И.П. Заикин, А.В. Тоцкий, С.К. Абрамов, В.В. Лукин

ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН

2005

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
Национальный аэрокосмический университет
им. Н.Е. Жуковского
«Харьковский авиационный институт»

И.П. Заикин, А.В. Тоцкий, С.К. Абрамов, В.В. Лукин

ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН

Учебное пособие

Харьков «ХАИ» 2005

УДК 621.396.67

Основы теории антенн / И.П. Заикин, А.В. Тоцкий, С.К. Абрамов, В.В. Лукин. – Учеб. пособие. – Харьков: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2005. – 101 с.

Рассмотрены параметры антенн в режимах передачи и приема, приведены математический и физический анализы симметричного вибратора, а также синфазной и противофазной систем из двух излучателей. Исследована дискретная антенная решетка из ненаправленных и направленных излучателей. Сформулированы теорема перемножения диаграмм направленности и метод наводимых ЭДС, на их основе рассмотрены директорная антенна и влияние проводящей поверхности на излучение антенн. Отдельный раздел пособия посвящен исследованию раскрывов с различными амплитудно-фазовыми распределениями.

Для студентов, специализирующихся в области радиоэлектронных систем и комплексов, а также технологий и средств телекоммуникаций.

Ил. 128. Табл. 6. Библиогр.: 29 назв.

Р е ц е н з е н т ы : д-р физ.-мат. наук, проф. Н.Н. Горобец,
канд. физ.-мат. наук А.П. Касьяненко

© Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», 2005 г.

1. ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН

1.1. РОЛЬ И НАЗНАЧЕНИЕ АНТЕНН ПРИ ПЕРЕДАЧЕ И ПРИЕМЕ

Связь между передающей и приемной радиостанциями осуществляется с помощью электромагнитных волн, излучаемых передатчиком и улавливаемых приемником. В передающую радиостанцию энергия поступает обычно от сети переменного тока (рис. 1.1, а).

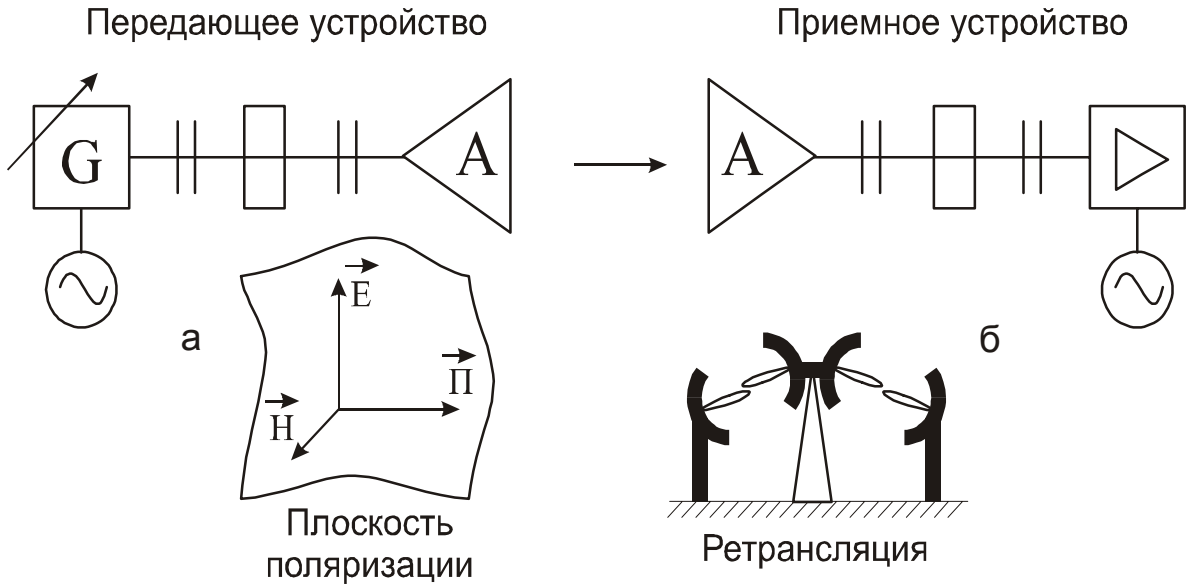


Рис. 1.1

Чтобы превратиться в энергию излучаемых радиоволн, первичная энергия предварительно преобразуется в энергию токов высокой частоты; эти токи модулируют, т.е. их амплитуду, фазу или частоту определенным образом видоизменяют под воздействием передаваемого сигнала. Модулированные токи высокой частоты (ВЧ) поступают в антенну, которая и преобразует их в энергию электромагнитных волн (радиоволн) соответствующей длины, излучаемых так, чтобы обслужить определенное направление или определенную заданную площадь. Это преобразование энергии должно быть выполнено с наименьшими потерями: антенна должна быть устроена таким образом, чтобы наибольшая часть энергии токов высокой частоты была превращена в энергию электромагнитных волн. Радиоволны должны излучаться не во все стороны, а преимущественно в определенном направлении или в определенной плоскости.

Таким образом, ***передающую антенну*** можно определить как устройство передающей радиостанции, которое преобразует энергию токов ВЧ в энергию радиоволн с сохранением закона модуляции и излучает радиоволны в пространство в заданном направлении и с заданной поляризацией.

Приемная радиостанция (рис. 1.1, б) должна воспроизвести закон модуляции волны, излучаемой передающей радиостанцией. Энергия,

необходимая для такого воспроизведения, берется от сети переменного тока.

Работа приемной станции осложняется тем обстоятельством, что приемная антенна находится под воздействием не только одной полезной электромагнитной волны, но и радиоволн, создаваемых другими радиостанциями, разрядами атмосферного электричества и промышленными аппаратами. Вредное действие ненужных волн может быть устранено двумя принципиально различными путями: с помощью избирательности по частоте, когда приемник выделяет только узкий спектр частот, необходимый для приема радиоволны интересующей станции; с помощью избирательности по направлению, когда приемная антенна наилучшим образом выделяет лишь электромагнитные волны, приходящие со стороны передающей радиостанции.

Таким образом, ***приемную антенну*** можно определить как устройство, которое совершает обратное преобразование энергии радиоволн в энергию токов ВЧ, сохраняя закон модуляции, выделяет из помех сигнал, приходящий с заданного направления и обладающий заданной поляризацией [1].

Итак, любая антенна выполняет две функции: преобразование энергии токов ВЧ в энергию радиоволн в режиме передачи или обратное преобразование в режиме приема с сохранением в обоих случаях закона модуляции; излучение радиоволн в заданном направлении и с заданной поляризацией в режиме передачи или выделение из помех радиоволн, приходящих с заданного направления в режиме приема. В табл.1.1 приведен перечень основных параметров антенн в соответствии с функциями, которые они характеризуют.

Таблица 1.1

Функция преобразования	Функция излучения	Обе функции
R_Σ – сопротивление излучения	$\Phi(\theta,\varphi)$, $F(\theta,\varphi)$ – диаграмма направленности	$A(\theta,\varphi)$, A_m – действующая площадь антенны
$R_П$ – сопротивление потерь	$h_д$ – действующая высота	$Z_A(f)$ – частотная характеристика
Z_A – входное сопротивление	$D(\theta,\varphi)$ – коэффициент направленного действия (КНД), D_m – максимальный КНД	$G(\theta,\varphi)$, G_m – коэффициент усиления
P – полная мощность		$\Psi(\theta,\varphi)$ – фазовая характеристика
η_A – КПД		
ξ – коэффициент согласования		$\dot{p}$ – поляризационная характеристика

1.2. ДАЛЬНЯЯ ЗОНА АНТЕННЫ (ЗОНА ИЗЛУЧЕНИЯ, ЗОНА ФРАУНГОФЕРА)

Дальняя зона (ДЗ) – это область пространства, окружающего антенну, в которой выполняются следующие условия (рис. 1.2):

1. Амплитуды векторов полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$ убывают обратно пропорционально расстоянию в 1-й степени.

2. При определении амплитуд векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ расстояния от каждой точки антенны до точки наблюдения считаются одинаковыми.

3. При определении фаз векторов полей лучи от каждой точки антенны до точки наблюдения считаются параллельными (разностями ходов dcosθ при определении фазы ни в коем случае, особенно на СВЧ, пренебрегать нельзя).

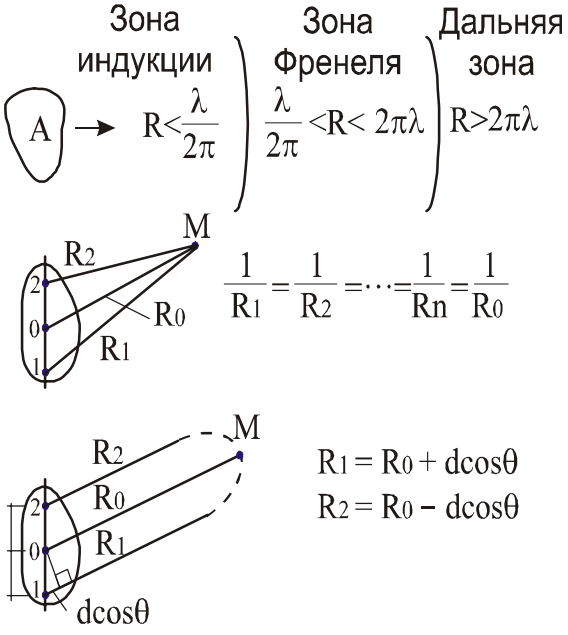


Рис. 1.2

Электромагнитная волна в дальней зоне описывается сферической функцией Грина

$$\Psi(R) = \frac{e^{-ikR}}{R},$$

где $k = 2\pi/\lambda$.

Допустим, что $R_0 = 10\lambda$, $kR_0 = 20\pi$, если пренебречь разностью хода, то $R_1 = R_0 = R_2$, $kR_2 = 20\pi$. В точке M имеем $E_м = 2E$. Ожидается, что поля точек 2 и 0 будут складываться.

Однако при учете разности хода

$$d = \frac{\lambda}{2},\ \theta^o = 0^o,\ kR_2 = kR_0 + kd\cos\theta = \frac{2\pi}{\lambda}10\lambda + \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{2} = 21\pi = \pi.$$

Тогда в точке M поле $E_м = 0$. В действительности оказывается, что поля точек 2 и 0 вычитаются.

Вывод: разностью хода пренебрегать нельзя.

В дальней зоне от шести составляющих поля остаются только две, которые синфазны, перпендикулярны и связаны между собой соотношением (рис. 1.3)

$$\frac{E}{H} = 120\pi \text{ Ом} \approx 377 \text{ Ом} = W_0,$$

где W_0 – волновое сопротивление свободного пространства.

В дальней зоне излучаемая мощность (чисто активная величина) распространяется только от антенны:

$$P_{изл} = \oint_S \vec{\Pi} d\vec{s} = P_\Sigma;$$

$$\vec{\Pi} = \left[\vec{E}, \vec{H}\right] = EH = \frac{E^2}{120\pi} = \Pi_\Sigma.$$

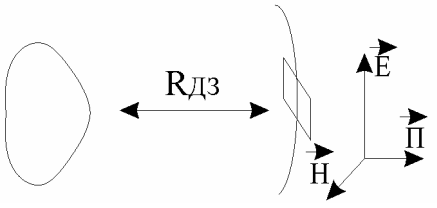


Рис. 1.3

Вблизи антенны (зона индукции) из-за несинфазности векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ вектор Пойнтинга таков:

$$\vec{\Pi} = \vec{\Pi}_\Sigma + i\vec{\Pi}_r \Rightarrow P_{ИЗЛ} = P_\Sigma + iP_r .$$

На практике условия дальней зоны выполняются, начиная с минимального расстояния, которое определяется следующим образом:

– на СВЧ	$L>\lambda,$	$R_{min} \geq 2L^2/\lambda;$
– в метровом и декаметровом диапазонах	$\lambda/2<L<\lambda,$	$R_{min} = 2L;$
– в гектометровом и километровом диапазонах	$L<\lambda/2,$	$R_{min} = \lambda.$

1.3. ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ФУНКЦИЮ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Передающая антенна является нагрузкой генератора токов ВЧ (рис. 1.4):

$$Z_Г = R_Г + iX_Г; Z_A = R_A + iX_A .$$

Входное сопротивление антенны

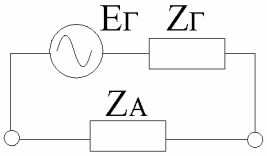


Рис. 1.4

$$Z_A = \frac{P}{I_A^2},$$

где $P = P_П + P_{ИЗЛ}; P_{ИЗЛ} = \oint_S \vec{\Pi} d\vec{s} = P_\Sigma + iP_r$, тогда

$$Z_A = \frac{P_\Sigma + P_П + iP_r}{I_A^2} = \underbrace{R_\Sigma + R_П}_{R_A} + iX_A = R_A + iX_A .$$

Активная мощность, затрачиваемая в антенне, имеет вид

$$P_A = I_A^2 R_A = \frac{E^2{}_Г R_A}{(R_A + R_Г)^2 + (X_A + X_Г)^2}.$$

Эта мощность будет максимальной, если антенна согласована с генератором. Условие согласования следующее:

$$Z_A = Z_Г^*; R_A = R_Г; X_A = -X_Г, \text{ тогда } P_{A_{согл}} = \frac{E^2{}_Г}{4R_A}.$$

Коэффициент согласования определяет качество согласования:

$$\xi = \frac{P_A}{P_{АСОГЛ}} = \frac{4R_A R_Г}{(R_A + R_Г)^2 + (X_A + X_Г)^2} < 1.$$

КПД антенны показывает, какая часть от потребляемой антенной мощности идет на излучение:

$$\eta_A = \frac{P_\Sigma}{P_A} = \frac{P_\Sigma}{P_\Sigma + P_П} = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_П} < 1.$$

Антенны длинноволнового диапазона имеют очень низкий КПД, а антенны СВЧ – КПД, близкий к единице.

1.4. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ

Диаграммы направленности (ДН) различают “по мощности” и “по напряженности поля”.

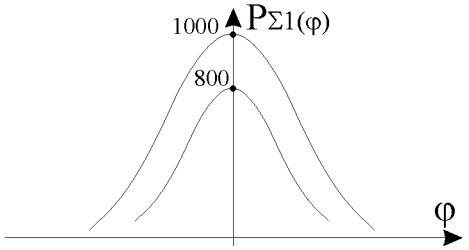
Нормированной ДН “по мощности” называется зависимость нормированной мощности излучения, отнесенной к единице телесного угла в дальней зоне от направления при постоянном расстоянии от антенны:

$$\Phi(\theta,\varphi)=\frac{P_{\Sigma 1}(\theta,\varphi)}{P_{\Sigma 1m}},\ R\ge R_{min}=\text{const};\ \ P_{\Sigma 1}=\frac{dP_{\Sigma}}{d\Omega};\begin{cases} d\Omega & \text{- единичный телесный угол;}\\ dP_{\Sigma} & \text{- мощность в пределах этого телесного угла.}\end{cases}$$

Нормированной ДН “по напряженности поля” называется зависимость нормированной амплитуды вектора напряженности электрического поля в дальней зоне от направления при постоянном расстоянии от антенны:

$$\left.\begin{aligned} F(\theta,\varphi)&=\frac{E(\theta,\varphi)}{E_m},\ R\ge R\,min=\text{const};\\ P_{\Sigma 1}(\theta,\varphi)&=\frac{E^2(\theta,\varphi)}{120\pi}R^2;\ P_{\Sigma 1m}=\frac{E^2{}_m}{120\pi}R^2\end{aligned}\right\}\Rightarrow \Phi(\theta,\varphi)=F^2(\theta,\varphi).$$

Зависимости $P_{\Sigma 1}=P_{\Sigma 1}(\theta,\varphi),\ E=E(\theta,\varphi)$ также представляют собой ненормированные ДН. При разных мощностях на выходе генератора ненормированные ДН одной и той же антенны будут различными (рис. 1.5), неудобными для сравнения. Поэтому и вводятся понятия нормированных ДН, не зависящих от способа возбуждения антенны [2].



Ненормированная ДН

Рис. 1.5

ДН обычно строят в декартовой или полярной системе координат.

Пример. Построить ДН "по напряженности поля" и "по мощности" элементарного электрического излучателя – диполя Герца (рис. 1.6).

На рис. 1.6 плоскость XOZ – экваториальная, а плоскость XOY – меридиональная. Амплитуда напряженности электрического поля диполя Герца в дальней зоне определяется выражением [2]

$$E(\theta)=\frac{30kLI}{R}\sin\theta,$$

тогда

$$E_m=\frac{30kLI}{R},\ F(\theta)=\sin\theta,\ \text{а}\ \Phi(\theta)=\sin^2\theta.$$

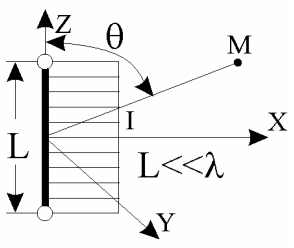


Рис. 1.6

Графики сечений ДН в меридиональной и экваториальной плоскостях приведены на рис. 1.7 и 1.8. Объемная ДН диполя представляет собой тороид, поэтому такие ДН называют ***тороидальными***.

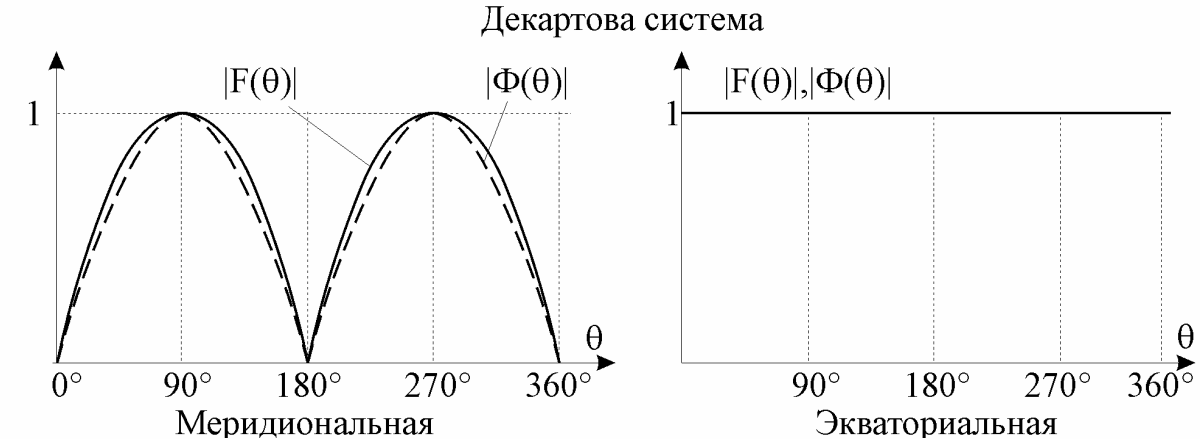


Рис. 1.7

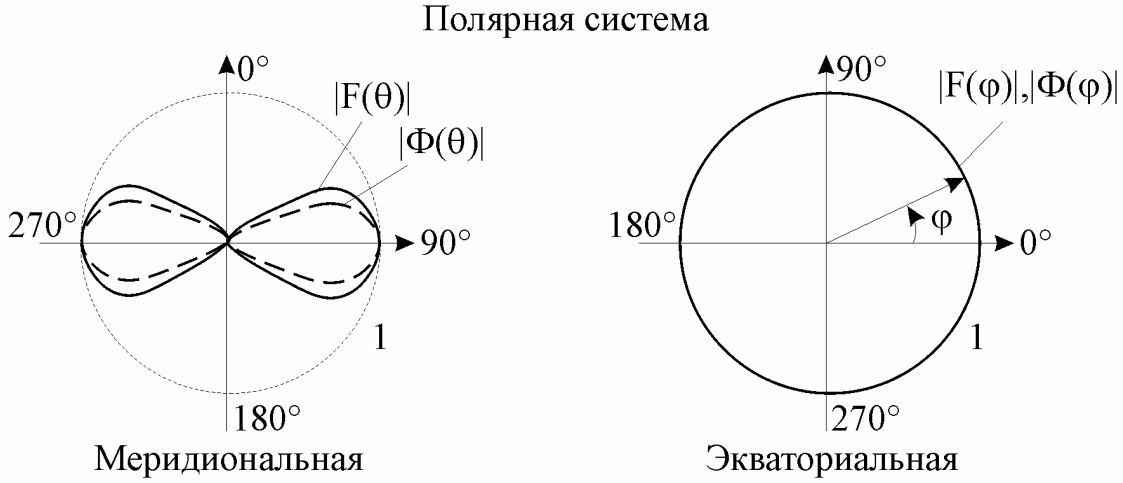


Рис. 1.8

В РЛС (например, в самолетных станциях с автосопровождением цели) используются антенны с ДН ***игольчатого*** типа (рис. 1.9). Такую ДН имеет зеркальная антенна в виде параболоида вращения с облучателем, расположенным в фокусе зеркала.

При необходимости точного определения одной из координат цели используются ДН ***веерного*** типа (рис. 1.10). Такую ДН имеет зеркальная антенна в виде параболического цилиндра с линейным облучателем (например многощелевым волноводным), расположенным по фокальной линии зеркала.

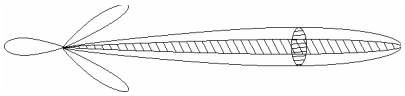


Рис. 1.9

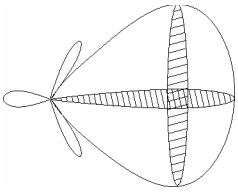


Рис. 1.10

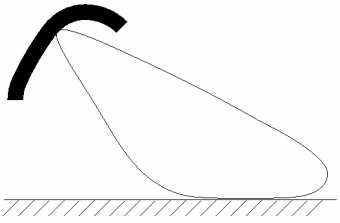


Рис. 1.11

В самолетных и наземных РЛС обнаружения используются антенны с ДН ***косекансного (косеканс-квадратного)*** типа (рис. 1.11).

Такую ДН имеет зеркальная цилиндрическая антенна специального профиля с линейным облучателем.

ДН характеризуются вторичными параметрами – ***шириной главного лепестка*** "по нулям" и "по половине мощности" и ***уровнем боковых лепестков*** (рис. 1.12).

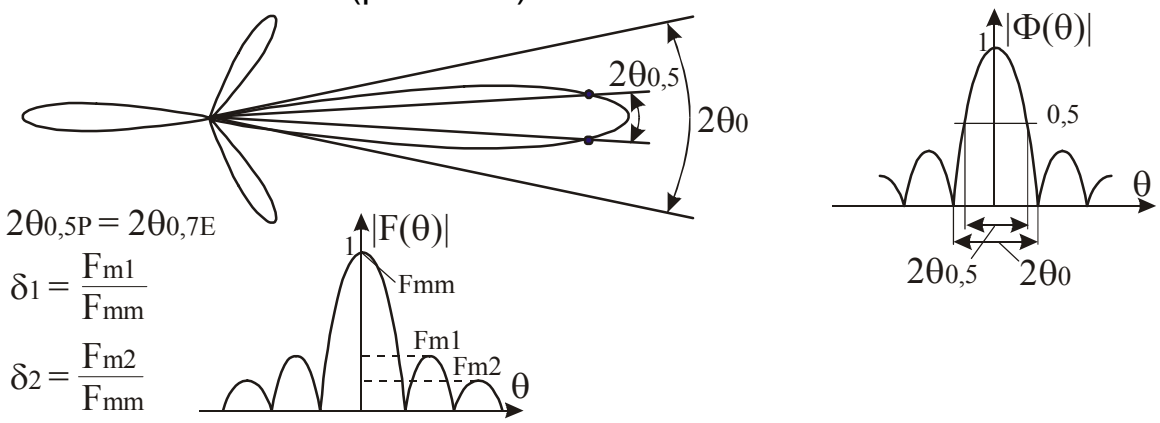


Рис. 1.12

1.5. ДЕЙСТВУЮЩАЯ ВЫСОТА

Действующая высота (ДВ) – это длина такого воображаемого излучателя с постоянным распределением тока, равным току на клеммах данной антенны, который в дальней зоне в экваториальной плоскости на одинаковом расстоянии создает такую же напряженность поля, что и данная антенна в максимуме излучения.

Действующую высоту ($h_Д$) еще называют эффективной длиной, поскольку она характеризует эффективность излучения антенны с данным (неравномерным) распределением тока по сравнению с постоянным.

Рассмотрим диполь Герца – излучатель с постоянным распределением тока (рис. 1.13). Напряженность поля, создаваемая диполем длиной L с током I на расстоянии R_1 в экваториальной плоскости, такова:

$$E_{m1} = \frac{30kLI}{R_1}.$$

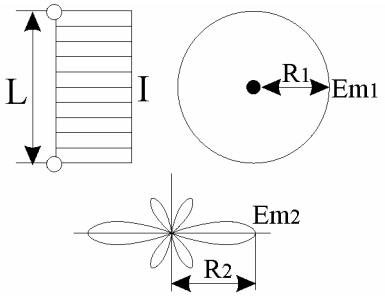


Рис. 1.13

Пусть рассматриваемая линейно-поляризованная антенна с неравномерным по длине распределением тока I_Z и током на клеммах I_A на расстоянии R_2 в направлении максимума главного лепестка создает напряженность поля E_{m2} (см. рис. 1.13). Тогда если при $I_A = I$, $R_2 = R_1$ и $E_{m2} = E_{m1}$, то $h_Д = L$.

Следовательно, для любой линейно-поляризованной антенны можно записать

$$E_m = \frac{30kh_Д I_A}{R},$$

тогда $E(\theta) = E_m F(\theta)$.

