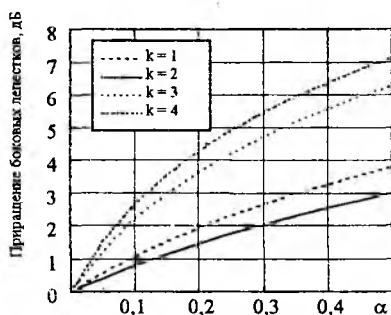


Рис. 8

Для всех лепестков при  $c < 0,5$  имеет место максимум. Чем выше номер лепестка, тем меньшие значения  $c$  соответствуют максимуму. Значения  $c$ , при которых значения минимумов и приращения лепестков максимальны, могут быть рассчитаны по формуле

$$c_k^{(ext)} = 2 / \psi_{1,2}^{(k)}, \quad (25)$$

где  $\psi_1^{(k)}$  используется для минимумов, а  $\psi_2^{(k)}$  — для боковых лепестков.

Из сравнения с (19) видно, что максимальные смещения и значения экстремумов достигаются при радиусах корреляции, различающихся примерно в 1,5 раза. При этом максимумы экстремумов наблюдаются при меньших значениях радиуса корреляции, чем максимумы их смещения.

Представленные на рис. 8 зависимости максимального приращения уровня первых четырех боковых лепестков от дисперсии показывают, что наличие флуктуаций фазы может привести к значительному росту уровня боковых лепестков, особенно дальних.

Таким образом, исследована средняя ДН по мощности круглой апертуры с равномерным амплитудным распределением при наличии флуктуаций фазы. Закон распределения фазовых флуктуаций принимался нормальным, коэффициент корреляции взят в гауссовой форме. Получены выражения для средней ДН, а также для параметров ее характеризующих:

ширины главного лепестка, положения и уровня экстремумов. Изучено влияние дисперсии и радиуса корреляции флуктуаций на вид средней ДН по мощности и на значения указанных параметров. Найденные аналитические соотношения и графические зависимости позволяют производить расчет этих параметров в широком диапазоне дисперсии флуктуаций и их радиусов корреляции. Проведено сравнение полученных результатов с результатами аналогичных исследований, выполненных для линейных излучающих систем и квадратных апертур.

**Список литературы:** 1. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов.радио, 1970. 383 с. 2. Лобкова Л.М. Статистическая теория антенн сверхвысоких и оптических частот. М.: Связь, 1975. 176 с. 3. Silver S. Microwave Antenna Theory and Design. New York.: Mc Graw-Hill, 1949. 312 p.

*Харьковский государственный технический  
университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 27.08.98*