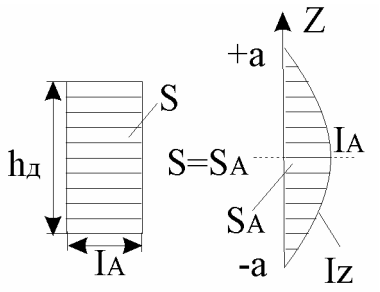


Рис. 1.14

Формулу для вычисления $h_Д$ можно получить, пользуясь геометрическим смыслом ДВ, определяя ее как ***высоту прямоугольника с основанием, равным току на клеммах антенны, площадь которого S_A равна площади тока в антенне S*** (рис. 1.14). Тогда очевидно, что

$$h_Д = \frac{1}{I_A}\int_{-a}^{a} I_Z dz. \qquad (1.1)$$

Таким образом, знание ДВ и ДН антенны позволяет вычислить напряженность поля, создаваемого этой антенной, в любой точке пространства.

1.6. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ

Коэффициент направленного действия (КНД) показывает, во сколько раз можно уменьшить мощность излучения, отнесенную к единице телесного угла в дальней зоне, в направленной антенне по сравнению с мощностью излучения, отнесенной к единице телесного угла, изотропного (точечного) излучателя, чтобы на одинаковых расстояниях получить одинаковую напряженность поля (рис. 1.15):

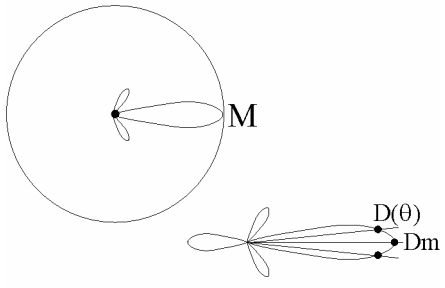


Рис. 1.15

$$D(\theta,\varphi) = \frac{P_{\Sigma 1}(\theta,\varphi)}{P_{\Sigma 10}} \text{ при } P_\Sigma = P_{\Sigma 0},$$

где P_Σ и $P_{\Sigma 1}(\theta,\varphi)$ – суммарная мощность излучения и мощность излучения, отнесенная к единичному телесному углу, для направленной антенны;

$P_{\Sigma 0}$ и $P_{\Sigma 10}$ – аналогичные мощности для изотропного излучателя.

Как видно из рис. 1.15, КНД в данном направлении характеризует выигрыш в мощности излучения за счет направленных свойств антенны.

Учитывая, что ДН изотропного излучателя описывается сферической поверхностью, получим следующее:

$$P_{\Sigma 10} = \frac{P_{\Sigma 0}}{4\pi} = \frac{P_\Sigma}{4\pi},$$

тогда

$$D(\theta,\varphi) = 4\pi\frac{P_{\Sigma 1}(\theta,\varphi)}{P_\Sigma}. \qquad (1.2)$$

КНД антенны максимален в направлении максимума главного лепестка ДН (см. рис. 1.15):

$$D_m = 4\pi\frac{P_{\Sigma 1m}}{P_\Sigma}. \qquad (1.3)$$

Разделив (1.2) на (1.3), получим

$$D(\theta,\varphi) = D_m \Phi(\theta,\varphi).$$

1.6.1. КНД ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ АНТЕНН

Воспользуемся определением (1.3). Раскрывая выражения для P_Σ и $P_{\Sigma 1m}$, получим

$$P_\Sigma = I_A^2 R_\Sigma; P_{\Sigma 1m} = \frac{E_m^2}{120\pi} R^2 = \frac{1}{120\pi}\left(\frac{30 k h_Д I_A}{R}\right)^2 R^2,$$

следовательно,

$$D_m = 4\pi \frac{30(k h_Д)^2}{4\pi R_\Sigma} = \frac{30(k h_Д)^2}{R_\Sigma}.$$

Итак, для любой линейно-поляризованной антенны

$$D_m = \frac{30(k h_Д)^2}{R_\Sigma}. \qquad (1.4)$$

Пример. Определить КНД диполя Герца (рис. 1.16).

Сопротивление излучения – это сопротивление окружающей среды для излучаемой антенной мощности, которая определяется напряженностью электрического поля, создаваемого антенной в дальней зоне. Поэтому

$$R_\Sigma = \frac{1}{I^2} P_\Sigma = \frac{1}{I^2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{E^2(\theta)}{120\pi} \underbrace{R^2 \sin\theta \, d\theta \, d\varphi}_{ds} =$$

$$= \frac{1}{60 I^2} \int_0^\pi \left(\frac{30 k L I}{R} \sin\theta\right)^2 R^2 \sin\theta \, d\theta = 15 (kL)^2 \int_0^\pi \sin^3\theta \, d\theta =$$

$$= 15 (kL)^2 \frac{4}{3} = 20 (kL)^2.$$

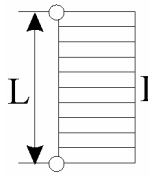


Рис. 1.16

У диполя Герца распределение тока по его длине постоянное (см. рис. 1.16), поэтому для него $h_д = L$. Тогда в соответствии с формулой (1.4) имеем следующее:

$$D_m = \frac{30 (kL)^2}{20 (kL)^2} = 1{,}5.$$

1.6.2. КНД АНТЕНН С ЛЮБОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Используя формулу (1.3) и представление для $P_{\Sigma 1}$, получим

$$D_m = 4\pi \frac{P_{\Sigma 1m}}{P_\Sigma}; P_{\Sigma 1} = \frac{dP_\Sigma}{d\Omega} \left(d\Omega = \frac{ds}{R^2}\right) \Rightarrow P_\Sigma = \int_S P_{\Sigma 1} d\Omega = \int_S \frac{P_{\Sigma 1m}}{P_{\Sigma 1m}} P_{\Sigma 1} d\Omega = P_{\Sigma 1m} \int_0^{4\pi} \Phi(\theta,\varphi) d\Omega,$$

тогда

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_0^{4\pi} \Phi(\theta,\varphi) d\Omega} = \frac{4\pi}{\int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \Phi(\theta,\varphi) \sin\theta \, d\theta \, d\varphi}, \qquad (1.5)$$

или

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} F^2(\theta,\varphi)\sin\theta\,d\theta\,d\varphi}. \qquad (1.6)$$

Пример. Определить КНД излучателя Гюйгенса.

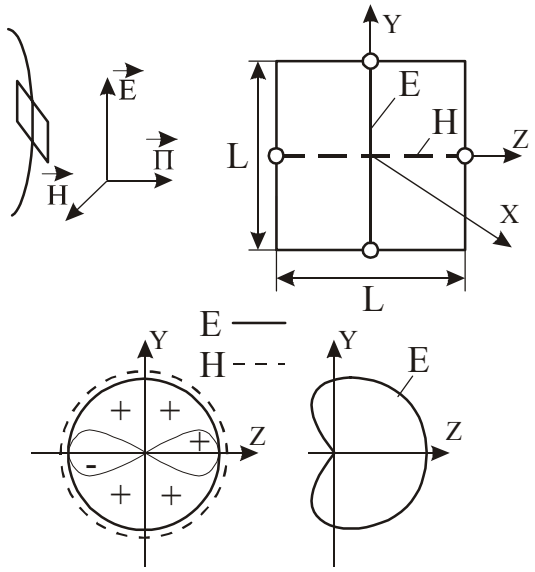


Рис. 1.17

Излучатель Гюйгенса (элемент сферического фронта волны) представляет собой элементарную площадку, расположенную перпендикулярно вектору Пойнтинга (рис. 1.17). Поскольку в дальней зоне векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ поля синфазны и перпендикулярны, то излучатель Гюйгенса можно представить как совокупность синфазных и перпендикулярных электрического E и магнитного H диполей.

Рассмотрим плоскость YOZ на рис. 1.17. Эта плоскость будет меридиональной для диполя E и экваториальной для диполя H. В меридиональной плоскости ДН диполя – "восьмерка" (сплошная линия на рис. 1.17), а в экваториальной – окружность (пунктирная линия). Поля подчиняются принципу суперпозиции, поэтому суммарной ДН в экваториальной плоскости будет кардиоида.

Плоскость XOZ будет меридиональной для диполя H и экваториальной для диполя E. Тогда в плоскости XOZ будем иметь пунктирную "восьмерку" и сплошную окружность. Суммарной же ДН опять будет кардиоида.

Объемная ДН излучателя Гюйгенса представляет собой поверхность вращения кардиоиды относительно перпендикуляра к нему:

$$F(\theta) = \frac{1+\cos\theta}{2}.$$

Тогда, используя формулу (1.6), получим

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\left[\frac{1+\cos\theta}{2}\right]^2 \sin\theta\,d\theta\,d\varphi} = 3.$$

На рис. 1.18 приведены ДН изотропного излучателя, диполя Герца и излучателя Гюйгенса. На основе их сравнения можно сделать вывод, что ***КНД синфазных антенн увеличивается с увеличением их размеров***.

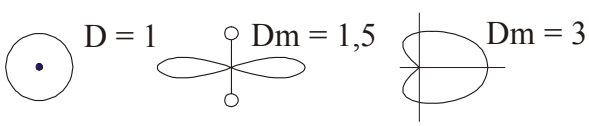


Рис. 1.18

1.7. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ

Мощность излучения составляет лишь часть мощности генератора, расходуемой в антенне. Чтобы оценить выигрыш в мощности генератора при работе на реальную антенну, имеющую потери, вводят ***коэффициент усиления (КУ)***.

Коэффициент усиления показывает, во сколько раз можно уменьшить мощность, затрачиваемую в антенне, если заменить изотропный излучатель (КПД которого равен 1) реальной направленной антенной при сохранении одинаковой мощности излучения, отнесенной к единичному телесному углу [2]:

$$G(\theta,\varphi)=\frac{P_{\Sigma 0}}{P_A} \text{ при } P_{\Sigma 1}(\theta,\varphi)=P_{\Sigma 10}.$$

Умножая числитель и знаменатель выражения для $G(\theta,\varphi)$ на P_Σ, получим

$$G(\theta,\varphi)=\frac{P_{\Sigma 0}P_\Sigma}{P_A P_\Sigma}=\eta_A D(\theta,\varphi), \qquad (1.7)$$

а в направлении главного максимума ДН –

$$G_m=\eta_A D_m. \qquad (1.8)$$

Таким образом, КУ, равный произведению КПД антенны на ее КНД, позволяет оценить антенну как с точки зрения потерь при преобразовании энергии, так и с точки зрения выигрыша в мощности излучения за счет направленных свойств.

1.8. ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Частотная характеристика (ЧХ) – это зависимость входного сопротивления (или амплитуды вектора электрического поля в дальней зоне в направлении главного максимума излучения) от частоты при неизменной амплитуде напряжения на клеммах антенны:

$$Z_A = Z_A(f) \text{ при } U_A = \text{const} \text{ или } E = E(f) \text{ при } U_A = \text{const}.$$

Идеальной ЧХ антенны является прямая, параллельная оси частот f. Однако в действительности антенна – резонансное устройство, поэтому ее реальная ЧХ будет иметь вид, аналогичный приведенному на рис. 1.19. По аналогии с колебательным контуром вводится понятие ***полосы пропускания*** (***рабочей полосы частот***), которая имеет ширину $2\Delta f$ и является интервалом частот вблизи резонансной частоты f_0, в пределах которого входное сопротивление антенны Z_A составляет не менее 0,707 от максимального

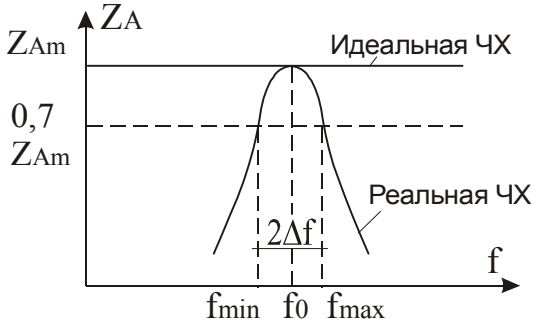


Рис. 1.19

(резонансного) значения Z_{Am} (см. рис. 1.19).

Чаще всего используют понятие ***"относительная рабочая полоса"*** (***"относительная расстройка"***), которая определяется по формуле

$$N = \frac{2\Delta f}{f_0} 100\%$$

или понятие ***"октава"***, определяя ее как

$$\log_2 \frac{f_{max}}{f_{min}} = 1 ,$$

где $f_{min} = f_0 - \Delta f$, $f_{max} = f_0 + \Delta f$.

Обычно граница рабочей полосы частот определяется наиболее зависящим от частоты параметром. Например, очень часто она ограничивается ухудшением согласования входа, т.е. падением ***коэффициента бегущей волны*** (КБВ) ниже допустимого значения. В других случаях ограничение полосы частот может быть обусловлено изменением положения максимума ДН, расширением луча и падением КНД и т.д. Наблюдаются случаи, когда верхняя и нижняя границы полосы частот ограничиваются разными факторами, например, со стороны нижних частот – качеством согласования, а со стороны верхних частот – искажением формы ДН.

Условно принято считать антенны с рабочей полосой частот меньше 10% от номинальной частоты ***узкополосными***, с полосой частот 10…50% – ***широкополосными***, с более широкой рабочей полосой частот (до нескольких октав) – ***диапазонными***. Если же отношение верхней и нижней границ рабочей полосы частот достигает 5:1 и более, то такую антенну называют ***частотно-независимой*** [3].

1.9. ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Поляризационная характеристика (ПХ) – это кривая, описываемая концом вектора напряженности электрического поля за период высокой частоты в данной точке пространства [2].

В общем случае ПХ представляет собой эллипс. При распространении в воздухе поле на больших расстояниях от антенны чисто поперечное, и ***поляризационный эллипс*** (ПЭ) лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения (вектору Пойнтинга) (рис. 1.20).

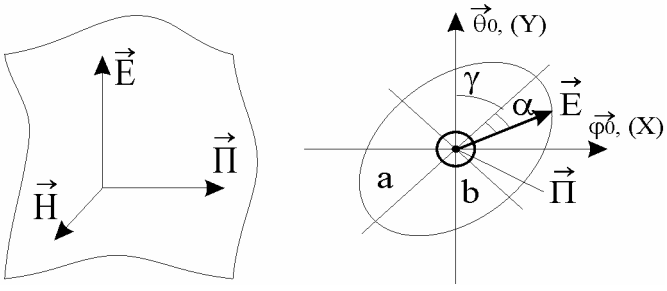


Рис. 1.20

ПЭ определяется следующими параметрами:

- коэффициентом равномерности (эллиптичности), равным отношению малой полуоси эллипса к большой:

$$r = b/a ;$$

- углом γ, который большая полуось эллипса образует с направлением орта $\vec{\theta}^0$ сферической системы координат (или с осью OY декартовой системы координат); этот угол называют ***углом ориентации*** (или ***углом поляризации***);

- углом α, который образует вектор $\vec{E}$ поля с большой полуосью эллипса в момент начала отсчета времени; этот угол называют ***начальной фазой поляризации***;

- направлением вращения вектора $\vec{E}$ поля – ***правым*** или ***левым***; если в уходящей волне вектор $\vec{E}$ вращается по часовой стрелке, то направление вращения будет правым, а если против часовой стрелки – левым.

Эллиптически поляризованное поле представляют в виде комплексного вектора:

$$\vec{E} = \overrightarrow{\varphi^0} E_\varphi + \overrightarrow{\theta^0} E_\theta, \text{ или } \vec{E} = \overrightarrow{i^0} E_X + \overrightarrow{j^0} E_Y,$$

где E_φ и E_θ – комплексные амплитуды ортогональных линейно-поляризованных компонент электрического вектора в сферической системе координат; E_X и E_Y – аналогичные величины в декартовой системе координат.

Поляризация поля полностью определяется поляризационным отношением

$$\dot{p} = \frac{E_\varphi}{E_\theta} = \left|\frac{E_\varphi}{E_\theta}\right| e^{i(\psi_\varphi - \psi_\theta)}, \qquad (1.9)$$

или

$$\dot{p} = \frac{E_X}{E_Y} = \left|\frac{E_X}{E_Y}\right| e^{i(\psi_X - \psi_Y)}, \qquad (1.10)$$

где $|E_\varphi|$, $|E_\theta|$ и Ψ_φ, Ψ_θ – амплитуды и начальные фазы линейно-поляризованных компонент в сферической системе координат; $|E_X|$, $|E_Y|$ и Ψ_X, Ψ_Y – аналогичные величины в декартовой системе координат.

Анализ выражения (1.10) позволяет установить следующее [4]:

1. При $\Delta\psi = \Psi_X - \Psi_Y = n\pi$, n = 0,1,2,… волна будет ***линейно-поляризованной*** с результирующим вектором $\vec{E}$, наклоненным к оси OY, с углом наклона, зависящим от отношения $|E_X/E_Y|$. При $|E_X| > |E_Y|$ вектор $\vec{E}$ будет ближе к оси OX, а при $|E_X| < |E_Y|$ - ближе к оси OY.

2. При $\Delta\psi = (2n+1)\pi/2$, $|E_X| \neq |E_Y|$ волна будет ***эллиптически поляризованной*** с ориентацией осей эллипса по OX и OY. При $|E_X| > |E_Y|$ большая ось эллипса будет ориентирована по оси OX, а при $|E_X| < |E_Y|$ - по оси OY.

3. При $\Delta\psi = \pi/2$, $|E_X| = |E_Y|$ волна будет ***круглополяризованной***.

4. При $\Delta\psi \neq n\pi,\ \Delta\psi \neq (2n+1)\pi/2$ волна будет ***эллиптически поляризованной*** с коэффициентом равномерности r и углом ориентации γ, зависящими как от соотношения амплитуд $|E_X|$ и $|E_Y|$, так и от соотношения начальных фаз Ψ_X и Ψ_Y.

Такие же выводы следуют и из анализа выражения (1.9).

Во многих практических применениях используются антенны, создающие волны с круговой поляризацией. Круглополяризованные волны получаются в результате сложения двух волн при следующих условиях:

а) волны имеют равную частоту;

б) плоскости поляризации составляющих волн взаимно перпендикулярны;

в) интенсивность составляющих волн одинакова;

г) между составляющими имеется постоянный сдвиг по фазе, равный $\pi/2$.

На рис. 1.21 показан процесс получения волн с круговой поляризацией как результат сложения двух волн, удовлетворяющих вышеперечисленным условиям. Примером антенны, создающей такое поле, может служить система взаимно перпендикулярных диполей, расположенных в плоскости XOY и питаемых токами равной частоты и амплитуды, но сдвинутых по фазе на $\pi/2$ ($|I_x| = |I_Y|e^{-i\frac{\pi}{2}}$, $|E_x| = |E_Y|e^{-i\frac{\pi}{2}}$). В процессе распространения результирующей волны на расстояние, равное λ ($kz = 2\pi$), конец вектора $\vec{E}$ описывает окружность с правым направлением вращения. При $|I_x| = |I_Y|e^{i\frac{\pi}{2}}$, $|E_x| = |E_Y|e^{i\frac{\pi}{2}}$ направление вращения изменится на противоположное. В результирующей волне векторы электрического и магнитного полей сохраняют взаимную перпендикулярность и синфазность и каждый из этих векторов в любой точке пространства описывает окружность.

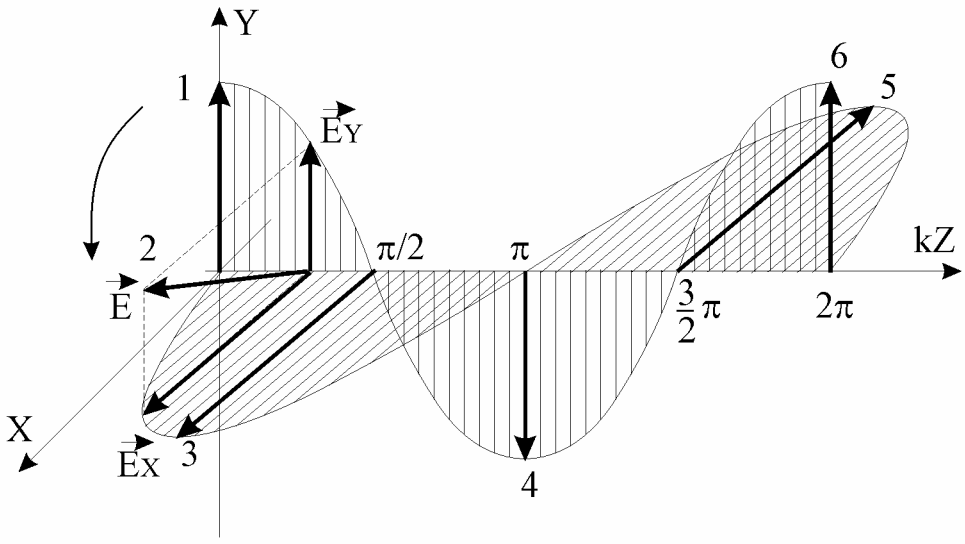


Рис. 1.21

1.10. ФАЗОВАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Фазовая характеристика (ФХ) – это зависимость фазы поля, создаваемой антенной в дальней зоне, от направления при постоянном расстоянии от антенны. ФХ представляет собой аргумент комплексной ДН.

Для характеристики фазы излучаемого поля удобно рассматривать эквифазные поверхности, тесно связанные с ФХ. Эквифазная поверхность (фронт волны) представляет собой поверхность в пространстве, во всех точках которой в данный момент фаза поля одинакова.

В отличие от амплитудной ДН ФХ зависит от положения начала координат на антенне. Если можно найти такое положение начала координат, относительно которого ФХ $\Psi(\theta,\varphi)=\text{const}$ или меняется скачком на π при переходе от одного лепестка ДН к другому, то такое начало координат называется ***фазовым центром антенны (point-fire)***. В этом случае фронт волны в пределах каждого лепестка представляет собою часть сферы, и антенну можно считать источником сферической волны.

Если же при ***любом*** положении начала координат $\Psi(\theta,\varphi)\neq\text{const}$, то антенна фазового центра не имеет и эквифазная поверхность отличается от сферы.

В ряде случаев знание ФХ антенны весьма необходимо. Например, при использовании антенны в качестве облучателя параболоида вращения следует убедиться в том, что ее эквифазные поверхности близки к сферам. Совмещая далее фазовый центр облучателя с фокусом параболоида, обеспечиваем нормальную работу зеркала – создаем на выходе плоский фронт волны.

Заметим, что в рассмотренном примере, как и во многих других случаях, необходимо узнать характер ФХ антенны в определенном телесном угле, а именно, в пределах главного лепестка ДН. Если антенна фазового центра не имеет, но в пределах определенного телесного угла (например, в пределах угла раскрыва параболоида) эквифазная поверхность близка к сфере, то центр последней можно принять за ***условный фазовый центр*** антенны [5].

2. ПРИЕМНЫЕ АНТЕННЫ

Приемная антенна является маломощным генератором переменного тока, нагрузкой которого служит входное сопротивление приемника. При рассмотрении приемной антенны как генератора возникают следующие вопросы: чему равна ЭДС на клеммах антенны при заданной напряженности поля в точке приема и как эта ЭДС зависит от направления, поляризации и частоты приходящих плоских радиоволн; чему равно входное сопротивление антенны и как оно зависит от

частоты; чему равна мощность, отдаваемая антенной приемнику, от чего она зависит и при каких условиях достигает максимума?

2.1. ПАРАМЕТРЫ ПРИЕМНЫХ АНТЕНН

2.1.1. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ

Нормированной ДН приемной антенны **"*по напряжению*"** (или **"*по мощности*"**) называется зависимость нормированной ЭДС на ее клеммах (или мощности в нагрузке) от направления прихода плоской радиоволны, плоскость поляризации которой совпадает с плоскостью поляризации антенны, при постоянной напряженности поля в точке приема:

$$\left.\begin{aligned} F(\theta,\varphi) &= \frac{E_A(\theta,\varphi)}{E_{Am}} \\ \Phi(\theta,\varphi) &= \frac{P_A(\theta,\varphi)}{P_{Am}} \end{aligned}\right\} \text{ при } E = \text{const}.$$

Поскольку мощность пропорциональна квадрату напряжения, а следовательно, и квадрату ЭДС, то очевидна связь между нормированными ДН:

$$\Phi(\theta,\varphi) = F^2(\theta,\varphi).$$

2.1.2. ДЕЙСТВУЮЩАЯ ВЫСОТА

Действующая высота (ДВ) – это отношение максимальной ЭДС на клеммах антенны, плоскость поляризации которой совпадает с плоскостью поляризация поля, к напряженности поля в точке приема:

$$h_Д = \frac{E_{Am}}{E}.$$

Тогда

$$E_A(\theta,\varphi) = E_{Am}F(\theta,\varphi) = Eh_Д F(\theta,\varphi).$$

2.1.3. ДЕЙСТВУЮЩАЯ ПЛОЩАДЬ

Действующая (эффективная) площадь – это отношение мощности, отдаваемой антенной в согласованную нагрузку, к плотности потока мощности радиоволны в точке приема при совпадении плоскостей поляризации поля и антенны:

$$A(\theta,\varphi) = \frac{P_{A_{согл}}(\theta,\varphi)}{П}.$$

Когда антенна ориентирована на максимум приема, действующая площадь максимальна и равна

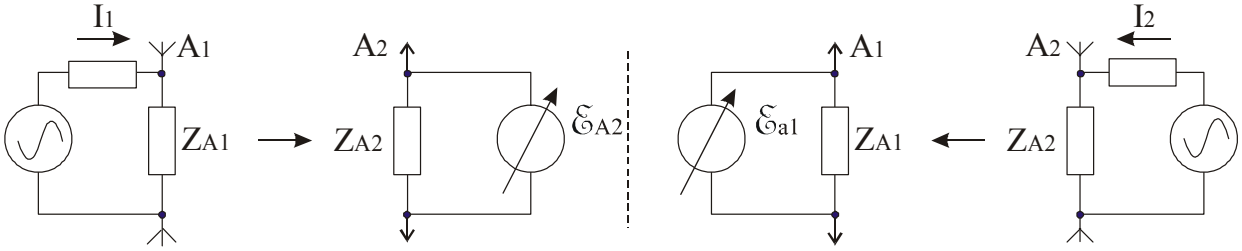
$$A_m = \frac{P_{Am_{согл}}}{П}.$$

Тогда

$$A(\theta,\varphi) = A_m \Phi(\theta,\varphi).$$

2.2. ТЕОРЕМА ВЗАИМНОСТИ

Пусть в безграничном пространстве, заполненном изотропной, линейной средой (следовательно, исключаются случаи распространения в ионосфере, в ферритах и т.п.), параметры которой ε, μ и σ не зависят ни от направления, ни от амплитуды векторов поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$, расположены антенны A_1 и A_2 (рис. 2.1). Подключим к антенне A_1 генератор токов высокой частоты, а к антенне A_2 – приемник (рис. 2.1, а). Тогда на клеммах первой антенны возникнет ток I_1, а на клеммах второй – ЭДС E_{A2}.



а б

Рис. 2.1

При перемене местами генератора и приемника (рис. 2.1, б) возникнут, соответственно, ток I_2 на клеммах A_2 и ЭДС E_{A1} - на клеммах A_1.

Теорема взаимности утверждает, что эти токи и ЭДС связаны между собой соотношением

$$\frac{I_1}{E_{A2}} = \frac{I_2}{E_{A1}}, \qquad (2.1)$$

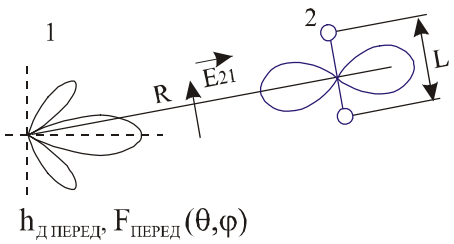
т.е. отношение тока в передающей антенне к возбуждаемой им ЭДС в приемной не меняется при перемене местами передатчика и приемника. В частности, при одинаковых токах в режимах передачи и приема возникают одинаковые ЭДС:

$$I_1 = I_2 \Rightarrow E_{A1} = E_{A2}.$$

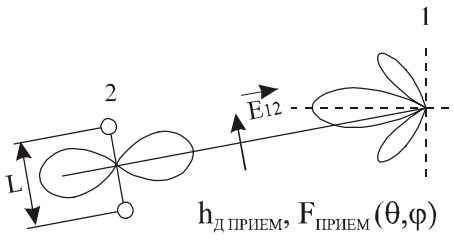
2.3. ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СОВПАДЕНИЯ В РЕЖИМАХ ПЕРЕДАЧИ И ПРИЕМА ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ И ДЕЙСТВУЮЩЕЙ ВЫСОТЫ АНТЕННЫ

Поставим в режим передачи линейно-поляризованную антенну направленного действия A_1, а в режим приема – диполь Герца A_2 (рис. 2.2, а). Будем считать, что для A_1 в режиме передачи действующая высота $h_{Д\ ПЕРЕД}$ и ДН $F_{ПЕРЕД}(\theta,\varphi)$ известны. Совместим плоскости

поляризации антенн и сориентируем приемный диполь параллельно вектору $\vec{E}_{21}$ поля, создаваемого в дальней зоне антенной A_1.



а



б

Рис. 2.2

Напряженность поля, создаваемого линейно-поляризованной антенной A_1 с током I_1 на расстоянии R в точке, где расположен диполь, такова:

$$E_{21} = \frac{30kh_{\text{Д ПЕРЕД}}I_1}{R} e^{-ikR} F_{\text{ПЕРЕД}}(\theta,\varphi).$$

ЭДС, наводимая в диполе Герца, равна произведению его длины L на напряженность поля E_{21}, так как распределение тока вдоль диполя – постоянное:

$$E_{A2} = E_{21}L = \frac{30kh_{\text{Д ПЕРЕД}}I_1 L}{R} e^{-ikR} F_{\text{ПЕРЕД}}(\theta,\varphi).$$

Поставим теперь направленную антенну A_1 в режим приема, а диполь Герца A_2 – в режим передачи (рис. 2.2, б). Напряженность поля, создаваемого диполем с током I_2 на расстоянии R в направлении максимума равна

$$E_{12} = \frac{30kLI_2}{R} e^{-ikR}.$$

ЭДС в направленной антенне A_1 можно выразить через ее параметры в режиме приема:

$$E_{A1} = E_{12} h_{\text{Д ПРИЕМ}} F_{\text{ПРИЕМ}}(\theta,\varphi) = \frac{30kLI_2}{R} e^{-ikR} h_{\text{Д ПРИЕМ}} F_{\text{ПРИЕМ}}(\theta,\varphi).$$

По теореме взаимности при равных токах в режиме передачи ($I_1 = I_2$) ЭДС в режиме приема тоже равны ($E_{A1} = E_{A2}$). Тогда

$$h_{\text{Д ПЕРЕД}} F_{\text{ПЕРЕД}}(\theta,\varphi) = h_{\text{Д ПРИЕМ}} F_{\text{ПРИЕМ}}(\theta,\varphi).$$

Это уравнение должно выполняться при любой ориентации направленной антенны (с сохранением плоскости поляризации), т.е. при любых углах θ и φ, что возможно лишь при тождественном совпадении ДН, а следовательно, и равенстве действующих высот в режимах передачи и приема:

$$h_{\text{Д ПЕРЕД}} = h_{\text{Д ПРИЕМ}};\ F_{\text{ПЕРЕД}}(\theta,\varphi) = F_{\text{ПРИЕМ}}(\theta,\varphi).$$

2.4. МОЩНОСТЬ, ОТДАВАЕМАЯ ПРИЕМНОЙ АНТЕННОЙ В НАГРУЗКУ

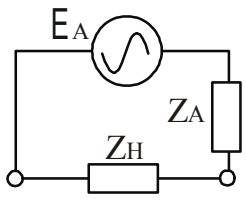


Рис. 2.3

Эквивалентная схема приемной антенны изображена на рис. 2.3. Для цепи, подключаемой к приемной антенне, антенна является генератором с ЭДС и внутренним (собственным) комплексным сопротивлением:

$$Z_A = R_A + iX_A .$$

Это сопротивление не зависит от подключаемой нагрузки и характеризует собственно антенну. Его реактивная часть X_A описывает реактивное поле стоячих волн, а активная часть R_A – переизлученную мощность и мощность потерь в короткозамкнутой антенне. В соответствии с этим можно записать следующее:

$$R_A = R_\Sigma + R_П .$$

Амплитуда ЭДС в эквивалентной схеме определяется напряженностью поля приходящей волны, поляризацией поля и конструкцией антенны [6].

Приемник (нагрузка) на эквивалентной схеме представлен комплексным сопротивлением:

$$Z_Н = R_Н + iX_Н .$$

Комплексная амплитуда тока в цепи антенны определяется соотношением

$$I_A = E_A / (Z_A + Z_Н).$$

Активная мощность антенны затрачивается в активной части сопротивления нагрузки:

$$P_A = I_A^2 R_Н = \frac{E_A^2 R_Н}{(R_A + R_Н)^2 + (X_A + X_Н)^2} .$$

Антенна отдает максимальную активную мощность, если сопротивление нагрузки согласовано с сопротивлением антенны, т.е. сопротивления комплексно сопряжены друг с другом:

$$Z_Н = Z^*{}_A ;\ R_Н = R_A ;\ X_Н = -X_A .$$

Мощность в согласованной нагрузке

$$P_{A_{согл}} = \frac{E_A^2}{4R_A} = \frac{E_A^2}{4R_A} \cdot \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma} = \frac{E_A^2}{4R_\Sigma} \eta_A .$$

Предположим, что антенна ориентирована на максимум приема ($E_A = E_{Am}$), тогда

$$P_{Am_{согл}} = \frac{E_{Am}^2}{4R_\Sigma} \eta_A = \frac{E^2 h_Д^2}{4R_\Sigma} \eta_A .$$

Из формулы (1.4) для КНД линейно-поляризованных антенн $D_m = \frac{30(kh_Д)^2}{R_\Sigma}$ найдем следующее:

$$\frac{h_Д^2}{R_\Sigma} = D_m \frac{\lambda^2}{120\pi^2} .$$

Тогда

$$P_{Am_{согл}} = \frac{E^2 \lambda^2 \eta_A D_m}{480\pi^2} = \frac{E^2 \lambda^2 G_m}{480\pi^2} , \qquad (2.2)$$

т.е. максимальная мощность, отдаваемая приемной антенной в согласованную нагрузку при фиксированной частоте и постоянной на-

пряженности поля в точке приема, прямо пропорциональна коэффициенту усиления антенны.

Из определения действующей площади антенны $A_m = \frac{P_{Am_{согл}}}{П}$ следует, что

$$P_{Am_{согл}} = A_m П = A_m \frac{E^2}{120\pi}.$$

Приравнивая это выражение к (2.2), получим важнейшие для расчета антенн СВЧ соотношения:

$$A_m = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_m, \qquad (2.3)$$

$$G_m = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_m. \qquad (2.4)$$

Действующая площадь антенны равна ее геометрической площади только для идеальной антенны, т.е. для антенны, распределение амплитуды тока по которой (или поля в ее раскрыве) постоянное (равномерное) и КПД равен единице.

На практике амплитудное распределение по антенне неравномерное и, как правило, спадает от центра антенны к ее краям. Рассмотрим, например, зеркальную антенну (ЗА) в виде параболоида вращения с двумя разными облучателями (рис. 2.4), причем первый облучатель имеет более широкую ДН, чем второй. Очевидно, что амплитудное распределение на поверхности зеркала для ДН облучателя 1 будет более равномерным, чем для ДН облучателя 2. Значит, действующая площадь ЗА для первого облучателя будет больше, чем для второго ($A_{m1} > A_{m2}$), и ширина главного лепестка ДН ЗА для первого облучателя будет меньше, чем для второго ($(2\theta_{0,5})_1 < (2\theta_{0,5})_2$).

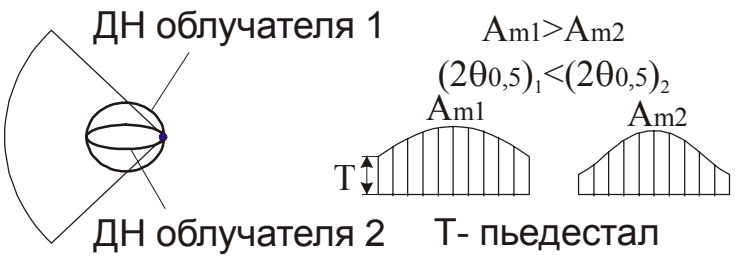


Рис. 2.4

Таким образом, чем шире ДН облучателя, тем большей будет амплитуда тока (поля) на краях зеркала (пьедестал Т), тем равномернее оно будет облучаться, тем большей будет его действующая площадь и тем уже будет главный лепесток ДН ЗА.

Эффективность антенны с неравномерным амплитудным распределением по сравнению с равномерным характеризуется ***апертурным коэффициентом использования поверхности (апертурным КИП)***

$$\nu_A = \frac{S_{ИД}}{S_P} \text{ при } D_{mИД} = D_{mP}, \qquad (2.5)$$

где $S_{ид}$ и $S_р$ - геометрические площади идеальной и реальной антенн, а $D_{m\,ид}$ и $D_{m\,р}$ - их максимальные КНД.

КНД идеальной антенны

$$D_{mИД} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{mИД} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{ИД} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_P \nu_A = D_{mP}.$$

Следовательно, КНД реальной антенны

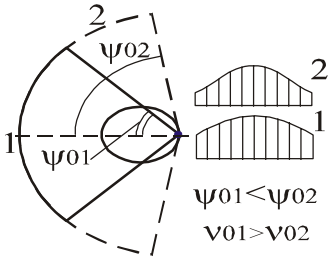
$$D_{mP} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_P \nu_A,$$

а ее КУ

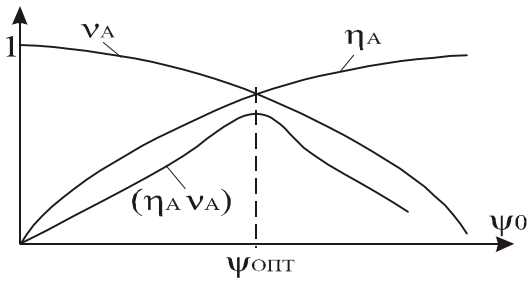
$$G_m = D_{mP}\eta_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_P \nu_A \eta_A = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_P \nu_{РЕЗ},$$

где $\nu_{РЕЗ} = \nu_A \eta_A$ - ***результирующий КИП*** антенны.

Рассмотрим влияние $\nu_{РЕЗ}$ на КУ ЗА разной глубины, но с одним и тем же облучателем (рис. 2.5). Из рис. 2.5, а видно, что при $\psi_{02} > \psi_{01}$ апертурный КИП $\nu_{A2} < \nu_{A1}$, т.е. с увеличением глубины зеркала (угла раскрыва ЗА) апертурный КИП уменьшается (рис. 2.5, б). Однако чем больше будет ψ_0, тем большая часть мощности, излученной облучателем, будет перехватываться зеркалом (см. рис. 2.5, а), тем большим будет КПД ЗА η_A (рис. 2.5, б). Произведение $\nu_A \eta_A$ носит оптимальный характер, т.е. для облучателя с данной ДН существуют такие размеры ЗА, для которых ее КУ максимален.



а



б

Рис. 2.5

2.5. ОСОБЕННОСТИ АНТЕНН В РЕЖИМАХ ПРИЕМА И ПЕРЕДАЧИ

Рассмотрим особенности антенн длинноволновых диапазонов в режиме передачи. Под такими диапазонами будем понимать ***гектометровый*** (λ = 10^2…10^3 м), ***километровый*** (λ = 10^3…10^4 м) и ***мириаметровый*** (λ = 10^4…10^5 м).

Антенны этих диапазонов представляют собой вертикальный провод (рис. 2.6), антенну-мачту или антенну-башню. Высота таких антенн h мала по сравнению с длиной волны, и их сопротивление излучения определяется по формуле Рюденберга

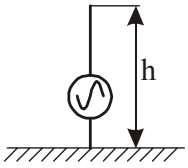


Рис. 2.6

$$R_\Sigma = 1600\left(\frac{h}{\lambda}\right)^2.$$

Пусть высота антенны $h = 10^2$ м, а длины волн $\lambda_1 = 10^3$ м (верхняя граница гектометрового диапазона) и $\lambda_2 = 10^4$ м (верхняя граница

километрового диапазона). Тогда $R_{\Sigma 1} = 16\,\text{Ом}$, а $R_{\Sigma 2} = 0{,}16\,\text{Ом}$.

В связи с низким сопротивлением излучения возникают две задачи: увеличение электрической прочности антенны и получение удовлетворительного КПД.

Уменьшение перенапряжений достигается следующим образом. Пусть, например, сопротивление излучения антенны $R_\Sigma = 1\,\text{Ом}$, а мощность, которую должна излучать антенна, $P_\Sigma = 10\,\text{кВт}$. Тогда ток, возникающий в антенне, $I_A = \sqrt{P_\Sigma / R_\Sigma} = 100\,\text{А}$. Для того, чтобы антенна выдерживала такие токи, на ее вершине используют горизонтальную часть (рис. 2.7). Горизонтальная часть имеет некоторую емкость С по отношению к земле. При допустимом напряжении на антенне $U_A = 10^5\,\text{В}$, $I_A = 10^2\,\text{А}$, $\lambda = 10^4\,\text{м}$ будем иметь

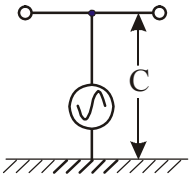


Рис. 2.7

$$U_A = I_A X_A = \frac{I_A}{\omega C} \Rightarrow C = \frac{I_A}{U_A \omega} = \frac{I_A}{U_A 2\pi f} = \frac{I_A \lambda}{U_A 2\pi c} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow C \approx 5 \cdot 10^3\,\text{пФ},$$

где c - скорость света.

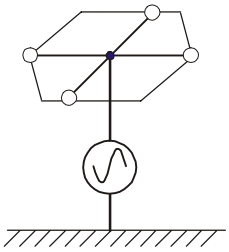


Рис. 2.8

Для обеспечения такой емкости горизонтальная часть должна быть достаточно разветвленной (рис. 2.8).

КПД антенны определяется выражением

$$\eta_A = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_\Pi}$$

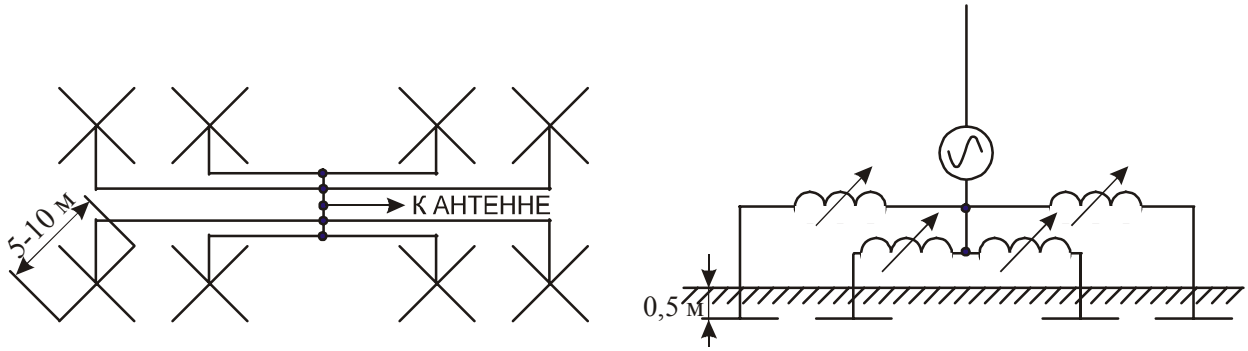
и, как видно, может быть улучшен увеличением R_Σ, уменьшением сопротивления потерь R_Π либо и тем и другим одновременно.

Сопротивление потерь уменьшают путем использования заземлений [7]:

- секционированного – R_Π = 0,5…1 Ом;
- заземленного противовеса – R_Π = 1…2 Ом;
- воздушного противовеса – R_Π = 2…4 Ом;
- сосредоточенного – R_Π = 4…7 Ом.

Секционированное заземление является лучшим из них и выполняется из системы звездочек, расположенных на площади, которая превышает площадь горизонтальной части антенны (рис. 2.9, а). Каждая звездочка состоит из двух взаимно перпендикулярных проводов длиной 5 - 10 м, уложенных в земле на глубине около 0,5 м. Собранный звездочками ток отводится к передатчику с помощью проводов, приподнятых над землей на высоту в несколько метров, чтобы ослабить их поля у поверхности земли. В отводящие провода включены индуктивности для выравнивания потенциала в отдельных собирательных проводах (рис. 2.9, б). Для лучшего перехвата силовых линий, идущих от антенны к земле, желательно, чтобы секциониро-

ванное заземление (как и противовесы) выступало за края горизонтальной части антенны на расстояние, равное высоте ее подвеса над землей.



а б

Рис. 2.9

Повысить сопротивление излучения можно путем использования нескольких снижений в антенне. Примером такой антенны может служить антенна Александерсена (рис. 2.10), построенная в 1920 г. для осуществления телеграфной связи в мириаметровом диапазоне (λ = 15930…16500 м). Она состояла из шести снижений и горизонтальной части, образованной 12 канатиками, идущими параллельно на расстоянии 3 м друг от друга. Горизонтальная часть удерживалась с помощью шести опор высотой 120 м. Расстояние между опорами – 375 м. Влияние снижений друг на друга приводит к тому, что полное сопротивление излучения антенны $R_{\Sigma} = n^2 R_{\Sigma 1}$, а полное сопротивление потерь $R_{П} = nR_{П1}$, где n – количество снижений, $R_{\Sigma 1}$ и $R_{П1}$ – сопротивления излучения и потерь одного снижения соответственно. Тогда КПД антенны будет

$$\eta_A = \frac{n^2 R_{\Sigma 1}}{n^2 R_{\Sigma 1} + nR_{П1}}.$$

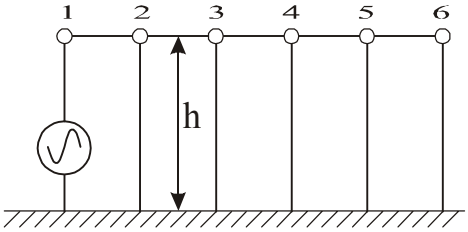


Рис. 2.10

При λ = 16 км , h = 120 м, $R_{\Sigma 1}$ = 0,09 Ом для $R_{П1}$ = 1 Ом будем иметь η_A = 0,35, а для $R_{П1}$ = 0,5 Ом – η_A = 0,55.

Таким образом, передающие антенны мириаметрового диапазона являются громоздкими дорогостоящими сооружениями с низким КПД. Естественно, что в километровом и гектометровом диапазонах при той же высоте снижения КПД будет выше. Например, при λ = 1,6 км, h = 120 м, $R_{\Sigma 1}$ = 9 Ом и при том же сопротивлении потерь будем иметь η_A = 0,98.

К приемным антеннам предъявляются более жесткие требования в отношении их ДН. На работу приемных антенн воздействует целый ряд внешних радиопомех: атмосферные помехи, вызванные электрическими разрядами в атмосфере; космические помехи, обусловленные электромагнитными излучениями, происходящими за пределами земной атмосферы; промышленные помехи, возникающие при работе

электрической аппаратуры различного назначения; помехи от действующих передающих радиостанций, в том числе преднамеренные помехи [8].

При приходе помехи на главный лепесток или на максимум первого бокового лепестка (рис. 2.11, а) отношение сигнал/помеха может значительно снизиться, поэтому приемная антенна должна иметь ДН, у которой регулируется направление нулевого приема. Но при узком главном лепестке можно, отстроившись от помехи, отстроиться и от полезного сигнала (рис. 2.11, б). Поэтому главный лепесток ДН не должен быть слишком узким (рис. 2.11, в).

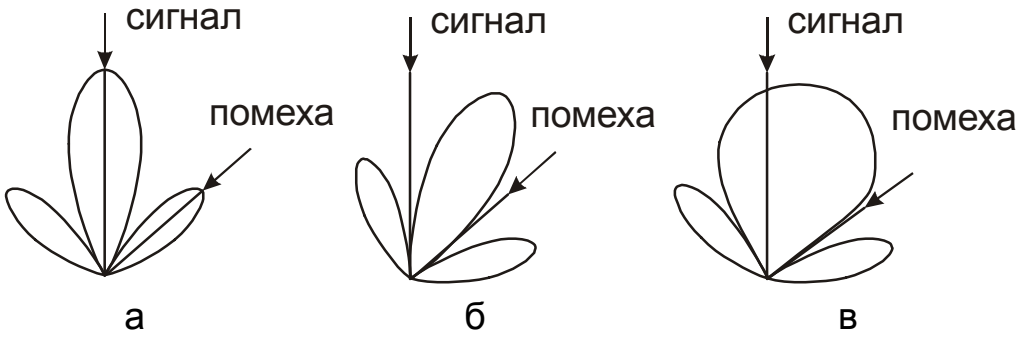


Рис. 2.11

Учет влияния помех на уровень принимаемого сигнала проводится с помощью ***коэффициента помехозащищенности***

$$К_{ПЗ} = 10\lg\frac{\Phi_С(\theta,\varphi)}{\Phi_П(\theta,\varphi)},$$

где $\Phi_С(\theta,\varphi)$ и $\Phi_П(\theta,\varphi)$ – ДН по мощности полезного сигнала и помехи соответственно.

3. СИММЕТРИЧНЫЙ ВИБРАТОР

Симметричный вибратор (СВ) – это прямолинейный проводник (рис. 3.1), в середине которого приложена ЭДС (или подключен приемник) и у которого в симметричных относительно середины точках токи равны по величине и одинаковы по направлению: $I_{Z1} = I_{Z2}$.

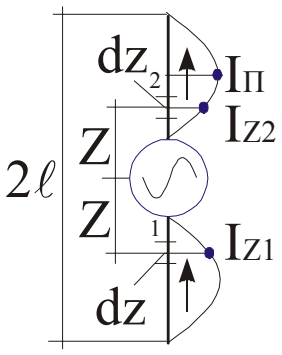


Рис. 3.1

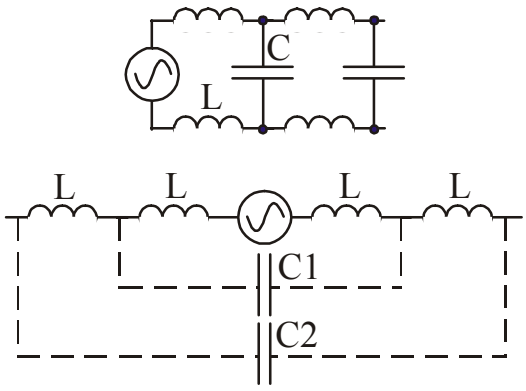


Рис. 3.2

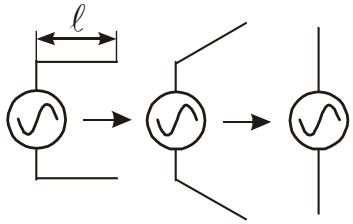


Рис. 3.3

СВ можно представить как развернутую на 180° ***длинную линию*** (ДЛ) длиной, равной длине ℓ одного плеча СВ (рис. 3.2). Исследование СВ проводится с помощью теории ДЛ, хотя между СВ и ДЛ существуют как сходства, так и отличия.

Сходства заключаются в том, что в обоих случаях распределение тока по длине подчиняется синусоидальному закону, СВ и ДЛ имеют распределенные по длине параметры L и C (рис. 3.3).

Отличия заключаются в следующем: поле ДЛ потенциальное, а поле СВ вихревое, т.е. носит характер поля излучения; параметры СВ по его длине распределены неравномерно – емкость C уменьшается при приближении к краям СВ ($C_2 < C_1$), поэтому вводится понятие ***эквивалентного волнового сопротивления*** $\rho_Э \neq \sqrt{L/C}$, величина которого зависит от толщины СВ.

Использование теории ДЛ к исследованию СВ обусловлено синусоидальным распределением тока по длине СВ.

3.1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА И ЗАРЯДА ПО СВ

В работах [4,9] показано, что для "тонких" СВ распределение тока I_Z по их длине определяется выражением

$$I_Z = I_A \frac{\sin k(\ell - |z|)}{\sin k\ell} \qquad (3.1)$$

или

$$I_Z = I_П \sin k(\ell - |z|); \quad I_П = \frac{I_A}{\sin k\ell}, \qquad (3.2)$$

где I_A и $I_П$ - амплитуды тока на клеммах антенны и в пучности соответственно;

$k = 2\pi/\lambda$ - волновое число.

Под "тонкими" будем понимать СВ, для которых выполняется соотношение $\ell > 100a$, где a - радиус СВ.

Распределение заряда Q_Z по СВ найдем из уравнения непрерывности

$$\mathrm{div}\vec{j} + \frac{\partial \rho}{dt} = 0,$$

которое для "тонких" СВ будет иметь вид

$$\frac{dI_Z}{dz} + \frac{dQ_Z}{dt} = 0.$$

Представим Q_Z в виде $Q_Z = Q_m e^{i\omega t}$, тогда

$$\frac{dI_Z}{dz} = -i\omega Q_Z. \qquad (3.3)$$

Согласно (3.2) для обоих плеч СВ запишем

$$I_Z = I_П \sin k(\ell - z),\ z > 0,$$
$$I_Z = I_П \sin k(\ell + z),\ z < 0, \qquad (3.4)$$

тогда из (3.3) получим

$$Q_Z = (-ik\, I_П/\omega)\cos k(\ell - z) = -iQ_П \cos k(\ell - z),\ z > 0,$$
$$Q_Z = (+ik\, I_П/\omega)\cos k(\ell + z) = -iQ_П \cos k(\ell + z),\ z < 0. \qquad (3.5)$$

На рис. 3.4 приведены распределения I_Z и Q_Z для трех характерных размеров СВ: $2\ell = \lambda/2$, $2\ell = \lambda$ и $2\ell = 5\lambda/4$. Из формул (3.4), (3.5) и рис. 3.4 следует:

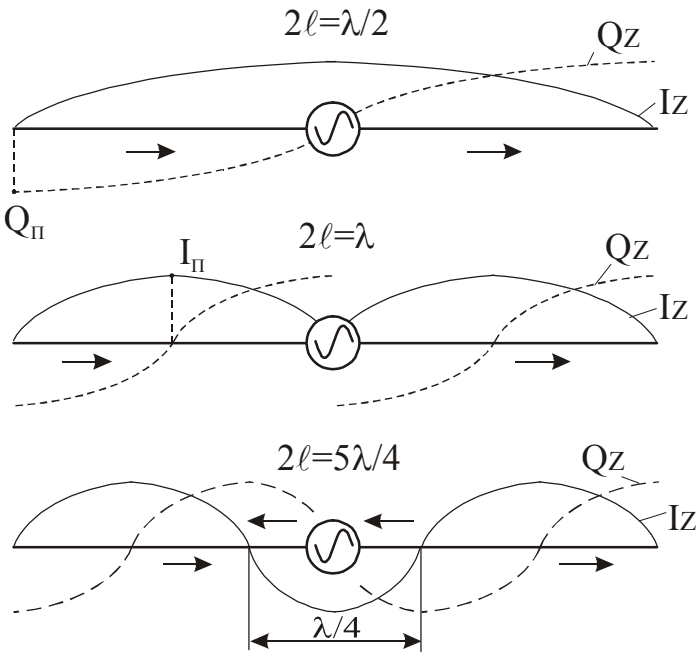


Рис. 3.4

а) на концах СВ всегда устанавливаются узлы (нули) тока и пучности (максимумы) заряда;

б) на расстоянии $\lambda/4$ от концов СВ образуются пучности тока и узлы заряда, затем еще через $\lambda/4$ образуются опять узлы тока и пучности заряда и т.д;

в) ток и заряд в каждой точке СВ сдвинуты между собой по фазе (во времени) на 90^0;

г) фаза тока и заряда меняется вдоль СВ скачками на 180^0 при переходе через нуль;

д) в точках питания СВ устанавливается пучность, узел или промежуточное значение тока в зависимости от отношения длины СВ к длине волны; ток в точках питания остается непрерывным, а заряд претерпевает разрыв;

е) для СВ величины токов и зарядов в пучностях на обоих плечах одинаковы.

3.2. ПОЛЕ СВ В ДАЛЬНЕЙ ЗОНЕ

Поле СВ в дальней зоне определяется с помощью принципа суперпозиции – СВ разбивается на элементарные участки (диполи Герца) $dz_1 = dz_2 = dz$ (рис. 3.5), для которых поля в дальней зоне известны. Эти поля суммируются, а поле СВ находится путем интегрирования суммы по длине верхнего плеча СВ:

$$dE = dE_1 + dE_2;\quad E = \int_0^{\ell} dE.$$

Для первого и второго участков (см. рис. 3.5) запишем следующее:

$$dE_1 = \frac{30k\,dz\,I_Z}{R_1} e^{-ikR_1} \sin\theta;$$

$$dE_2 = \frac{30k\,dz\,I_Z}{R_2} e^{-ikR_2} \sin\theta.$$

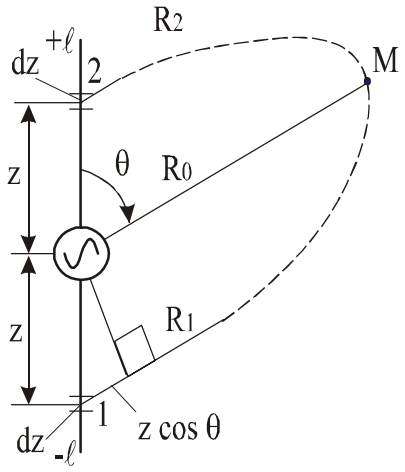


Рис. 3.5

Тогда с учетом условий дальней зоны

$$\frac{1}{R_0} = \frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_2}, \quad \begin{matrix} R_1 = R_0 + z\cos\theta, \\ R_2 = R_0 - z\cos\theta \end{matrix}$$

будем иметь

$$E(\theta) =$$

$$= \frac{30kI_П}{R_0} e^{-ikR_0} \sin\theta \int_0^{\ell} (e^{ikz\cos\theta} + e^{-ikz\cos\theta}) \sin k(\ell - |z|)dz =$$

$$= \frac{60kI_П}{R_0} e^{-ikR_0} \sin\theta \int_0^{\ell} \cos(kz\cos\theta) \sin k(\ell - |z|)dz.$$

Значение интеграла таково:

$$\int_0^{\ell} \cos(kz\cos\theta) \sin k(\ell - |z|)dz = \frac{\cos(k\ell\cos\theta) - \cos k\ell}{k\sin^2\theta}.$$

Тогда выражение для напряженности электрического поля СВ примет вид

$$E(\theta) = \frac{60I_П}{R_0} e^{-ikR_0} f(\theta), \qquad (3.6)$$

где $f(\theta) = \dfrac{\cos(k\ell\cos\theta) - \cos k\ell}{\sin\theta}$ – ***ненормированная ДН СВ.*** (3.7)

Поскольку фаза поля kR_0 от направления θ не зависит, то СВ будет иметь фазовый центр в своей середине. Поэтому множитель e^{-ikR_0} в дальнейшем опускаем.

Нормированная ДН СВ определяется выражением

$$F(\theta) = \frac{f(\theta)}{f_m(\theta_m)}, \qquad (3.8)$$

где $f_m(\theta_m)$ - значение ненормированной ДН в направлении главного максимума.

Для СВ длиной $2\ell \le 5\lambda/4$ главный максимум ДН расположен в направлении, перпендикулярном оси СВ, поэтому его нормированная ДН

$$F(\theta) = \frac{1}{1 - \cos k\ell} \cdot \frac{\cos(k\ell\cos\theta) - \cos k\ell}{\sin\theta}. \qquad (3.9)$$

Для ***полуволнового*** СВ ($2\ell = \lambda/2$) нормированная ДН

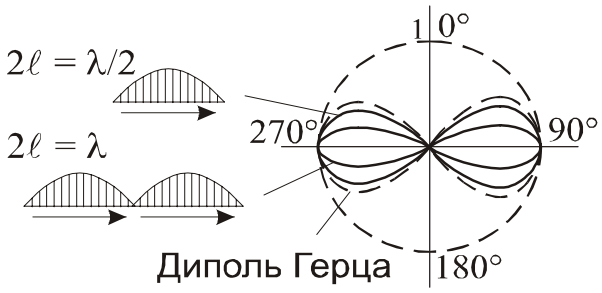
$$F(\theta) = \frac{\cos(\pi/2\cos\theta)}{\sin\theta}, \qquad (3.10)$$

а для ***одноволнового*** ($2\ell = \lambda$) –

$$F(\theta) = \frac{\cos^2(\pi/2\cos\theta)}{\sin\theta}. \qquad (3.11)$$

На рис. 3.6 приведены нормированные ДН, построенные по формулам (3.10) и (3.11). Здесь же для сравнения пунктиром изображена ДН диполя Герца. На рис. 3.7 показана ДН СВ длиной $2\ell = 5\lambda/4$. Из рис. 3.7 видно, что для СВ такой длины в его ДН появляются боковые лепестки, но максимум ДН остается перпендикулярным оси СВ.

На рис. 3.8 и 3.9 приведены ДН СВ длиной $2\ell = 2\lambda$ и $2\ell = 4\lambda$. Отсюда видно, что для случаев, когда по СВ укладывается четное количество полуволн тока, излучение в направлении перпендикуляра к оси СВ отсутствует.



Диполь Герца

Рис. 3.6

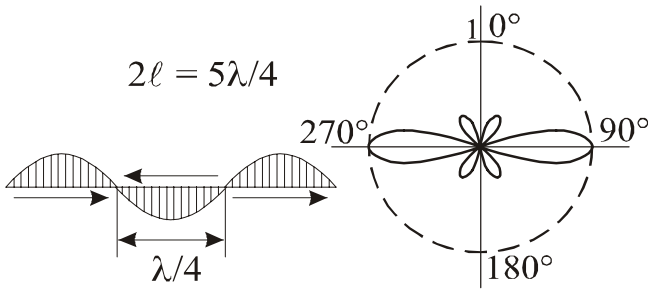


Рис. 3.7

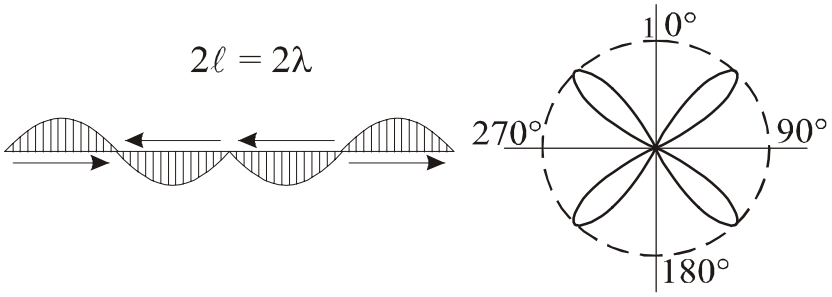


Рис. 3.8

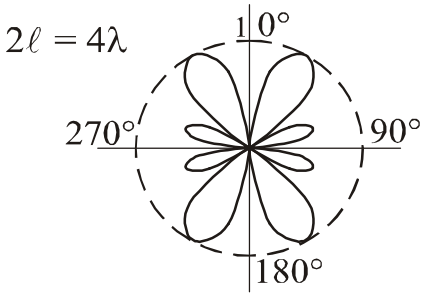


Рис. 3.9

Пример. Построить в меридиональной плоскости приближенную ДН СВ длиной $2\ell = 3\lambda/2$ (рис. 3.10) [10].

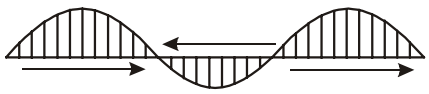


Рис. 3.10

Для $2\ell = 3\lambda/2$

$$k\ell = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{3\lambda}{4} = \frac{3\pi}{2};\ \cos k\ell = 0;\ f(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{3\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta}.$$

Методика построения приближенной ДН СВ такова:

1. Находим направления “нулей”, т.е. те углы, при которых излучение отсутствует:

$$\cos\left(\frac{3\pi}{2}\cos\theta_0\right) = 0;\ \theta_0 = \arccos\frac{2m+1}{3};\ m = 0,1,2...;$$

при $m = 0$ $\theta_{01} = \arccos(1/3) \approx 70°$; при $m = 1$ $\theta_{02} = \arccos 1 = 0°$.

2. Определяем направления “максимумов”, т.е. те углы, при которых боковые лепестки достигают максимального уровня:

$$\cos\left(\frac{3\pi}{2}\cos\theta_m\right)=\pm1;\ \theta_m=\arccos\frac{2m}{3};\ m=0,1,2...$$

при $m=0$ $\theta_{m1}=\arccos 0=90°$; при $m=1$ $\theta_{m2}=\arccos(2/3)=48°$.

3. Определяем ***уровень боковых лепестков*** (УБЛ):

$$|f(\theta_{m1})|=\left|\frac{1}{\sin\theta_{m1}}\right|=\frac{1}{\sin 90°}=1;\qquad F(\theta_{m1})=\frac{f(\theta_{m1})}{f_m(\theta_{m2})}=\frac{\sqrt{2}}{2};$$

$$|f(\theta_{m2})|=\left|\frac{1}{\sin\theta_{m2}}\right|=\frac{1}{\sin 48°}\approx\frac{\sqrt{2}}{2};\quad F(\theta_{m2})=\frac{f(\theta_{m2})}{f_m(\theta_{m2})}=1.$$

На рис. 3.11 показана ДН СВ, построенная на основе приведенных расчетов, откуда видно, что в направлении перпендикуляра к оси СВ уровень излучения меньше, чем при $\theta = 48^0$.

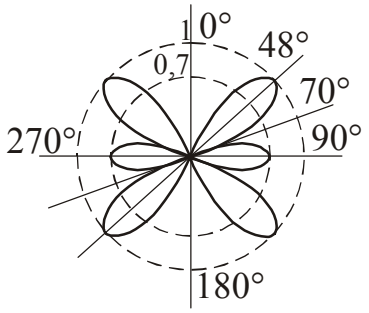


Рис. 3.11

Проведенный анализ ДН СВ позволяет сделать следующие выводы:

1. При $2\ell\le\lambda$ ДН СВ однолепестковая с главным максимумом, перпендикулярным оси СВ, причем лепесток будет тем уже, чем больше длина СВ (см. рис. 3.6). Однолепестковость обусловлена неизменностью направления тока по СВ, а сужение ДН – увеличением линейного размера СВ.

2. При $2\ell>\lambda$ в ДН появляются боковые лепестки, но до $2\ell\le5\lambda/4$ главный максимум перпендикулярен оси СВ (см. рис. 3.7). Появление боковых лепестков обусловлено появлением на СВ участка с направлением тока, противоположным основному.

3. При $2\ell=2\lambda$ излучение в направлении перпендикуляра к оси СВ отсутствует, и так будет всегда, когда $2\ell=2n\lambda$, где n = 1,2,3,… Отсутствие излучения в направлении перпедикуляра к оси объясняется тем, что количество участков с прямым и обратным направлениями токов одинаковы (см. рис. 3.8 и 3.9).

4. При $2\ell>2\lambda$ количество боковых лепестков в ДН растет, а главный лепесток прижимается к оси СВ (см. рис. 3.9).

Примечание: для "тонких" СВ излучение вдоль оси всегда отсутствует, а для "толстых" – может появляться за счет токов на его торцах.

5. В направлении перпендикуляра к СВ в зависимости от его длины может быть максимум (см. рис. 3.6 и 3.7), нуль (см. рис. 3.8 и 3.9) или промежуточное значение поля (см. рис. 3.11).

6. Объемная ДН СВ представляет собой поверхность, образованную вращением ДН в меридиональной плоскости относительно оси СВ.

3.3. ДЕЙСТВУЮЩАЯ ВЫСОТА СВ

Действующая высота равна отношению площади под кривой тока

к току на клеммах вибратора:

$$h_{Д} = \frac{1}{I_A}\int_{-\ell}^{\ell} I_Z dz .$$

Используя распределение (3.1), будем иметь

$$h_{Д} = \frac{1}{I_A}\int_{-\ell}^{\ell} I_A \frac{\sin k(\ell - |z|)}{\sin k\ell} dz = \frac{2}{\sin k\ell}\int_{0}^{\ell} \sin k(\ell - z)dz =$$

$$= \frac{2}{k}\frac{(1-\cos k\ell)}{\sin k\ell} = \frac{\lambda}{\pi} tg\frac{k\ell}{2}. \qquad (3.12)$$

Для полуволнового СВ ($2\ell = \lambda/2$) получим $h_{д} = \lambda/\pi$.

Для одноволнового СВ ($2\ell = \lambda$) формула (3.12) дает физически неправильный результат

$$h_{Д} = \frac{\lambda}{\pi} tg\left(\frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{2}\right) = \infty ,$$

связанный с тем, что формула (3.12) получена относительно тока на клеммах антенны I_A, равного нулю для одноволнового СВ.

В таких случаях ($2\ell = 2n\lambda$) ДВ определяют относительно тока в пучности:

$$h_{ДП} = \frac{1}{I_П}\int_{-\ell}^{\ell} I_Z dz ,$$

где для I_Z используют распределение (3.2). Тогда

$$h_{ДП} = \frac{1}{I_П}\int_{-\ell}^{\ell} I_П \sin k(\ell - |z|)dz = 2\int_{0}^{\ell} \sin k(\ell - z)dz =$$

$$= \frac{2}{k}(1-\cos k\ell) = \frac{2\lambda}{\pi}\sin^2\frac{k\ell}{2}. \qquad (3.13)$$

Из (3.13) находим, что для $2\ell = \lambda$ $h_{дп} = 2\lambda/\pi$.

Таким образом, формулой (3.12) следует пользоваться для определения ДВ СВ, вдоль которых укладывается нечетное число полуволн, а формулой (3.13) – в остальных случаях. Так, например, для СВ длиной $2\ell \le 5\lambda/4$ из (3.13) имеем $h_{дп} = 1{,}75\lambda/\pi$.

Для "коротких" СВ ($2\ell \le \lambda/16$) из формулы (3.12), полагая $tg(kl/2) \approx kl/2$, получим

$$h_{Д} \approx \ell ,$$

т.е. действующая высота СВ равна длине одного его плеча.

3.4. СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И КНД СВ

Активную мощность излучения СВ можно найти, интегрируя вектор Пойнтинга по сфере большого радиуса в ДЗ антенны. Относя эту мощность к квадрату действующего значения тока в пучности, найдем

$$R_{\Sigma\Pi} = \frac{P_\Sigma}{I_\Pi^2} = \frac{1}{I_\Pi^2}\int_{\varphi=0}^{2\pi}\int_{\theta=0}^{\pi}\frac{E^2(\theta)}{120\pi}R^2\sin\theta d\theta d\varphi.$$

Подставляя вместо $E(\theta)$ его выражение для СВ

$$E(\theta) = \frac{60I_\Pi}{R}\frac{\cos(k\ell\cos\theta) - \cos k\ell}{\sin\theta},$$

получим

$$R_{\Sigma\Pi} = 60\int_0^\pi \frac{[\cos(k\ell\cos\theta) - \cos k\ell]^2}{\sin\theta}d\theta =$$

$$= 30[\sin(2k\ell(Si4k\ell - 2Si2k\ell)) + \cos k\ell(C + \ln k\ell) +$$
$$+ Ci4k\ell - 2Ci2k\ell + 2(C + \ln k\ell - Ci2k\ell)], \qquad (3.14)$$

где $Si(t) = \int_0^t \frac{\sin x}{x}dx$, $Ci(t) = C + \ln t + \int_0^t \frac{\cos x - 1}{x}dx$ - интегральные синус и косинус; C = 0,577 - постоянная Эйлера [11].

Выражение (3.14) носит название формулы Ван-дер-Поля для ненагруженного СВ [2].

На рис. 3.12 приведена зависимость $R_{\Sigma\Pi}(2\ell/\lambda)$, построенная по (3.14). Сопротивление излучения имеет максимумы при длине СВ, приблизительно равной четному, и минимумы – нечетному числу полуволн. Максимумы растут с увеличением $2\ell/\lambda$. Причина возникновения минимумов (например, минимума при $2\ell/\lambda$ = 1,5) – появление участка на СВ с током противоположного направления, излучение которого частично компенсирует излучение других частей СВ.

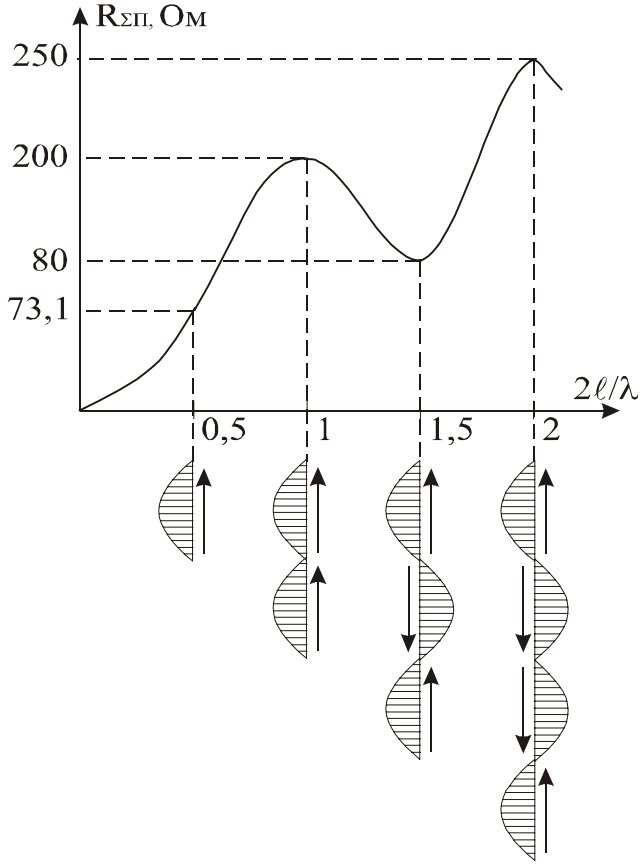


Рис. 3.12

Из графика, изображенного на рис. 3.12, находим, например, что для полуволнового СВ ($2\ell = \lambda/2$) $R_{\Sigma\Pi}$ = 73,1 Ом, для одноволнового СВ ($2\ell = \lambda$) $R_{\Sigma\Pi} \approx$ 200 Ом, а для СВ длиной $2\ell = 5\lambda/4$ $R_{\Sigma\Pi} \approx$ 115 Ом.

Зная действующую высоту СВ и его сопротивление излучения, по формуле

$$D_m = \frac{30(kh_Д)^2}{R_{\Sigma\Pi}}$$

легко определить КНД СВ.

Рассмотрим СВ, для которых максимум главного лепестка ДН перпендикулярен их оси. Для таких СВ имеем:

- для полуволнового СВ ($h_{дп} = \lambda/\pi$, $R_{\Sigma П}$ = 73,1 Ом) $D_m \approx 1{,}64$;
- для одноволнового СВ ($h_{дп} = 2\lambda/\pi$, $R_{\Sigma П}$ = 200 Ом) $D_m \approx 2{,}4$;
- для СВ длиной $2\ell = 1{,}25\lambda$ ($h_{дп} = 1{,}75\lambda/\pi$, $R_{\Sigma П}$ = 115 Ом) $D_m \approx 3{,}2$.

Для изотропного излучателя (ИИ) ($2\ell/\lambda = 0$) $D_{m\,ИИ} = 1$, а для диполя Герца (ДГ) ($2\ell << \lambda$) $D_{m\,ДГ} = 1{,}5$ (см. подразд. 1.6.1).

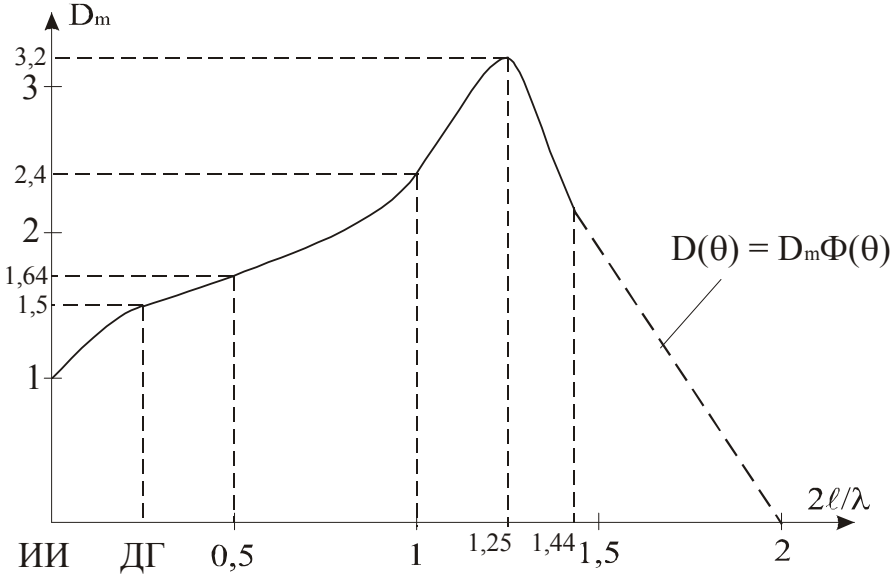


Рис. 3.13

График зависимости $D_m(2\ell/\lambda)$ приведен на рис. 3.13. Наибольший КНД имеет СВ длиной $2\ell = 1{,}25\lambda$. При $2\ell > 1{,}25\lambda$ с увеличением длины СВ уровень боковых лепестков в его ДН растет, что приводит к снижению КНД в экваториальной плоскости. Но при $2\ell \le 1{,}44\lambda$ максимум излучения СВ все еще находится в экваториальной плоскости. При $2\ell = 1{,}44\lambda$ уровень главного лепестка ($\theta = 90^0$) равен уровню бокового лепестка ($\theta \approx 40^0$), а КНД СВ $D_m = 1{,}35$ [12].

При $2\ell > 1{,}44\lambda$ с увеличением длины СВ боковые максимумы превосходят максимум в экваториальной плоскости и КНД в этом направлении уменьшается (пунктирная линия на рис. 3.13). Тогда в направлении перпендикуляра к оси СВ КНД соответствует величине $D_m F^2(90^0)$, которая определяет уровень излучения в направлении $\theta = 90^0$.

3.5. ЭКВИВАЛЕНТНОЕ ВОЛНОВОЕ И ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ СИММЕТРИЧНОГО ВИБРАТОРА

Волновое сопротивление СВ – это волновое сопротивление ДЛ длиной, равной длине одного плеча СВ, входное сопротивление которой равно входному сопротивлению СВ.

Для эквивалентного волнового сопротивления СВ разными методами получены следующие расчетные формулы:

$$\rho_Э = 120\left(\ln\frac{\ell}{a} - 0{,}69\right); \qquad (3.15)$$

$$\rho_Э = 120(\ln\frac{\lambda}{\pi a} - 0{,}577); \qquad (3.16)$$

$$\rho_Э = 120(\ln\frac{\ell}{a} - 1), \qquad (3.17)$$

где ℓ – длина плеча СВ, a – его радиус.

Наиболее распространенной является формула ***Кессениха*** (3.16), выведенная в предположении, что вдоль проводов СВ, как и вдоль ДЛ, распространяется бегущая волна тока.

Как видно из (3.15) – (3.17), эквивалентное волновое сопротивление уменьшается с ростом толщины СВ, т.е. с ростом его диаметра $2a$.

Входное сопротивление СВ определяется как входное сопротивление ДЛ с потерями [13].

Рассмотрим симметричный, нагруженный на концах вибратор с синусоидальным распределением тока и соответствующую этому СВ ДЛ с потерями (рис. 3.14). Предполагаем, что волновое сопротивление линии равно $\rho_Э$ СВ и распределение тока в обоих случаях совпадает. Тогда

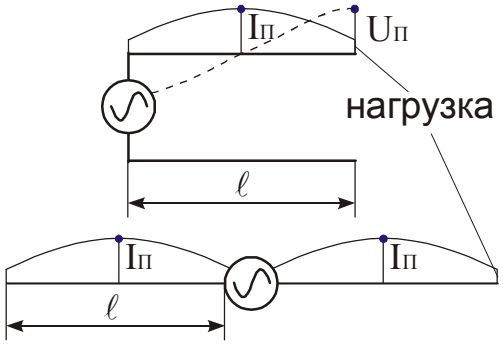


Рис. 3.14

$$Z_A = U_A / I_A,$$

где $U_A = U_П \mathrm{ch}\gamma\ell$, $I_A = I_П \mathrm{sh}\gamma\ell$ – напряжение и ток на входе ДЛ;

$U_П$, $I_П = \dfrac{U_П}{\rho_Э}$ – напряжение и ток в пучности;

$\gamma = \alpha + ik$ – постоянная распространения.

Действительная часть постоянной распространения – ***коэффициент затухания*** α – характеризует уменьшение амплитуды в бегущей вдоль линии волне тока в активном сопротивлении линии. Поскольку распределение тока в СВ (и в ДЛ) мало отличается от синусоидального, то потери малы, т.е. $\alpha\ell << 1$.

При этом условии коэффициент при мнимой части (постоянная сдвига фазы) $k = 2\pi/\lambda$.

Входное сопротивление СВ определяется как входное сопротивление длинной линии с потерями:

$$Z_A = \rho_Э \frac{\mathrm{ch}\gamma\ell}{\mathrm{sh}\gamma\ell} = \rho_Э \frac{\mathrm{ch}(\alpha + ik)\ell}{\mathrm{sh}(\alpha + ik)\ell} = \rho_Э \frac{\mathrm{ch}(\alpha\ell)\mathrm{ch}(ik\ell) + \mathrm{sh}(\alpha\ell)\mathrm{sh}(ik\ell)}{\mathrm{sh}(\alpha\ell)\mathrm{ch}(ik\ell) + \mathrm{ch}(\alpha\ell)\mathrm{sh}(ik\ell)}.$$

Поскольку $\alpha\ell << 1$, то $\mathrm{ch}(\alpha\ell) \approx 1$, $\mathrm{sh}(\alpha\ell) \approx \alpha\ell$.

Кроме того, известно, что $\mathrm{ch}(ik\ell) = \cos(k\ell)$ и $\mathrm{sh}(ik\ell) = i\sin(k\ell)$. Тогда

$$Z_A \approx \rho_Э \frac{\cos(k\ell) + i\alpha\ell\sin(k\ell)}{\alpha\ell\cos(k\ell) + i\sin(k\ell)} = \rho_Э \frac{\alpha\ell - i\cdot 0{,}5[1 - (\alpha\ell)^2]\sin(2k\ell)}{(\alpha\ell)^2\cos^2(k\ell) + \sin^2(k\ell)} =$$

$$= \rho_Э \frac{\alpha\ell - i\cdot 0{,}5[1 - (\alpha\ell)^2]\sin(2k\ell)}{(\alpha\ell)^2 + [1 - (\alpha\ell)^2]\sin^2(k\ell)} \approx \rho_Э \frac{\alpha\ell - i\cdot 0{,}5\sin(2k\ell)}{(\alpha\ell)^2 + \sin^2(k\ell)}. \qquad (3.18)$$

Потери $\alpha\ell$ определяются из условия равенства мощности излучения СВ и активной мощности потерь в ДЛ.

Мощность излучения СВ равна

$$P_{\Sigma ПСВ} = I_П^2 R_{\Sigma П} = \left(\frac{U_П}{\rho_Э}\right)^2 R_{\Sigma П},$$

а активная мощность потерь в ДЛ –

$$P_{ПЛ} = \mathrm{Re}\{I_A U_A^*\} =$$

$$= \mathrm{Re}\left\{\frac{U_П}{\rho_Э}\left[\alpha\ell\cos(k\ell) + i\sin(k\ell)\right] U_П\left[\cos(k\ell) - i\alpha\ell\sin(k\ell)\right]\right\} = \frac{\alpha\ell}{\rho_Э} U_П^2.$$

Приравнивая эти мощности, получим

$$\alpha\ell = \frac{R_{\Sigma П}}{\rho_Э}.$$

Подставляя $\alpha\ell$ в (3.18), окончательно получим

$$Z_A \approx \frac{R_{\Sigma П} - i\cdot 0{,}5\rho_Э \sin(2k\ell)}{\left(\frac{R_{\Sigma П}}{\rho_Э}\right)^2 + \sin^2(k\ell)} \qquad (3.19)$$

или

$$R_A \approx \frac{R_{\Sigma П}}{\left(\frac{R_{\Sigma П}}{\rho_Э}\right)^2 + \sin^2(k\ell)}, \quad X_A \approx -\frac{0{,}5\rho_Э \sin(2k\ell)}{\left(\frac{R_{\Sigma П}}{\rho_Э}\right)^2 + \sin^2(k\ell)}. \qquad (3.20)$$

Зависимости R_A и X_A от $2\ell/\lambda$ показаны на рис. 3.15. Из рис. 3.15 видно, что эти зависимости носят резкий колебательный характер, причем:

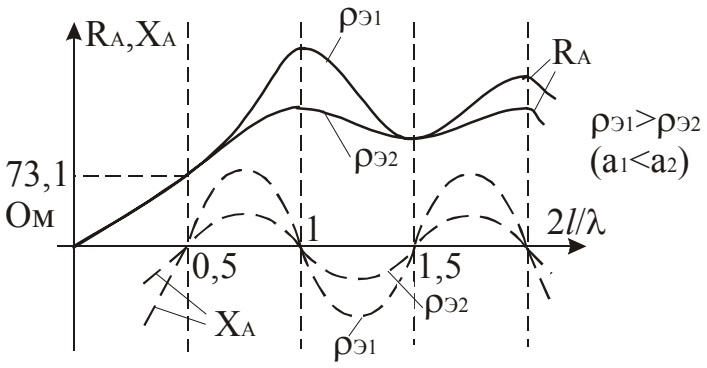


Рис. 3.15

1. Активная составляющая R_A достигает максимумов при длинах СВ, кратных четному, и минимумов – кратных нечетному числу полуволн. Исключение составляет полуволновый СВ, для которого минимум отсутствует. Величина максимумов уменьшается с ростом их номеров.

2. Реактивная составляющая X_A обращается в нуль при длинах СВ, кратных целому числу полуволн. При $2\ell < 0{,}5\lambda$, $X_A < 0$ реактивность имеет емкостный, а при $2\ell > 0{,}5\lambda$, $X_A > 0$ – индуктивный характер. При $2\ell = 0{,}5\lambda$ $X_A = 0$ СВ ведет себя как последовательный колебательный контур – наступает ***первый последовательный резонанс***. При $2\ell = \lambda$ СВ ведет себя как параллельный колебательный контур – наступает ***первый параллельный резонанс***. При дальней-

шем увеличении $2\ell/\lambda$ сопротивление СВ вновь приобретает емкостный характер и ход зависимости начинает повторяться – наступают ***второй последовательный резонанс*** ($2\ell = 1{,}5\lambda$), ***второй параллельный резонанс*** ($2\ell = 2\lambda$) и т.д.

3. Чем больше толщина СВ (чем больше поперечное сечение в случае плоских СВ), тем меньше его эквивалентное волновое сопротивление $\rho_Э$, тем более плавными будут зависимости R_A и X_A от $2\ell/\lambda$ и тем диапазоннее СВ. Таким образом, для расширения полосы пропускания СВ необходимо увеличивать его толщину (поперечный размер).

Полосу пропускания СВ можно определить по формуле [14]

$$N = \frac{2\Delta f}{f}100\% \approx \frac{R_A}{\rho_Э}100\%. \qquad (3.21)$$

Пользуясь формулами (3.16) и (3.21), для полуволнового СВ разной толщины получим:

– для $a = \frac{2\ell}{200} = \frac{\lambda}{400}$ $\rho_э = 512$ Ом, $N = 14\%$;

– для $a = \frac{2\ell}{100} = \frac{\lambda}{200}$ $\rho_Э = 429$ Ом, $N = 17\%$;

– для $a = \frac{2\ell}{50} = \frac{\lambda}{100}$ $\rho_Э = 346$ Ом, $N = 21\%$;

– для $a = \frac{2\ell}{10} = \frac{\lambda}{20}$ $\rho_э = 157$ Ом, $N = 46{,}5\%$.

Из приведенных примеров видно, что СВ является узкополосным антенным устройством, а стремление получить полосу ≈ 50% приводит к тому, что поперечный размер СВ становится чрезмерным. Так, для первого телеканала ($\lambda_{СР}$ = 5,72 м) диаметр такого СВ должен быть равным 57,2 см, а для 12 телеканала ($\lambda_{СР}$ = 1,32 м) – 13,2 см.

Для реальных СВ, имеющих конечную толщину, реактивная составляющая входного сопротивления обращается в нуль не при длинах, кратных целому числу полуволн, а при длинах на 5…10% меньших. Так, СВ длиной $2\ell = 0{,}5\lambda$ имеет входное сопротивление, равное

$$Z_A = (73{,}1 + i42{,}5)\ \text{Ом}.$$

Отсюда видно, что реактивная составляющая полуволнового СВ имеет индуктивный характер. Компенсировать индуктивность (настроить СВ в резонанс) можно укорочением СВ, которое определяется по формуле ***Леонтовича - Левина***

$$\frac{\Delta\ell}{\ell} = \frac{0{,}225}{\ln\frac{\lambda}{2\pi a}}, \qquad (3.22)$$

где $\Delta\ell$ - величина, на которую уменьшается каждое плечо СВ.

На практике обычно используют полуволновый СВ, работающий на ***собственной длине волны***, которой называют ту наибольшую длину волны генератора λ_0, при которой реактивная составляющая входного сопротивления обращается в нуль. Для этого $2\ell = (0{,}9...0{,}95)\lambda_0/2$. Следовательно, длина применяемого на практике настроенного полуволнового СВ должна составлять $2\ell = (0{,}45...0{,}47)\lambda_0$.

Из рис. 3.15 видно, что X_A обращается в нуль также при работе на гармониках, т.е. волнах в целое число раз короче собственной. Однако на практике на гармониках работают редко.

Преимущества полуволнового настроенного СВ перед СВ, настроенным на гармонику, следующие:

- наименьшая длина;
- однолепестковая ДН с максимумом в экваториальной плоскости;
- входное сопротивление, хорошо согласующееся с волновым сопротивлением стандартного кабеля РК-75;
- малые изменения X_A вблизи резонанса, что облегчает как настройку СВ, так и согласование с кабелем.

3.6. АНТЕННЫЙ ЗАЗОР

Антенный зазор – это расстояние S между внутренними концами плеч СВ (рис. 3.16).

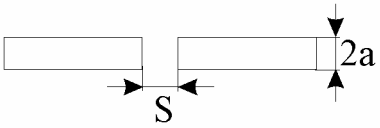


Рис. 3.16

Если антенный зазор очень мал по сравнению с радиусом проводника СВ ($S \ll a$), то вход антенны оказывается шунтированным сосредоточенной емкостью этого зазора и большая часть тока замкнется через емкость, минуя антенну [15].

Если величина антенного зазора сравнима с радиусом проводника ($S \approx a$), то его сосредоточенная емкость столь мала, что может не учитываться. При этом практически весь ток ответвляется на плечи СВ.

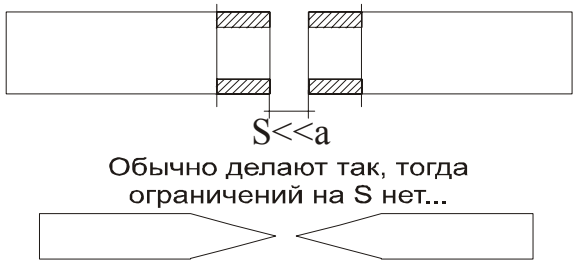


Рис. 3.17

Для уменьшения емкости желательно не применять сплошных торцевых поверхностей, а использовать полые трубчатые проводники (рис. 3.17). При необходимости зазор может быть закрыт каким-либо диэлектриком. Конструкция зазора с коническими концами вибраторов обеспечивает отсутствие влияния сосредоточенной емкости при сколь угодно малой величине S.

Влияние больших антенных зазоров зависит от длины СВ. У полуволнового СВ увеличение S почти не сказывается на ДН и КНД, а увеличивает только сопротивление излучения в пучности. При $S = 12{,}5a = 0{,}03\lambda$ экспериментально обнаружено увеличение $R_{\Sigma П}$ при-

мерно на 10 Ом. Реактивная составляющая сопротивления от величины S не зависит.

Параметры одноволнового СВ значительно более чувствительны к увеличению антенного зазора. Одноволновый СВ с увеличивающимся зазором можно рассматривать как два соосных полуволновых СВ, расстояние между которыми увеличивается. При этом увеличивается общая длина антенной системы, главный лепесток ДН сужается и КНД растет. В результате этого одновременно уменьшается сопротивление излучения в пучности [16]:

$$R_{\Sigma\Pi} = R_{\Sigma\Pi}\big|_{S=0} - 127S/\lambda\,.$$

4. НАПРАВЛЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Увеличивая длину СВ, можно получить ДН со сколь угодно узким главным лепестком в меридиональной плоскости, но при этом объемная ДН (из-за круговой симметрии) будет представлять собой набор конических поверхностей. Таким образом, в случае СВ нельзя говорить об одном или нескольких направлениях максимального излучения. Для расширения возможностей направленного излучения и, в частности, для концентрации энергии в определенном направлении применяют антенны, составленные из нескольких одинаковых излучателей, так называемые ***антенные решетки***.

4.1. СИСТЕМА ИЗ ДВУХ НЕНАПРАВЛЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Реально такую простейшую ***антенну-решетку*** представляет собой система из двух полуволновых СВ в экваториальной плоскости (рис. 4.1). Расстояние d между точками A и B, в которых расположены СВ, называется ***“базой”*** [1,17].

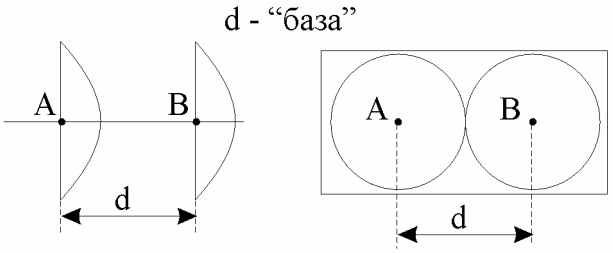


Рис. 4.1

4.1.1. СИНФАЗНАЯ СИСТЕМА

Рассмотрим систему, приведенную на рис. 4.2. То обстоятельство, что система синфазная (***broadside-система*** – "бортовой залп" [18]), обозначим знаком “+” при СВ. Будем считать СВ идентичными, т.е. обладающими не только одинаковыми размерами, но и одинаковыми токами: $I_A = I_B = I$.

В направлении на точку M_1 (см. рис. 4.2) в дальней зоне длина пути от каждого СВ к M_1 одинакова, поэтому напряженность поля E_A, создаваемая вибратором A, и напряженность поля E_B, создаваемая вибратором B, будут одинаково за-

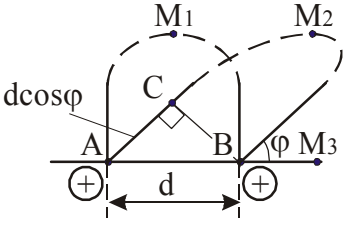


Рис. 4.2

паздывать по фазе по отношению к синфазным токам СВ. А так как $I_A = I_B = I$, то и $E_A = E_B = E$, и результирующая напряженность будет вдвое больше напряженности поля, создаваемой одним СВ: $E_{M1} = E_A + E_B = 2E$.

В направлении на точку M_2 расстояние к M_2 от СВ A будет на отрезок (разность хода) $AC = d\cos\varphi$ больше, чем от СВ B. Поэтому напряженность поля E_A будет в точке M_2 запаздывать по фазе по сравнению с E_B на угол:

$$\psi = kd\cos\varphi. \qquad (4.1)$$

Очевидно, что в зависимости от "базы" d и направления φ угол сдвига фаз может принимать самые разные значения. В частности, он может оказаться равным $\psi_m = 0, 2\pi, 4\pi,...,2m\pi$, где $m = 0, 1, 2,\ldots$ В этом случае будем иметь $E_{M2} = 2E$, как и в точке M_1. Большего значения для двух СВ поле получить не может. Таким образом, получаем формулу для определения направлений, в которых поле удваивается:

$$kd\cos\varphi_m = 2m\pi,\ m = 0, 1, 2, \ldots \qquad (4.2)$$

Точно так же могут быть такие d и φ, для которых $\psi = \pi, 3\pi,\ldots, (2m+1)\pi$. В таких случаях результирующая напряженность поля $E_{M2} = 0$ и формула для определения нулевых излучений имеет вид

$$kd\cos\varphi_0 = (2m+1)\pi,\ m = 0, 1, 2, \ldots \qquad (4.3)$$

В направлении на точку M_3 (вдоль оси соединяющей СВ) имеем

$$\psi = kd, \qquad (4.4)$$

а результирующая напряженность поля будет определяться по формуле

$$E_{M3} = \sqrt{E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B\cos(kd)} = E\sqrt{2[1+\cos(kd)]}. \qquad (4.5)$$

Пример. Построить в полярной системе координат приближенную ДН системы из двух синфазных ненаправленных излучателей, расстояние между которыми $d = 5\lambda/4$ [10].

Методика построения приближенной ДН системы из двух синфазных ненаправленных излучателей следующая:

1. По формуле (4.2) определяем направления максимальных излучений:

$$\frac{2\pi}{\lambda}\frac{5\lambda}{4}\cos\varphi_m = 2m\pi;\ \varphi_m = \arccos(4m/5);$$

при $m = 0$ $\varphi_{m1} = \arccos 0 = 90°$; при $m = 1$ $\varphi_{m2} = \arccos(4/5) \approx 36°$.

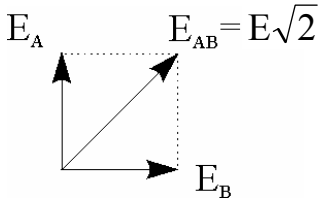
2. По формуле (4.3) находим направления нулевых излучений:

$$\frac{2\pi}{\lambda}\frac{5\lambda}{4}\cos\varphi_0 = (2m+1)\pi;\ \varphi_0 = \arccos[2(2m+1)/5];$$

при $m = 0$ $\varphi_{01} = \arccos(2/5) \approx 66°$.

3. По формуле (4.4) определяем сдвиг по фазе между E_A и E_B вдоль AB:

$$\psi_{AB} = kd = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{5\lambda}{4} = 2{,}5\pi = 2\pi + \frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2},$$



а по формуле (4.5) – напряженность поля вдоль AB:

$$E_{AB} = E\sqrt{2\left[1+\cos(\pi/2)\right]} = E\sqrt{2}\,.$$

4. Изображаем окружность радиусом 2E, наносим на ней направления максимальных и нулевых излучений, отмечаем значение поля вдоль AB и плавной линией строим ДН (рис. 4.3).

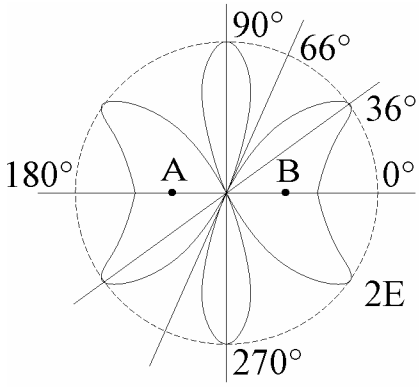


Рис. 4.3

Рассмотрим синфазную систему из двух полуволновых СВ, расположенных друг от друга на расстоянии $d = \lambda/2$ (рис. 4.4). ДН СВ в плоскости E определяется выражением (см. подразд. 3.2)

$$F_E(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}, \qquad (4.6)$$

а ДН системы в плоскости H (в плоскости ненаправленности каждого из СВ) – выражением (см. далее подразд. 4.2.2)

$$F_H(\varphi) = \cos\left(\frac{kd}{2}\sin\varphi\right). \qquad (4.7)$$

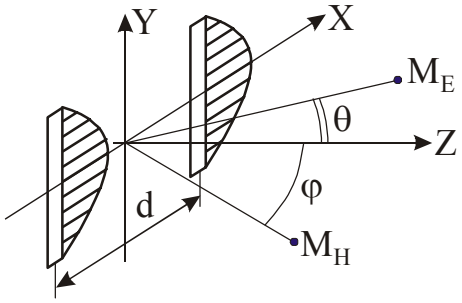


Рис. 4.4

На рис. 4.5 эти ДН построены на одной координатной сетке. Из рис. 4.5 видно, что обе ДН однолепестковые, но лепесток в плоскости H уже, чем в плоскости E ($2\theta^0_{0,5E} = 80^0$, $2\varphi^0_{0,5H} = 60^0$). Увеличивая длину СВ или уменьшая расстояние d между СВ можно получить одинаковую ДН в обеих плоскостях. Однако увеличивать длину СВ нельзя, так как при этом изменятся его электрические параметры, поэтому уменьшаем d. Для определения необходимого d в формулах (4.6) и (4.7) полагаем $\theta = \varphi = 40^0$ и приравниваем их.

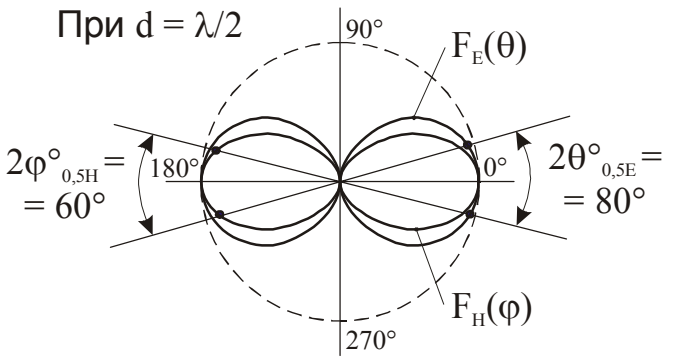


Рис. 4.5

Из решения трансцендентного уравнения

$$\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin 40^\circ\right)}{\cos 40^\circ} = \cos\left(\frac{kd}{2}\sin 40^\circ\right)$$

находим расстояние d между СВ, обеспечивающее одинаковую ДН в обеих плоскостях.

Сформулируем основные направленные свойства системы broadside:

1. В направлении перпендикуляра к оси системы независимо от "базы" всегда будет максимум поля, равный 2E.

2. При $d \le \lambda$ ДН системы будет однолепестковой, причем лепесток будет тем уже, чем больше d/λ.

3. При $d > \lambda$ с увеличением d количество боковых лепестков в ДН растет.

4. Величина всех боковых лепестков одинакова и равна лепестку в направлении перпендикуляра к оси системы, т.е. равна $2E$.

5. Вдоль оси системы в зависимости от d может быть $2E$, 0 или промежуточное значение поля.

4.1.2. ПРОТИВОФАЗНАЯ СИСТЕМА

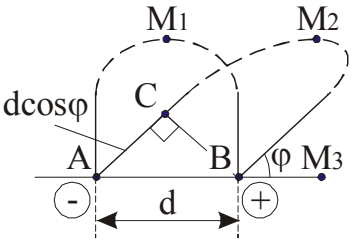


Рис. 4.6

Противофазная система из двух полуволновых СВ в экваториальной плоскости (***double-end-fire-система*** – "пальба с двух концов" [18]) показана на рис. 4.6.

Рассмотрим направление на точку M_1. Поскольку токи в системе противофазные: $I_B = I_A e^{i\pi} = -I_A$, а поля E_A и E_B к точке M_1 проходят одинаковый путь и за счет этого запаздывают по фазе на один и тот же угол, то соотношение между полями в этой точке будет таким же: $E_B = E_A e^{i\pi} = -E_A$. Поэтому $E_{M1} = E_A + E_B = 0$, т.е. в направлении перпендикуляра к оси системы излучение отсутствует.

При определении поля вдоль AB (точка M_3) к сдвигу по фазе за счет расстояния kd необходимо добавить сдвиг по фазе за счет запитки π, т.е.

$$\psi_{AB} = kd + \pi . \qquad (4.8)$$

Тогда поле вдоль оси системы следует определять по формуле

$$E_{M3} = \sqrt{E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B \cos(kd + \pi)} = E\sqrt{2[1 + \cos(kd + \pi)]} . \qquad (4.9)$$

С учетом (4.8) нужно находить и направления максимальных и нулевых излучений для произвольных d и φ (точка M_2). Совершенно очевидно, что теперь направление максимальных излучений будет соответствовать равенству

$$kd\cos\varphi_m = 2m\pi + \pi = (2m+1)\pi , \; m=0, 1, 2, \ldots, \qquad (4.10)$$

а направление нулевых излучений – равенству

$$kd\cos\varphi_0 = (2m+1)\pi + \pi = 2m\pi , \; m=1, 2, 3, \ldots \qquad (4.11)$$

Пример. Построить в полярной системе координат приближенную ДН противофазной системы из двух ненаправленных излучателей, расстояние между которыми $d = 5\lambda/4$ [10].

Методика построения такова:

1. По формуле (4.8) определяем сдвиг по фазе между E_A и E_B вдоль оси системы:

$$\psi_{AB} = kd + \pi = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{5\lambda}{4} + \pi = 2\pi + \frac{3\pi}{2} = \frac{3\pi}{2},$$

а по формуле (4.9) – напряженность поля вдоль AB:

$$E_{AB} = E\sqrt{2\left[1+\cos\left(3\pi/2\right)\right]} = E\sqrt{2}\,.$$

2. По формуле (4.10) находим направления максимальных излучений:

$$\frac{2\pi}{\lambda}\frac{5\lambda}{4}\cos\varphi_m = (2m+1)\pi;\ \varphi_m = \arccos\left(2(2m+1)/5\right);$$

при $m=0$ $\varphi_{m1} = \arccos(2/5) \approx 66°$.

3. По формуле (4.11) определяем направления нулевых излучений:

$$\frac{2\pi}{\lambda}\frac{5\lambda}{4}\cos\varphi_0 = 2m\pi;\ \varphi_m = \arccos(4m/5);$$

при $m=0$ $\varphi_{01} = \arccos 0 = 90°$; при $m=1$ $\varphi_{02} = \arccos(4/5) \approx 36°$.

4. Строим окружность радиусом $2E$, наносим на ней направления максимальных и нулевых излучений, отмечаем значение поля вдоль оси AB и плавной линией строим ДН (рис. 4.7).

Выводы:

1. В направлении перпендикуляра к оси системы при любой "базе" излучение будет отсутствовать.
2. При $d = \lambda$ ДН системы будет однолепестковой с максимумом в направлении $\varphi_m = 60^0$.
3. При $d > \lambda$ в ДН появляются боковые лепестки, количество которых будет тем больше, чем больше d/λ.
4. Все лепестки, кроме расположенных вдоль линии AB, имеют одинаковую амплитуду $2E$.
5. В направлении оси системы в зависимости от d/λ может быть максимум, нуль или промежуточное значение поля.

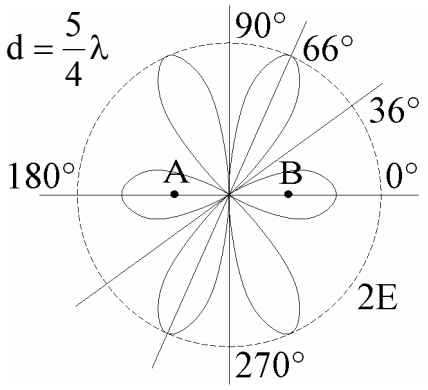


Рис. 4.7

4.1.3. СИСТЕМА “АНТЕННА - АКТИВНЫЙ РЕФЛЕКТОР”

Система "антенна - активный рефлектор" (***end-fire-система*** – "огонь в одну сторону") представляет собой два параллельных полуволновых СВ, расположенных на расстоянии $d = \lambda/4$ друг от друга (рис. 4.8, а) и питаемых так, что ток в рефлекторе P опережает по фазе ток в антенне A на $\pi/2$: $I_P = I_A e^{i\pi/2}$.

К точке M_1 (рис. 4.8, б) напряженности полей, создаваемых СВ, проходят одинаковый путь и по отношению к токам будут запаздывать по фазе на один и тот же угол. Поэтому в точке M_1 $E_P = E_A e^{i\pi/2}$ и результирующее поле

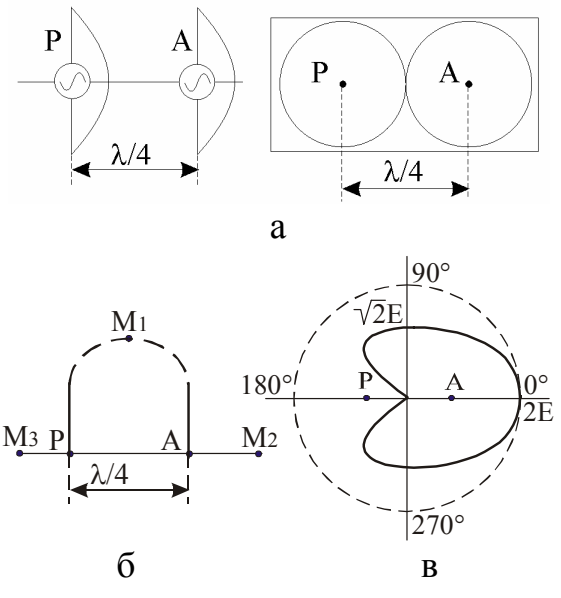


Рис. 4.8

$$E_{M1} = \sqrt{E_A^2 + E_B^2 + 2E_A E_B \cos(\pi/2)} = E\sqrt{2}\,.$$

В направлении от рефлектора P к антенне A (точка M_2 на рис. 4.8, б) поле рефлектора будет проходить путь на $\lambda/4$ больший, чем поле антенны, и запаздывать по фазе относительно поля антенны на угол $\psi = kd = \pi/2$, но это запаздывание компенсируется опережением по фазе на $\pi/2$ за счет запитки так, что

$$\psi_{PA} = -\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{4}\Big|_{ПУТЬ} + \frac{\pi}{2}\Big|_{ЗАПИТКА} = 0\,,$$

поэтому в точке M_2 $E_{M2} = 2E$.

В направлении от антенны к рефлектору (точка M_3 на рис. 4.8, б) поле антенны будет проходить путь на $\lambda/4$ больший, чем поле рефлектора, и запаздывать относительно поля рефлектора на угол $\psi = kd = \pi/2$. Кроме того, оно еще будет запаздывать на угол $\pi/2$ за счет запитки так, что

$$\psi_{AP} = -\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{4}\Big|_{ПУТЬ} - \frac{\pi}{2}\Big|_{ЗАПИТКА} = -\pi\,,$$

поэтому в точке M_3 поля E_P и E_A складываются в противофазе и $E_{M3} = 0$. ДН системы показана на рис. 4.8, в.

4.2. СИСТЕМА ИЗ n НЕНАПРАВЛЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Для получения остронаправленных ДН в ряде случаев применяются антенны, составленные из большого числа СВ или других типов излучателей, – ***многоэлементные антенные решетки (АР)***.

Получение направленного излучения с помощью таких систем объясняется интерференцией полей, создаваемых отдельными излучателями. Вследствие этого ДН всей антенной системы зависит как от типа излучателей, так и от их расположения, от расстояний между ними, от длины волны и соотношения между амплитудами и фазами токов в излучателях. Соответствующим расположением излучателей и возбуждением в них токов определенных амплитуд и фаз можно получить различные ДН [8].

Исследуем излучение, создаваемое в экваториальной плоскости системой из идентичных параллельных полуволновых СВ (рис. 4.9), причем будем предполагать, что данная система такова:

а) эквидистантная – $d_{1,2} = d_{2,3} = d_{3,4} = \ldots = d_{(m-1),m} = d$;

б) равноамплитудная – $|I_1| = |I_2| = \ldots = |I_m| = |I|$;

в) линейно-фазная – $\psi_2 = -\psi$; $\psi_3 = -2\psi$; $\psi_4 = -3\psi$, …, $\psi_m = -(m-1)\psi$.

Для одиночного СВ напряженность поля в экваториальной плоскости

$$E = \frac{30kIh_Д}{R}e^{-ikR} = \frac{C}{R}e^{-ikR}\,.$$

Тогда каждый излучатель, входящий в систему, создает поле следующего вида:

$$E_1 = \frac{C}{R_1} e^{-ikR_1};$$

$$E_2 = \frac{C}{R_2} e^{-i(kR_2 - \psi)};$$

$$E_3 = \frac{C}{R_3} e^{-i(kR_3 - 2\psi)};$$

$$\cdots$$

$$E_m = \frac{C}{R_m} e^{-i[kR_m - (m-1)\psi]}.$$

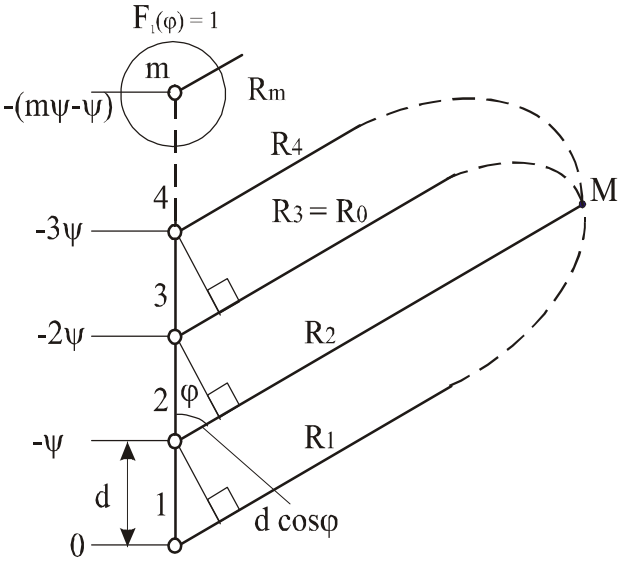


Рис. 4.9

Учитывая условие дальней зоны для амплитуд

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_3} = \cdots = \frac{1}{R_m} = \frac{1}{R_0},$$

где R_0 – расстояние к точке наблюдения M от середины системы, и условие для фазовых набегов полей

$$R_2 = R_1 - d\cos\varphi;$$

$$R_3 = R_1 - 2d\cos\varphi;$$

$$\cdots$$

$$R_m = R_1 - (m-1)d\cos\varphi,$$

где φ – угол, отсчитываемый от оси системы, имеем

$$E_m = \frac{C}{R_0} e^{-i[kR_1 - (m-1)(kd\cos\varphi - \psi)]}.$$

По принципу суперпозиции результирующее поле равно сумме полей независимых источников, т.е. в точке M будем иметь

$$E_n(\varphi) = \sum_{m=1}^{n} E_m = \frac{C}{R_0} \sum_{m=1}^{n} e^{-ikR_1} e^{i(m-1)(kd\cos\varphi - \psi)}. \qquad (4.12)$$

Сумма в (4.12) является суммой S членов геометрической прогрессии с первым членом $a = e^{-ikR_1}$ и знаменателем $q = e^{ib}$, где $b = kd\cos\varphi - \psi$ [7]:

$$S = a\frac{1-q^n}{1-q} = e^{-ikR_1}\frac{1-e^{inb}}{1-e^{ib}} = e^{-ikR_1} e^{i\frac{n-1}{2}b}\frac{\sin(nb/2)}{\sin(b/2)}.$$

Тогда (4.12) примет вид

$$E_n(\varphi) = \frac{C}{R_0} e^{-i(kR_0 + \psi_0)} \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\varphi - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\varphi - \psi)\right]}, \qquad (4.13)$$

где $R_0 = R_1 - \frac{n-1}{2} d\cos\varphi$ - расстояние от середины системы к точке M;

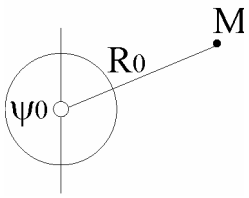


Рис. 4.10

$\psi_0 = \psi(n-1)/2$ - сдвиг фазы средней точки системы относительно первого излучателя.

Если вместо системы СВ взять один СВ и поместить его в точку, где находилась середина системы, то придав его току фазу ψ_0, соответствующую этой точке (рис. 4.10), в точке M будем иметь

$$E = \frac{C}{R_0} e^{-i(kR_0+\psi_0)}. \qquad (4.14)$$

Сравнивая выражения (4.13) и (4.14), видим, что фаза поля системы и одиночного СВ в точке M одна и та же, а амплитуда отличается на величину

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\varphi - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\varphi - \psi)\right]}, \qquad (4.15)$$

которая называется ***ненормированной ДН системы (решетки)***.

Из (4.13) видно, что фаза поля системы $kR_0 + \psi_0$ от направления не зависит, следовательно, система имеет фазовый центр, и он находится в ее середине.

4.2.1. СИНФАЗНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА

Для синфазной АР $\psi = 0$, и ее ненормированная ДН будет иметь вид

$$f_n(\varphi) = \frac{\sin\left[\frac{nkd}{2}\cos\varphi\right]}{\sin\left[\frac{kd}{2}\cos\varphi\right]}. \qquad (4.16)$$

Проведем анализ выражения (4.16) следующим образом:

1. Рассмотрим направление перпендикуляра к оси АР. Непосредственная подстановка в (4.16) $\varphi = 90^0$ приводит к неопределенности $f_n(90°) = (0/0)$, раскрывая которую по правилу Лопиталя, находим

$$f_n'(\varphi)\Big|_{\varphi=90°} = \frac{\frac{nkd}{2}\cos\left[\frac{nkd}{2}\cos\varphi\right]\sin\varphi}{\frac{kd}{2}\cos\left[\frac{kd}{2}\cos\varphi\right]\sin\varphi} = n,$$

откуда следует, что в направлении перпендикуляра к оси АР напряженность поля в n раз больше напряженности поля одиночного излучателя.

Тогда ***нормированная ДН АР*** будет иметь вид

$$F_n(\varphi) = \frac{1}{n}\frac{\sin\left[\frac{nkd}{2}\cos\varphi\right]}{\sin\left[\frac{kd}{2}\cos\varphi\right]}. \qquad (4.17)$$

2. Определим направления нулей в ДН. Функция (4.17) равна нулю, если

$$\sin\left(\frac{nkd}{2}\cos\varphi_0\right)=0,$$

откуда, записав решение тригонометрического уравнения в виде

$$\frac{nkd}{2}\cos\varphi_0=m\pi;\ m=\pm1,\pm2,...;\ \cos\varphi_0=\frac{m\lambda}{nd},$$

получим направления нулей φ_0 в ДН:

$$\varphi_0=\arccos\left(\frac{m\lambda}{nd}\right). \qquad (4.18)$$

Количество нулей в ДН найдем из условия $\cos\varphi_0=\frac{m\lambda}{nd}\le1$, откуда $m\le\frac{nd}{\lambda}$. Линейный размер АР равен $L=(n-1)d\big|_{n\to\infty}\approx nd$. Тогда количество нулей определено условием вида

$$m\le\frac{L}{\lambda}, \qquad (4.19)$$

т.е. количество нулей в ДН будет тем больше, чем больше размер АР по сравнению с длиной волны. Из (4.19) видно также, что при $L<\lambda$ ДН АР будет однолепестковой и первый нуль в ДН появится в направлении оси АР при $L=\lambda$.

3. Определим направления максимумов боковых лепестков в ДН. Поскольку знаменатель (4.17) изменяется с изменением угла φ значительно медленнее числителя, то за направления максимумов боковых лепестков приближенно можно считать такие величины углов φ_m, при которых числитель ДН имеет наибольшее значение. Поэтому направления максимумов боковых лепестков в ДН можно определить, решив тригонометрическое уравнение

$$\sin\left(\frac{nkd}{2}\cos\varphi_m\right)=\pm1.$$

Решение данного уравнения сводится к таким выражениям:

$$\frac{nkd}{2}\cos\varphi_m=\pm(2m+1)\frac{\pi}{2};\ \cos\varphi_m=\pm(2m+1)\frac{\lambda}{2nd};\ m=\pm1,\pm2...;$$

$$\varphi_m=\arccos\left[\pm(2m+1)\frac{\lambda}{2nd}\right]. \qquad (4.20)$$

Количество боковых лепестков находим из условия

$$\cos\varphi_m=\pm(2m+1)\frac{\lambda}{2nd}\le1;\ m\le\left(\frac{nd}{\lambda}-\frac{1}{2}\right),$$

согласно которому количество боковых лепестков в ДН тем больше, чем больше размер решетки по сравнению с длиной волны, причем их максимумы находятся посередине между нулями ДН.

4. Уровень боковых лепестков найдем по формуле

$$\left|F_n(\varphi_m)\right| = \frac{1}{\left|n\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi_m\right)\right|} = \frac{1}{\left|n\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\frac{\lambda}{nd}\frac{2m+1}{2}\right)\right|} = \frac{1}{\left|n\sin\left(\frac{2m+1}{2}\frac{\pi}{n}\right)\right|}. \quad (4.21)$$

При большом количестве излучателей ($n >> 1$) аргумент синуса в (4.21) мал, поэтому

$$\left|F_n(\varphi_m)\right| = \frac{2}{(2m+1)\pi}. \quad (4.22)$$

Следовательно:

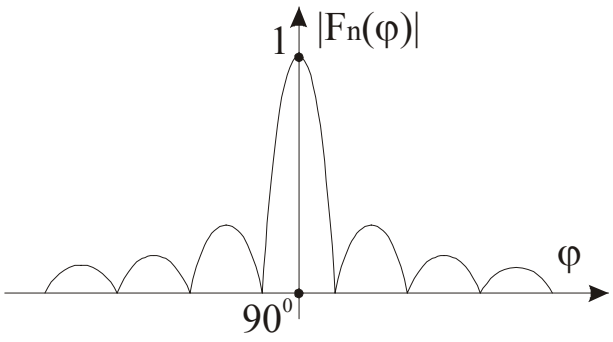


Рис. 4.11

при $m = 1$ $\left|F_n(\varphi_{m1})\right| = 0{,}212$ (21,2%);

при $m = 2$ $\left|F_n(\varphi_{m2})\right| = 0{,}127$ (12,7%);

при $m = 3$ $\left|F_n(\varphi_{m3})\right| = 0{,}091$ (9,1%),

т.е. уровень боковых лепестков будет уменьшаться с ростом их номеров (рис. 4.11).

Этот вывод справедлив, если расстояние между излучателями удовлетворяет условию [3]

$$d \le \frac{n-1}{n}\lambda < \lambda.$$

Если последнее условие не выполняется, то в ДН АР появляются ***побочные главные максимумы***, уровень которых равен уровню главного лепестка в направлении перпендикуляра к оси АР.

В частности, при $d = \lambda$ первый побочный главный максимум существует и направлен вдоль оси АР [19].

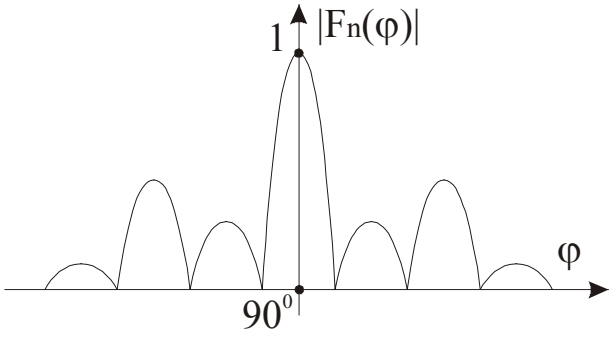


Рис. 4.12

При небольшом количестве излучателей боковые лепестки с уровнем, большим уровня первого бокового лепестка, появляются даже при $\lambda/2 < d < \lambda$ (рис. 4.12). На практике, если это возможно, стараются выбирать расстояние $d \le \lambda/2$, удовлетворяя таким образом самое жесткое условие в отношении побочного излучения [20].

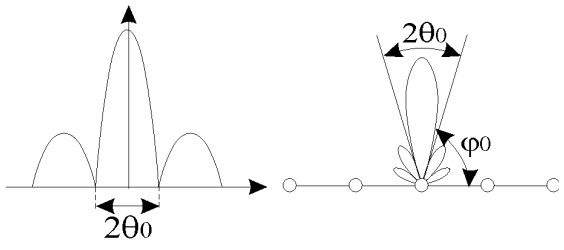


Рис. 4.13

5. Определяем ширину главного лепестка ДН "по нулям". Угол раскрыва этого лепестка $2\theta_0$, как видно из рис. 4.13, равен удвоенному значению угла первого нулевого направления. При этом

$$\sin\theta_0 = \cos\varphi_{01} = \frac{\lambda}{nd}.$$

Для больших размеров АР, когда $nd >> \lambda$, $\sin\theta_0 \approx \theta_0$, и тогда

$$2\theta_0 \approx \frac{2\lambda}{nd} \approx \frac{2\lambda}{L};\ 2\theta_0^{\circ} \approx 115^{\circ}\frac{\lambda}{nd} \approx 115^{\circ}\frac{\lambda}{L}, \qquad (4.23)$$

т.е. главный лепесток ДН будет тем уже, чем больше размер АР по сравнению с длиной волны.

4.2.2. ЛИНЕЙНО-ФАЗНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА

Нормированная ДН линейно-фазной АР имеет вид

$$F_n(\varphi) = \frac{1}{n}\frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\cos\varphi - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\cos\varphi - \psi)\right]}. \qquad (4.24)$$

Как и для синфазной АР, главный максимум ДН будет существовать при углах φ, для которых выражение (4.24) будет иметь неопределенность типа $0/0$, а это возможно, если

$$kd\cos\varphi_m - \psi = 0.$$

Таким образом, для линейно-фазной АР главный максимум ДН будет существовать не в направлении перпендикуляра к оси АР ($\varphi = 90^0$), а в направлении угла φ_m (рис. 4.14), определяемого из выражения

$$\cos\varphi_m = \frac{\psi\lambda}{2\pi d}. \qquad (4.25)$$

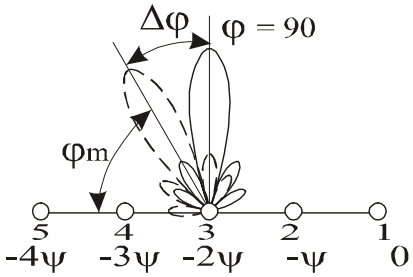


Рис. 4.14

Если обозначить отклонение направления главного максимума ДН от направления перпендикуляра к оси АР через $\Delta\varphi = 90° - \varphi_m$ (см. рис. 4.14), а соответствующий этому отклонению сдвиг по фазе между элементами АР через $\Delta\psi$, то из (4.25) следует

$$\sin\Delta\varphi = \frac{\Delta\psi\lambda}{2\pi d},$$

откуда при малых углах отклонения ($\Delta\varphi^{\circ} \le 30°$) находим

$$\Delta\varphi^{\circ} \approx 57{,}3°\frac{\Delta\psi\lambda}{2\pi d}. \qquad (4.26)$$

Анализ (4.26) показывает, что при линейном изменении фазы вдоль АР ее ДН поворачивается относительно перпендикуляра к оси АР в сторону отставания по фазе с сохранением формы и уровня боковых лепестков на угол, прямо пропорциональный этому изменению фазы. Такой поворот главного лепестка ДН известен как "метод электрического качания луча" – ***метод сканирования*** – и широко применяется в антеннах РЛС.

Схема простейшего способа сканирования – ***коммутационного*** – показана на рис. 4.15. При питании элементов АР отрезками кабеля длиной λ (линия питания 1) набег по фазе от излучателя к излучателю будет равен $\Delta\psi = k\lambda = 2\pi$, а АР – синфазной с главным лепестком в направлении перпендикуляра к оси АР (ДН 1 на рис. 4.15). При пи-

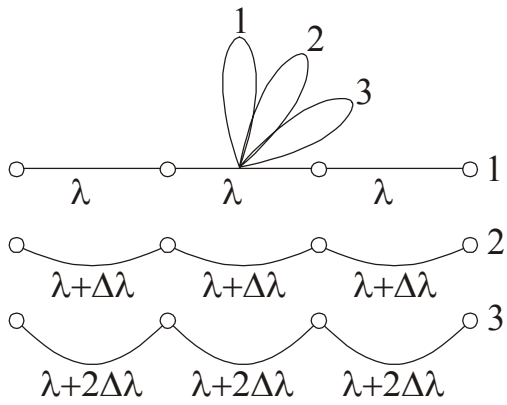


Рис. 4.15

тании элементов АР отрезками кабеля $\lambda + \Delta\lambda$ (линия питания 2) от излучателя к излучателю будет происходить запаздывание по фазе на угол $\Delta\psi = k\Delta\lambda, 2k\Delta\lambda, 3k\Delta\lambda, \ldots$, и ДН АР скачком повернется в сторону запаздывания (ДН 2 на рис. 4.15). При переключении на линию питания 3 от элемента к элементу будет происходить запаздывание по фазе на угол $\Delta\psi = 2k\Delta\lambda, 4k\Delta\lambda, 6k\Delta\lambda, \ldots$, и ДН АР скачком повернется в направлении 3 (ДН 3 на рис. 4.15).

Схема волноводно-щелевой АР с плавным ***частотным сканированием*** представлена на рис. 4.16 и 4.17.

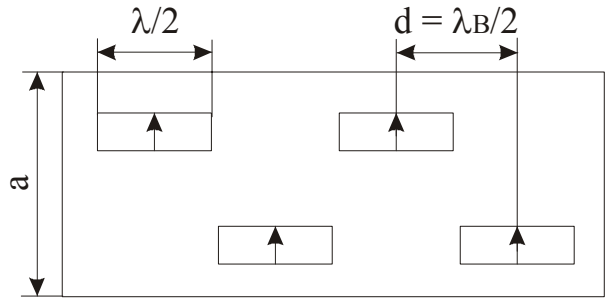


Рис. 4.16

Рис. 4.17

Известно [22], что волноводно-щелевая антенна, составленная из продольных полуволновых щелей, прорезанных эквидистантно в широкой стенке волновода a на расстоянии $d = \lambda_B/2$ в шахматном порядке (см. рис. 4.16), будет синфазной, а главный лепесток ДН – перпендикулярен плоскости широкой стенки волновода (см. рис. 4.17, ДН обозначена сплошной линией). При увеличении частоты генератора (уменьшении длины волны) относительное расстояние между щелями d/λ увеличивается, следовательно, волна, распространяясь от щели к щели, будет иметь запаздывание по фазе

$$f \uparrow \rightarrow \lambda \downarrow \rightarrow \frac{d}{\lambda} \uparrow \rightarrow -\psi ,$$

и ДН плавно повернется в положение 1 (см. рис. 4.17). При уменьшении частоты генератора (увеличении длины волны) относительное расстояние между щелями d/λ уменьшается, что соответствует опережению по фазе

$$f \downarrow \rightarrow \lambda \uparrow \rightarrow \frac{d}{\lambda} \downarrow \rightarrow +\psi ,$$

и ДН плавно повернется в положение 2 (см. рис. 4.17).

Для того, чтобы отраженная от конца волновода волна при повышении частоты не создавала излучения в направлении 2, а при уменьшении частоты – в направлении 1, волновод со стороны, проти-

воположной запитке, нагружают на ***поглощающую (согласованную) нагрузку*** (см. рис. 4.17).

Из общей формулы (4.24) для ДН АР легко получить выражения для ДН систем из двух ненаправленных излучателей, рассмотренных ранее. Так, например, для синфазной системы ($n = 2; \psi = 0$) имеем

$$F_n(\varphi) = \cos\left(\frac{kd}{2}\cos\varphi\right), \tag{4.27}$$

для противофазной системы ($n = 2; \psi = \pi$) –

$$F_n(\varphi) = \sin\left(\frac{kd}{2}\cos\varphi\right), \tag{4.28}$$

для системы "антенна - активный рефлектор" ($n = 2; \psi = \pi/2$) –

$$F_n(\varphi) = \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos\varphi - 1)\right]. \tag{4.29}$$

В случае сложных антенных систем, например АР, составленных из апертурных антенн (рупоров, линз, зеркал и др.), отсчет углов φ и θ производится от направления перпендикуляра к плоскости АР. Тогда вместо (4.24) будем иметь

$$F_n(\varphi) = \frac{1}{n}\frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd\sin\varphi - \psi)\right]}{\sin\left[\frac{1}{2}(kd\sin\varphi - \psi)\right]}, \tag{4.30}$$

а формулы для систем из двух ненаправленных излучателей ($n = 2$) примут следующий вид:

- для синфазной системы ($\psi = 0$)

$$F_n(\varphi) = \cos\left(\frac{kd}{2}\sin\varphi\right); \tag{4.31}$$

- для противофазной системы ($\psi = \pi$)

$$F_n(\varphi) = \sin\left(\frac{kd}{2}\sin\varphi\right); \tag{4.32}$$

- для системы "антенна - активный рефлектор" ($\psi = \pi/2$) останется справедливой формула (4.29), так как для этой системы ее ось и является перпендикуляром к системе.

4.3. СИСТЕМА ИЗ n НАПРАВЛЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Рассмотрим излучение, создаваемое в меридиональной плоскости системой из идентичных параллельных полуволновых СВ (рис. 4.18). Будем предполагать, что эта система, как и в подразделе 4.2, эквидистантная, равноамплитудная и линейно-фазная. Отличие от рассмотренной ранее системы будет заключаться только в том, что теперь в выражение для напряженности поля каждого из излучателей будет входить одинаковый множитель $F_1(\varphi)$ – ДН полуволнового СВ в

меридиональной плоскости. Тогда выражения для полей, создаваемых отдельными СВ, запишем в таком виде:

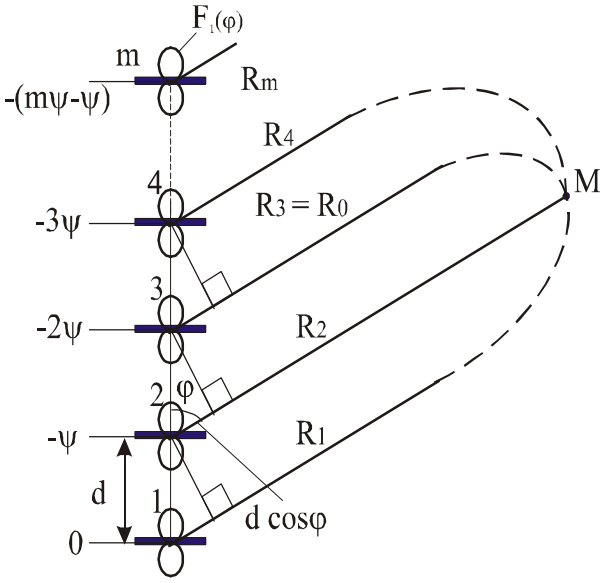


Рис. 4.18

$$E_1 = \frac{C}{R_1} F_1(\varphi) e^{-ikR_1};$$

$$E_2 = \frac{C}{R_2} F_1(\varphi) e^{-i(kR_2+\psi)};$$

$$E_3 = \frac{C}{R_3} F_1(\varphi) e^{-i(kR_3+2\psi)};$$

$$\dots$$

$$E_m = \frac{C}{R_m} F_1(\varphi) e^{-i[kR_m+(m-1)\psi]}.$$

Учитывая условия дальней зоны для амплитуд и фаз, поле m-го излучателя представим как

$$E_m = \frac{C}{R_0} F_1(\varphi) e^{-ikR_1} e^{i(m-1)(kd\cos\varphi-\psi)}.$$

Тогда по принципу суперпозиции в точке наблюдения M результирующая напряженность поля равна

$$E(\varphi) = \sum_{m=1}^{n} E_m = \frac{C}{R_0} F_1(\varphi) \sum_{m=1}^{n} e^{-ikR_1} e^{i(m-1)(kd\cos\varphi-\psi)} = \frac{C}{R_0} e^{-i(kR_0+\psi_0)} F_1(\varphi) f_n(\varphi).$$

Ненормированная ДН АР, содержащей n направленных излучателей, теперь будет определяться выражением

$$f(\varphi) = F_1(\varphi) f_n(\varphi), \qquad (4.33)$$

а нормированная ДН –

$$F(\varphi) = F_1(\varphi) F_n(\varphi), \qquad (4.34)$$

где $F_1(\varphi)$ – ДН полуволнового СВ в меридиональной плоскости;

$F_n(\varphi)$ – ДН системы из n ненаправленных излучателей.

Формула (4.34) носит название ***теоремы перемножения ДН***, или ***правила Бонч-Бруевича***: ДН системы из n направленных излучателей равна произведению ДН одиночного излучателя, входящего в систему, на ДН системы из n ненаправленных излучателей (на ***множитель решетки*** $F_n(\varphi)$).

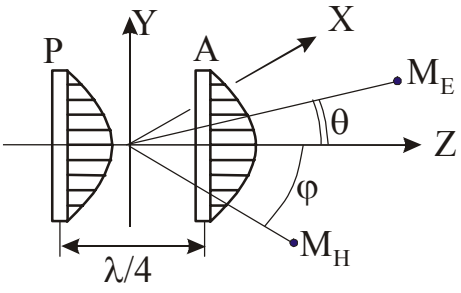


Рис. 4.19

Используем теорему перемножения ДН для системы "антенна - активный рефлектор", показанной на рис. 4.19. Поскольку плоскость XOZ является плоскостью изменения вектора $\vec{H}$ (экваториальной плоскостью для СВ), а плоскость YOZ - плоскостью изменения вектора $\vec{E}$ (меридиональной плоскостью для СВ), то будем иметь:

- для плоскости XOZ $F_H(\varphi) = F_{1H}(\varphi) F_{nH}(\varphi)$;
- для плоскости YOZ $F_E(\theta) = F_{1E}(\theta) F_{nE}(\theta)$.

В экваториальной плоскости (XOZ) ДН полуволнового СВ описывается окружностью, т.е. $F_{1H}(\varphi) = 1$, а в меридиональной (YOZ) – восьмеркой, т.е.

$$F_{1E}(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}.$$

Множитель решетки (4.29) будет одинаковым в обеих плоскостях (кардиоида), поскольку он определяется одинаковым количеством излучателей ($n = 2$) и одинаковым фазовым сдвигом между ними ($\psi = \pi/2$):

$$F_{nH}(\varphi) = \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos\varphi - 1)\right]; \quad F_{nE}(\theta) = \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos\theta - 1)\right].$$

Тогда окончательно получим:

- в плоскости XOZ $F_H(\varphi) = 1 \cdot \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos\varphi - 1)\right]$;

- в плоскости YOZ $F_E(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}\cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos\theta - 1)\right]$.

Частичные и результирующие ДН рассмотренной системы приведены на рис. 4.20.

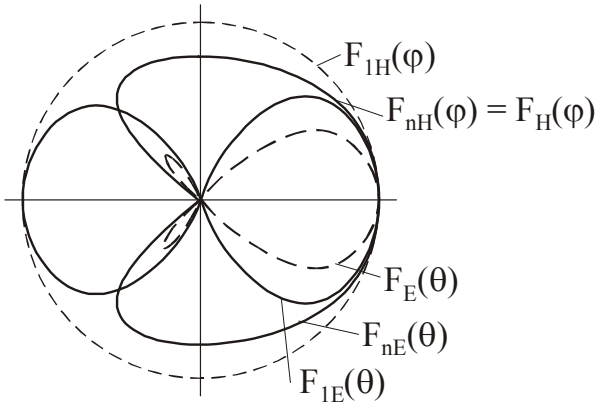


Рис. 4.20

Для сужения ДН в горизонтальной плоскости используют ***многорядные решетки*** из полуволновых СВ с расстоянием между ними, равным $d_\Gamma = \lambda/2$ (рис. 4.21).

ДН такой АР в горизонтальной плоскости (плоскости E) при отсчете угла θ от направления перпендикуляра к АР равна

$$F_E(\theta) = F_{1E}(\theta)F_{nE}(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}\frac{\sin\left(\frac{nkd_\Gamma}{2}\sin\theta\right)}{n\sin\left(\frac{kd_\Gamma}{2}\sin\theta\right)}. \qquad (4.35)$$

Очевидно, что в вертикальной плоскости (плоскости H) ДН АР такова:

$$F_H(\varphi) = F_{1H}(\varphi) = 1. \qquad (4.36)$$

Для сужения ДН в вертикальной плоскости используют ***многоэтажные решетки*** из полуволновых СВ с расстоянием между этажами $d_B = \lambda/2$ и перекрестной запиткой (рис. 4.22). ДН

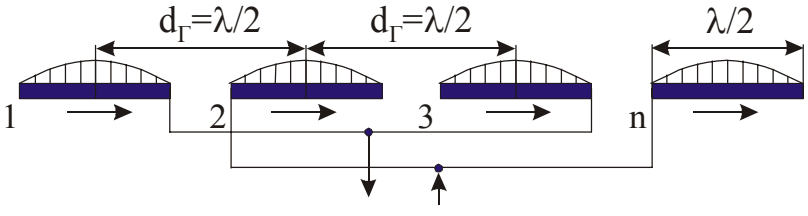


Рис. 4.21

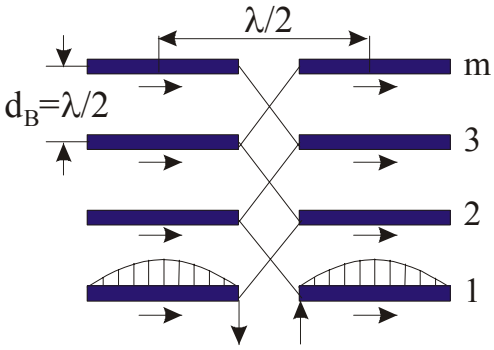


Рис. 4.22

такой АР в вертикальной плоскости (плоскости H) при отсчете угла φ от направления перпендикуляра к АР равна

$$F_H(\varphi) = F_{1H}(\varphi)F_{mH}(\varphi) = 1 \cdot \frac{\sin\left(\frac{mkd_B}{2}\sin\varphi\right)}{m\sin\left(\frac{kd_B}{2}\sin\varphi\right)}. \qquad (4.37)$$

ДН этой АР в горизонтальной плоскости (плоскости E) равна

$$F_E(\theta) = F_{1E}(\theta)F_{nE}(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}\cos\left[\frac{\pi}{2}\sin\theta\right], \qquad (4.38)$$

так как в множителе решетки $F_{nE}(\theta)$ в этом случае было принято $n = 2$, $d_\Gamma = \lambda/2$.

Для сужения ДН одновременно в двух плоскостях используются ***многорядные многоэтажные антенны – плоскостные вибраторные АР*** (рис. 4.23). ДН такой АР, состоящей из полуволновых СВ, в горизонтальной плоскости при отсчете угла θ от перпендикуляра к плоскости АР определяется по формуле (4.35), а в вертикальной плоскости при отсчете угла φ от перпендикуляра к плоскости АР – по формуле (4.37).

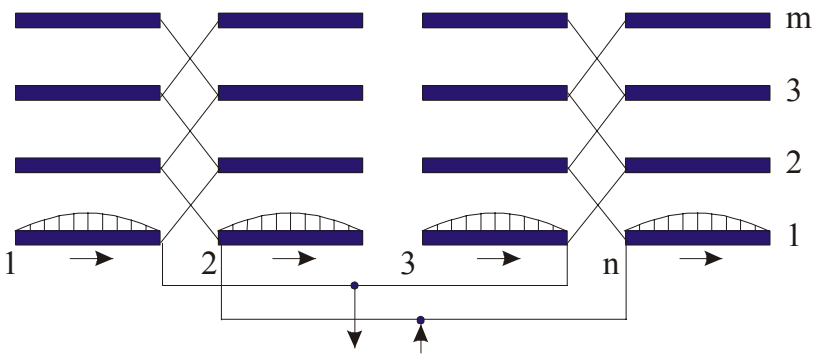


Рис. 4.23

Такие плоскостные АР носят название $СГ\frac{m}{n}$, что расшифровывается как "синфазная горизонтальная с числом этажей m и числом СВ в этаже n".

Антенна $СГ\frac{m}{n}$ имеет остронаправленное излучение одновременно в двух направлениях – от плоскости листа вверх и вниз. Для получения однонаправленного излучения (например только вверх) с обратной стороны $СГ\frac{m}{n}$-антенны на расстоянии $d = \lambda/4$ от нее следует поставить точно такую же $СГ\frac{m}{n}$-рефлектор, но запитать ее так, чтобы все токи в рефлекторе опережали по фазе все токи в антенне на π/2: $I_P = I_A e^{i\pi/2}$.

Такая (***объемная***) АР называется $СГ\frac{m}{n}P$ (т.е. с рефлектором), а ее ДН будут иметь следующий вид:

- в плоскости E

$$F_E(\theta) = F_{1E}(\theta)F_{nE}(\theta)F_P(\theta) =$$

$$= \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta} \frac{\sin\left(\frac{nkd_{\Gamma}}{2}\sin\theta\right)}{n\sin\left(\frac{kd_{\Gamma}}{2}\sin\theta\right)} \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos\theta - 1)\right]; \quad (4.39)$$

- в плоскости H

$$F_H(\varphi) = F_{1H}(\varphi)F_{mH}(\varphi)F_P(\varphi) = 1 \cdot \frac{\sin\left(\frac{mkd_B}{2}\sin\varphi\right)}{m\sin\left(\frac{kd_B}{2}\sin\varphi\right)} \cos\left[\frac{\pi}{4}(\cos\varphi - 1)\right], \quad (4.40)$$

где $F_P(\theta) = F_P(\varphi)$ – ДН системы "антенна - активный рефлектор".

В качестве рефлектора может быть использована и пассивная система (металлические лист или сетка), размеры которой на 3 - 5% больше размеров активной решетки. Выражения же для ДН останутся такими, как (4.39) и (4.40).

В тех случаях, когда АР $C\Gamma\frac{m}{n}P$ расположена у проводящей поверхности, в выражения для ДН необходимо добавить еще один множитель:

$$F_E(\theta) = F_{1E}(\theta)F_{nE}(\theta)F_P(\theta)F_M(\theta); \quad (4.41)$$

$$F_H(\varphi) = F_{1H}(\varphi)F_{mH}(\varphi)F_P(\varphi)F_M(\varphi), \quad (4.42)$$

где $F_M(\theta) = F_M(\varphi)$ – множитель, учитывающий влияние на ДН АР проводящей поверхности – металла.

4.4. ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ ВИБРАТОРОВ НА ИЗЛУЧЕНИЕ АР

Для создания остронаправленного и однонаправленного излучения приходится составлять АР из большого количества СВ, расположенных друг от друга на сравнительно небольших расстояниях так, что между ними имеется заметная электромагнитная связь (рис. 4.24).

Влияние находящихся неподалеку СВ друг на друга приводит к тому, что сопротивление излучения и входное сопротивление каждого СВ будут отличаться от соответствующих сопротивлений одиночного СВ, в результате чего нарушится согласования АР с питающим фидером и изменится ДН АР.

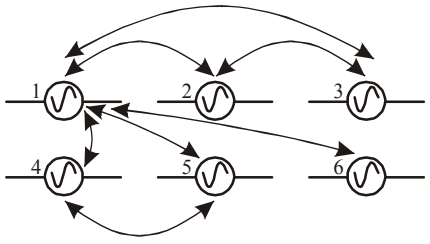


Рис. 4.24

4.4.1. КОМПЛЕКСНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СИСТЕМЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Рассмотрим АР, состоящую из n электрически связанных СВ. Для них можно записать систему уравнений Кирхгофа [4]:

$$
\begin{aligned}
U_1 &= I_1 Z_{11} + I_2 Z_{12} + \ldots + I_n Z_{1n};\\
U_2 &= I_1 Z_{21} + I_2 Z_{22} + \ldots + I_n Z_{2n};\\
&\ldots\\
U_n &= I_1 Z_{n1} + I_2 Z_{n2} + \ldots + I_n Z_{nn},
\end{aligned}
\qquad (4.43)
$$

где U_1, U_2, … , U_n; I_1, I_2, … , I_n – комплексные напряжения и токи на клеммах 1-го, 2-го и т.д. СВ;

Z_{11}, Z_{22}, …, Z_{nn} – собственные сопротивления на клеммах 1-го, 2-го и т.д. уединенных СВ;

Z_{12} – взаимное сопротивление между 1-м и 2-м СВ;

Z_{13} – взаимное сопротивление между 1-м и 3-м СВ и т.д.

При наличии в системе (как, например, в директорной антенне) пассивных СВ часть напряжений может быть равна нулю.

Разделив первое уравнение системы (4.43) на I_1, получим значение входного сопротивления на клеммах 1-го СВ:

$$
Z_1 = \frac{U_1}{I_1} = Z_{11} + \frac{I_2}{I_1} Z_{12} + \frac{I_3}{I_1} Z_{13} + \cdots + \frac{I_n}{I_1} Z_{1n} = Z_{11} + Z_{BH1}, \qquad (4.44)
$$

где Z_{BH1} – сопротивление, вносимое остальными СВ в первый:

$$
Z_{BH1} = \frac{I_2}{I_1} Z_{12} + \frac{I_3}{I_1} Z_{13} + \cdots + \frac{I_n}{I_1} Z_{1n} = Z_{BH12} + Z_{BH13} + \ldots + Z_{BH1n}. \qquad (4.45)
$$

Таким образом, комплексное сопротивление 1-го СВ равно сумме его собственного сопротивления и сопротивлений, вносимых каждым СВ в 1-й.

Вносимые сопротивления, в свою очередь, зависят от соотношения между амплитудами и фазами токов в СВ и от взаимных сопротивлений Z_{12}, Z_{13}, … , Z_{1n}. В частности, для равноамплитудной синфазной АР вносимые сопротивления равны взаимным: $Z_{BH12} = Z_{12}$, $Z_{BH13} = Z_{13}$, … , $Z_{BH1n} = Z_{1n}$, и для определения входного сопротивления 1-го СВ необходимо уметь определять как его собственное сопротивление, так и взаимные сопротивления.

4.4.2. МЕТОД НАВОДИМЫХ ЭДС

Взаимные сопротивления определяются с помощью метода наводимых ЭДС, предложенного в 1922 г. независимо друг от друга Д.А. Рожанским (СССР) и Л. Бриллуэном (Франция).

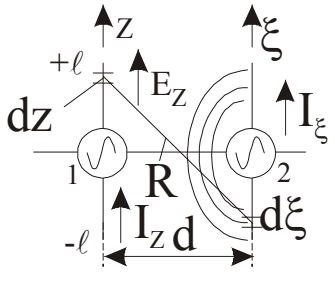


Рис. 4.25

Рассмотрим два активных полуволновых СВ, расположенных на расстоянии d параллельно друг другу (рис. 4.25). Под воздействием тока I_ξ во 2-м СВ появляется электромагнитное поле с составляющей E_Z, тангенциальной элементу dz 1-го СВ. Составляющая E_Z в элементе dz наведет ЭДС: $dE_Z = E_Z dz$.

Возникновение тангенциальной составляющей E_Z у поверхности проводника является нарушением граничного

условия $E_Z\big|_{\text{на dz}} = 0.$ Поэтому под влиянием 2-го СВ поле 1-го СВ перераспределяется таким образом, что у поверхности элемента dz образуется собственная ЭДС, равная $-dE_Z = -E_Z dz$, компенсирующая действие составляющей E_Z и восстанавливающая граничное условие.

Эта ЭДС создается источником энергии 1-го СВ, для поддержания которой источник затрачивает дополнительную мощность, равную

$$dP_{12} = -I_Z E_Z e^{i\alpha} dz = -I_Z E_Z \cos\alpha dz - i I_Z E_Z \sin\alpha dz = dP_{\Sigma 12} + i\, dP_{r12},$$

где $dP_{\Sigma 12}$, dP_{r12} – активная и реактивная мощности, развиваемые на элементе dz, причем

$$\begin{aligned} dP_{\Sigma 12} &= -I_Z E_Z \cos\alpha dz, \\ dP_{r12} &= -I_Z E_Z \sin\alpha dz; \end{aligned} \qquad (4.46)$$

α – сдвиг по фазе между составляющей E_Z, создаваемой 2-м СВ у 1-го и током I_Z 1-го СВ.

Интегрируя (4.46) по длине 1-го СВ, получаем активную мощность излучения, наводимую 2-м СВ в 1-м,

$$P_{\Sigma 12} = -\int_{-\ell}^{\ell} I_Z E_Z \cos\alpha dz \qquad (4.47)$$

и реактивную мощность, наводимую 2-м СВ в 1-м,

$$P_{r12} = -\int_{-\ell}^{\ell} I_Z E_Z \sin\alpha dz. \qquad (4.48)$$

Активную R_{12} и реактивную X_{12} составляющие наводимого сопротивления определим с помощью таких выражений:

$$R_{12} = \frac{P_{\Sigma 12}}{I_1^2} = \frac{1}{I_1^2}\int_{-\ell}^{\ell} I_Z E_Z \cos\alpha dz; \qquad (4.49)$$

$$X_{12} = \frac{P_{r12}}{I_1^2} = \frac{1}{I_1^2}\int_{-\ell}^{\ell} I_Z E_Z \sin\alpha dz. \qquad (4.50)$$

Итак, для определения наводимых сопротивлений с помощью метода наводимых ЭДС необходимо следующее:

1. Задать распределения токов в обоих СВ:

$$I_Z = I_1 \sin(k(\ell - |z|));$$

$$I_\xi = I_2 \sin(k(\ell - |\xi|)).$$

2. По току 2-го СВ I_ξ определить его поле излучения $\vec{E}$, равное

$$\vec{E} = -\mu\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad}U,$$

где $A = \frac{1}{4\pi}\int_{-\ell}^{\ell} I_\xi \frac{e^{-ikR}}{R} d\xi$ – векторный запаздывающий потенциал;

$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_{-\ell}^{\ell} Q_\xi \frac{e^{-ikR}}{R} d\xi$ – скалярный запаздывающий потенциал на

1-м СВ, который обусловлен зарядами, распределенными вдоль 2-го СВ;

Q_ξ – заряд на единицу длины 2-го СВ, определяемый из уравнения непрерывности

$$\frac{dI_\xi}{d\xi}+\frac{dQ_\xi}{dt}=0\Rightarrow Q_\xi .$$

3. Из найденного поля $\vec{E}$ выделить составляющую E_Z, тангенциальную 1-му СВ.

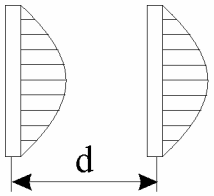


Рис. 4.26

4. Определить сдвиг по фазе α между E_Z и I_Z.

5. По формулам (4.47) и (4.48) найти наводимые мощности, а по формулам (4.49) и (4.50) – наводимые сопротивления.

Найденные с помощью этой методики наводимые сопротивления R_{12} и X_{12} для двух параллельных полуволновых СВ (рис. 4.26) таковы:

$$R_{12}=30\left\{2\mathrm{Ci}(kd)-\mathrm{Ci}\left[k\left(\sqrt{d^2+\frac{\lambda^2}{4}}+\frac{\lambda}{2}\right)\right]-\mathrm{Ci}\left[k\left(\sqrt{d^2+\frac{\lambda^2}{4}}-\frac{\lambda}{2}\right)\right]\right\}; \quad (4.51)$$

$$X_{12}=-30\left\{2\mathrm{Si}(kd)-\mathrm{Si}\left[k\left(\sqrt{d^2+\frac{\lambda^2}{4}}+\frac{\lambda}{2}\right)\right]-\mathrm{Si}\left[k\left(\sqrt{d^2+\frac{\lambda^2}{4}}-\frac{\lambda}{2}\right)\right]\right\}, \quad (4.52)$$

где $\mathrm{Ci}(t)$ и $\mathrm{Si}(t)$ – интегральные косинус и синус [11].

Зависимости R_{12} и X_{12} от относительного расстояния между СВ d/λ приведены на рис. 4.27.

Эти зависимости носят колебательный и затухающий характер. Колебательный характер обусловлен тем, что с изменением d/λ изменяется (и повторяется) сдвиг по фазе между E_Z и I_Z, а затухающий – тем, что с увеличением d/λ поле 2-го СВ возле 1-го ослабевает.

Физический смысл отрицательных наводимых сопротивлений заключается в том, что под влиянием 2-го СВ мощность 1-го уменьшается.

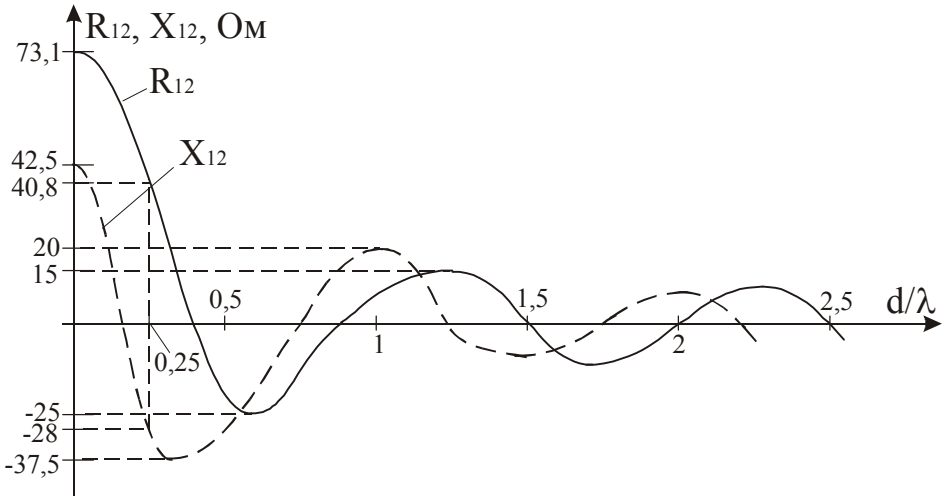


Рис. 4.27

При $d/\lambda = 0$ два СВ сливаются в один полуволновый неукороченный СВ с входным сопротивлением $Z_{12} = Z_{11} = (73{,}1 + i\,42{,}5)$ Ом.

5. ДИРЕКТОРНАЯ АНТЕННА

Директорная антенна (антенна "волновой канал", антенна Уда-Яги) – линейная система одинаково ориентированных приблизительно полуволновых СВ, перпендикулярных линии их расположения (рис. 5.1).

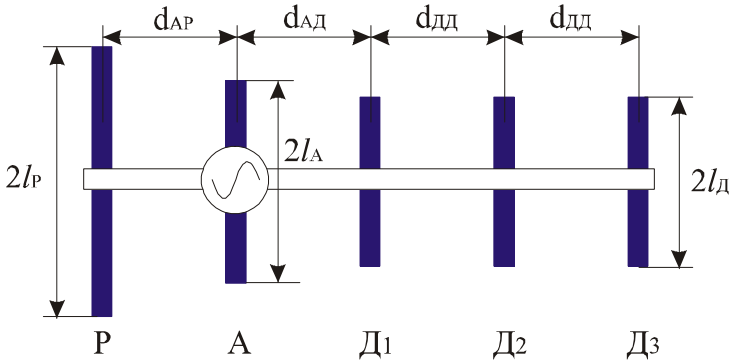


Рис. 5.1

Питание от генератора получает лишь один из СВ, который поэтому называется активным. Длина активного СВ составляет $2l_A = (0{,}45...0{,}47)\lambda$. Возбуждение пассивных СВ осуществляется бегущей вдоль системы волной, источником которой является активный СВ. Чтобы обеспечить отставание фазы тока в СВ, направляющих излучение в свою сторону, - директорах, их укорачивают на 5…10% по сравнению с резонансной длиной $2l_A$, поэтому их длина составляет $2l_Д = (0{,}9...0{,}95)2l_A$. Опережение фазы тока в рефлекторе, "отражающем" излучение в строну активного СВ, достигается удлинением рефлектора на 3…5% относительно резонансной длины СВ, поэтому длина рефлектора составляет $2l_Р = (1{,}03...1{,}05)2l_A$ [2].

Расстояние между СВ устанавливается экспериментально. Обычно удается получить хорошую ДН при расстояниях между активным СВ и рефлектором в пределах $d_{АР} = (0{,}1...0{,}25)\lambda$, а между директорами и между первым директором и активным СВ – $d_{АД} = d_{ДД} = (0{,}1...0{,}34)\lambda$. Для получения сравнимых амплитуд полей активного СВ и директоров расстояния между ними $d_{АД}$ и $d_{ДД}$ обычно устанавливают меньше $0{,}25\lambda$, а при числе директоров $n_Д > 3$ расстояния $d_{АД}$ и $d_{ДД}$ увеличивают до $0{,}34\lambda$. В случае использования плоскостного рефлектора расстояние $d_{АР}$ принимается равным $0{,}25\lambda$ [7].

5.1. ВЕКТОРНАЯ ДИАГРАММА СЛОЖЕНИЯ ПОЛЕЙ В СИСТЕМЕ “АНТЕННА - ПАССИВНЫЙ РЕФЛЕКТОР”

Рассмотрим систему приблизительно полуволновых СВ, показанную на рис. 5.2. Будем предполагать, что расстояние между СВ $d_{АР} = \lambda/4$, а также, что активный СВ имеет резонансную длину, т.е. $Z_{11} = R_{11}$ $(X_{11} = 0)$. Для активного и пассивного СВ

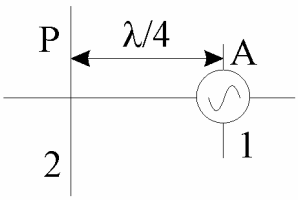


Рис. 5.2

система уравнений Кирхгофа будет иметь вид

$$U_1 = I_1 Z_{11} + I_2 Z_{12}; \quad (5.1)$$

$$0 = I_1 Z_{21} + I_2 Z_{22}, \quad (5.2)$$

где U_1 – комплексное напряжение на клеммах активного СВ;

I_1 и I_2 – комплексные токи в пучностях активного и пассивного СВ;

Z_{11}, Z_{22} и Z_{12}, Z_{21} – собственные и взаимные сопротивления активного и пассивного СВ, причем в соответствии с теоремой взаимности $Z_{12} = Z_{21}$.

Из уравнения (5.2) находим

$$\frac{I_2}{I_1} = -\frac{Z_{21}}{Z_{22}} = \frac{Z_{21}}{Z_{22}} e^{i\pi} = \left|\frac{Z_{21}}{Z_{22}}\right| e^{i(\pi+\psi_{21}+\psi_{22})}, \quad (5.3)$$

где $|Z_{21}|$, ψ_{21} – модуль и фаза взаимного сопротивления между 1-м и 2-м СВ:

$$|Z_{21}| = \sqrt{R_{21}^2 + X_{21}^2}, \ \psi_{21} = \operatorname{arctg}\frac{X_{21}}{R_{21}}; \quad (5.4)$$

$|Z_{22}|$, ψ_{22} – модуль и фаза собственного сопротивления 2-го СВ (рефлектора), равные

$$|Z_{22}| = \sqrt{R_{22}^2 + X_{22}^2}, \ \psi_{22} = \operatorname{arctg}\frac{X_{22}}{R_{22}}. \quad (5.5)$$

Уравнение (5.3) определяет соотношения между амплитудами и фазами токов активного и пассивного СВ. Можно найти такое расстояние в дальней зоне, для которого векторы токов $\vec{I}$ и полей $\vec{E}$ СВ будут совмещены, тогда векторная диаграмма для токов будет одновременно и векторной диаграммой для полей.

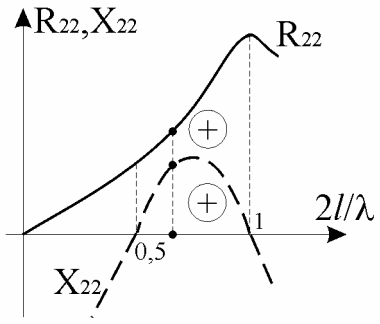


Рис. 5.3

Из (5.3) - (5.5) видно, что без удлинения рефлектора ($X_{22} = 0$, $\psi_{22} = 0$) и без учета влияния СВ друг на друга ($\psi_{21} = 0$) токи I_1 и I_2 были бы сдвинуты по фазе друг относительно друга на π. На самом же деле длина рефлектора $2l_P > 0{,}5\lambda$ (рис. 5.3) и $R_{22} > 0$, $X_{22} > 0$, значит, и $\psi_{22} > 0$. Как следует из зависимостей наводимых сопротивлений от расстояния между СВ (см. рис. 4.27), при $d_{AP} = 0{,}25\lambda$ $R_{21} = 40{,}8$ Ом ($R_{21} >> 0$), $X_{21} = -28$ Ом ($X_{21} < 0$), следовательно, и $\psi_{21} < 0$. Тогда в (5.3) $\psi_{21} - \psi_{22} = -|\psi_{21}| - |\psi_{22}| = -(|\psi_{21}| + |\psi_{22}|) = -\Delta\psi$, а отношение токов таково:

$$\frac{I_2}{I_1} = \left|\frac{Z_{21}}{Z_{22}}\right| e^{i(\pi-\Delta\psi)}, \quad \Delta\psi = |\psi_{21}| + |\psi_{22}|. \quad (5.6)$$

Обозначим через $\vec{E}_1$ поле антенны в непосредственной близости от антенны, через $\vec{E}_2$ – поле рефлектора возле рефлектора, через $\vec{E}_{12}$ – поле рефлектора возле антенны, а через $\vec{E}_{21}$ – поле антенны возле рефлектора.

Тогда, как следует из (5.6), токи $\vec{I}_1$ и $\vec{I}_2$ (а значит, и поля $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$) будут сдвинуты по фазе не на π, а на угол $\Delta\psi$, меньший, чем π (рис. 5.4). Поле рефлектора $\vec{E}_2$, двигаясь в сторону антенны, пройдет расстояние $d_{AP} = \lambda/4$, сдвинется по фазе на угол $kd_{AP} = \pi/2$ и станет полем $\vec{E}_{12}$. Складываясь с полем антенны $\vec{E}_1$, оно даст результирующее поле $\vec{E}_{ВПЕРЕД}$.

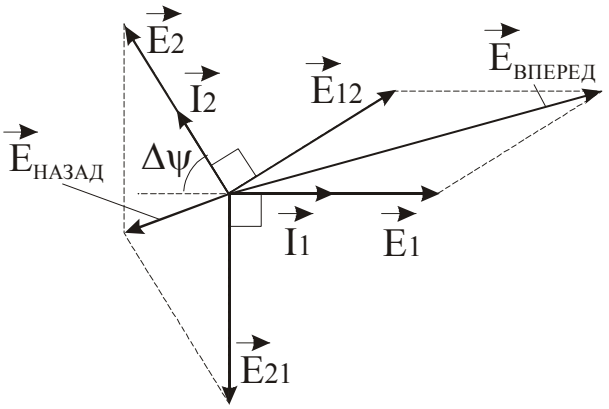


Рис. 5.4

Поле антенны $\vec{E}_1$, двигаясь в сторону рефлектора, пройдет то же расстояние $d_{AP} = \lambda/4$, сдвинется по фазе на угол $kd_{AP} = \pi/2$ и станет полем $\vec{E}_{21}$. В результате суммирования полей $\vec{E}_2$ и $\vec{E}_{21}$ получим результирующее поле $\vec{E}_{НАЗАД}$.

В принципе, подбором длины рефлектора $2l_Р$ и расстояния d_{AP} можно добиться, чтобы $\Delta\psi$ было равно $\pi/2$. В этом случае поле в сторону антенны удвоится, а в сторону рефлектора будет равно нулю.

5.2. ВЕКТОРНАЯ ДИАГРАММА СЛОЖЕНИЯ ПОЛЕЙ В СИСТЕМЕ “АНТЕННА - ПАССИВНЫЙ ДИРЕКТОР”

Рассмотрим систему, показанную на рис. 5.5. Соотношения (5.3) - (5.5) остаются справедливыми и для этой системы, только индекс 2 будет соответствовать директору – пассивному СВ с длиной, меньшей длины активного резонансного СВ.

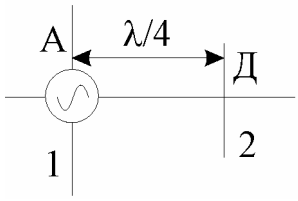


Рис. 5.5

Из (5.3) - (5.5) видно, что без укорочения директора ($X_{22} = 0$, $\psi_{22} = 0$) и без учета влияния СВ друг на друга ($\psi_{21} = 0$) токи I_1 и I_2 были бы сдвинуты по фазе друг относительно друга на π. На самом деле длина директора $2l_Д < 0{,}5\lambda$ (рис. 5.6) и $R_{22} > 0$, $X_{22} < 0$, а значит, $\psi_{22} = \text{arctg}(X_{22}/R_{22}) < 0$. Из зависимостей, изображенных на рис. 4.27, как и для предыдущей системы, следует, что при $d_{АД} = \lambda/4$ $R_{21} > 0$, $X_{21} < 0$, а значит, $\psi_{21} = \text{arctg}(X_{21}/R_{21}) < 0$.

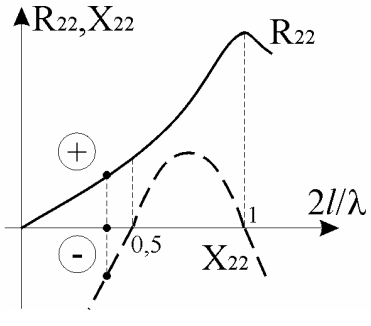


Рис. 5.6

Тогда для фазового сдвига в (5.3) $\psi_{21} - \psi_{22} = -|\psi_{21}| - (-|\psi_{22}|) = -|\psi_{21}| + |\psi_{22}|$, поэтому возможны два варианта:

1) $|\psi_{21}| > |\psi_{22}|$, $\Delta\psi < 0$;

2) $|\psi_{22}| > |\psi_{21}|$, $\Delta\psi > 0$.

Первый вариант соответствует излучению от пассивного СВ к активному – от директора к антенне, как в предыдущей системе. Этот вариант нас не удовлетво-

ряет. Остается второй вариант, но для его осуществления приходится вводить значительное укорочение директора (до 10%), чтобы получить большие значения $|X_{22}|$, а следовательно, и $|\psi_{22}|$.

Тогда отношение токов принимает вид

$$\frac{I_2}{I_1} = \left|\frac{Z_{21}}{Z_{22}}\right| e^{i(\pi+\Delta\psi)},\ \Delta\psi = |\psi_{22}| - |\psi_{21}|. \qquad (5.7)$$

Как следует из (5.7), токи $\vec{I}_1$ и $\vec{I}_2$ (а значит, и поля $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$) будут сдвинуты по фазе не на π, а на угол $\Delta\psi$, больший, чем π (рис. 5.7). Поле директора $\vec{E}_2$, двигаясь в сторону антенны, пройдет расстояние $d_{АД} = \lambda/4$, сдвинется по фазе на угол $kd_{АД} = \pi/2$ и станет полем $\vec{E}_{12}$. Складываясь с полем антенны $\vec{E}_1$, оно даст результирующее поле $\vec{E}_{НАЗАД}$.

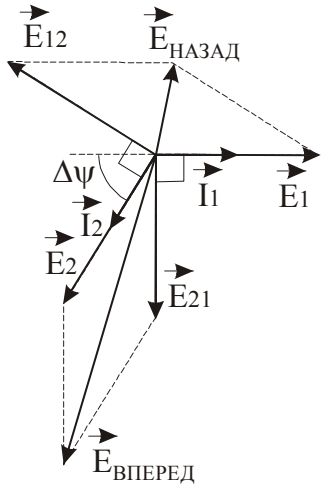


Рис. 5.7

Поле антенны $\vec{E}_1$, двигаясь в сторону директора, пройдет то же расстояние $d_{АД} = \lambda/4$, сдвинется по фазе на угол $kd_{АД} = \pi/2$ и станет полем $\vec{E}_{21}$. Складываясь с полем директора $\vec{E}_2$, оно даст результирующее поле $\vec{E}_{ВПЕРЕД}$.

В принципе, подбором длины директора $2l_Д$ и расстояния $d_{АД}$ можно добиться, чтобы $\Delta\psi$ было равно $\pi/2$. В этом случае поле в сторону директора удвоится, а поле в сторону антенны будет равно нулю.

5.3. ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ДИРЕКТОРНОЙ АНТЕННЫ. ТРАНСФОРМИРУЮЩИЕ И СИММЕТРИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

Из (5.1) найдем входное сопротивление активного СВ:

$$Z_1 = \frac{U_1}{I_1} = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} = Z_{11} - \frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{\sqrt{R_{22}^2 + X_{22}^2}} e^{i(2\psi_{12} - \psi_{22})} \approx$$

$$\approx R_{11} - \frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{\sqrt{R_{22}^2 + X_{22}^2}} \cos(2\psi_{12} - \psi_{22}). \qquad (5.8)$$

Из этого выражения видно, что за счет вносимого со стороны пассивного СВ сопротивления активная часть входного сопротивления антенны уменьшается. Так, например, пассивный директор при $d_{АД} = 0{,}25\lambda$ уменьшает активное сопротивление антенны примерно до 50 Ом. Еще большее снижение активного сопротивления получается при наличии нескольких директоров, устанавливаемых в директорных антеннах. Например, входное сопротивление пятиэлементной антенны падает до 10…30 Ом, что приводит к резкому рассогласованию антенны с фидером [21,22].

Для увеличения входного сопротивления антенны в качестве активного СВ используют ***шлейф-вибратор Пистолькорса*** (***бивиб-***

ратор). Шлейф-вибратор (рис. 5.8) состоит из двух полуволновых СВ, расположенных на расстоянии $d = \lambda/20 \ldots \lambda/40$ один от другого и соединенных своими концами. Питание подводится лишь к одному из них, поэтому второй СВ может крепиться непосредственно к стреле.

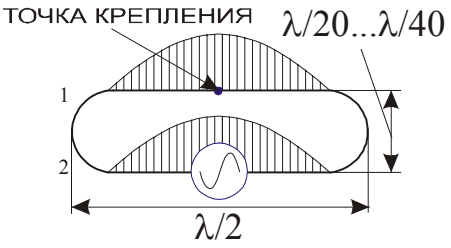


Рис. 5.8

Входное сопротивление шлейф-вибратора можно определить с помощью метода наводимых ЭДС. Считая 1-й и 2-й СВ на рис. 5.8 резонансными, можем записать следующее:

$$R_A = R_1 + R_2 = (R_{11} + R_{12}) + (R_{21} + R_{22}) = 2(R_{11} + R_{12}).$$

Поскольку относительное расстояние d/λ между СВ очень мало, то можно положить (см. рис. 4.27), что $R_{12} \approx R_{11} = 73{,}1$ Ом, тогда

$$R_A \approx 4R_{11} = 292 \text{ Ом}.$$

Для согласования этого сопротивления с волновым сопротивлением стандартного кабеля РК-75 ($\rho_Ф = 75$ Ом) используется ***трансформатор сопротивления – U-колено*** (рис. 5.9).

Сопротивление левой половины СВ относительно земли $Z_{АЗ} = Z_{АБ}/2$. Сопротивление правой половины СВ тоже равно $Z_{БЗ} = = Z_{АБ}/2$. Эти сопротивления соединены фидером длиной $d_Ф = \lambda_Ф/2$ и оказываются противофазными – $kd_Ф = (2\pi/\lambda_Ф)(\lambda_Ф/2) = \pi$, а это соответствует их параллельному соединению. Тогда

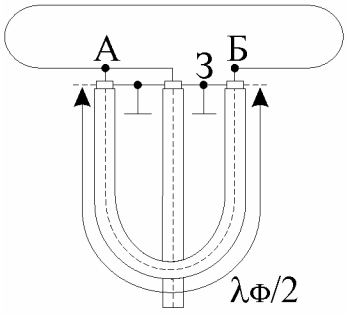


Рис. 5.9

$$Z_A = \frac{Z_{АЗ} Z_{БЗ}}{Z_{АЗ} + Z_{БЗ}} = \frac{Z_{АБ}}{4},$$

т.е. входное сопротивление антенны, пересчитанное через U-колено, уменьшается в четыре раза.

Поскольку напряжение в U-колене такое же, как и в питающем фидере, а ток – меньше в два раза, то U-колено необходимо выполнять из коаксиального кабеля с волновым сопротивлением в два раза большим, чем волновое сопротивление основного фидера, т.е. с $\rho_Ф = 150$ Ом.

Из рис. 5.9 видно, что обе половины СВ совершенно симметричны относительно оболочки кабеля и, таким образом, U-колено является не только трансформирующим, но и ***симметрирующим*** устройством.

Дело в том, что непосредственное подключение кабеля к симметричной антенне (рис. 5.10) не обеспечивает удовлетворительной работы системы "антенна - кабель" из-за того, что коаксиальный кабель является несимметричным устройством. Поэтому при таком возбуждении СВ возникают следующие нежелательные явления:

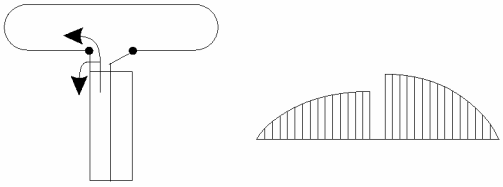


Рис. 5.10

1. Искажается форма ДН по сравнению с расчетной.

2. Часть мощности, передаваемой кабелем, ответвляется на внешнюю поверхность оболочки и излучается ею. В результате этого уменьшается мощность, связанная с электрическим полем, поляризованным в плоскости СВ (горизонтальной), и появляется поле, поляризованное в плоскости, перпендикулярной оси СВ (вертикальной). В случае использования несимметрированной горизонтальной приемной антенны внешней оболочкой кабеля будут приниматься и передаваться в нагрузку вертикально поляризованные помехи.

3. Изменяется входное сопротивление антенны. Параллельно левой части СВ оказывается включенной внешняя поверхность кабеля с неизвестным входным сопротивлением. Это приводит к рассогласованию кабеля, появлению в нем стоячей волны и уменьшению отводимой в антенну мощности [7].

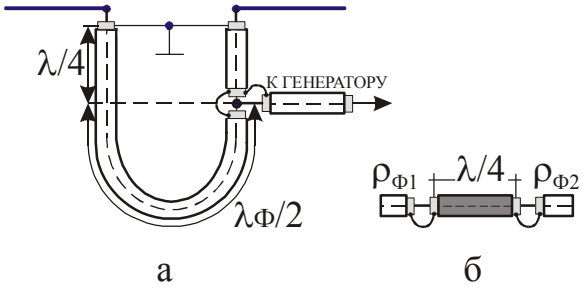


Рис. 5.11

В тех случаях, когда уменьшения входного сопротивления антенны не требуется (одиночный СВ), а необходимо только симметрирование, используется U-колено с четвертьволновым трансформатором (рис. 5.11, а). Как известно [3], для согласования двух линий с разными волновыми сопротивлениями $\rho_{Ф1}$ и $\rho_{Ф2}$ используется четвертьволновый отрезок линии (трансформатор) с волновым сопротивлением $\rho_Т$ (рис. 5.11, б), равным

$$\rho_Т = \sqrt{\rho_{Ф1}\rho_{Ф2}}\ , \text{ или } \rho_Т^2 = \rho_{Ф1}\rho_{Ф2}\ . \qquad (5.9)$$

Если в формулах (5.9) положить $\rho_Т = 75$ Ом, $\rho_{Ф1} = R_{\Sigma П} = 73{,}1$ Ом, а $\rho_{Ф2} = R_A$, то $R_A = \rho_Т^2 / R_{\Sigma П} \approx 78$ Ом.

Так обеспечивается согласование входного сопротивления СВ с кабелем. Кроме того, как видно из рис. 5.11, а, оба плеча СВ соединены с центральными проводниками U-колена и симметрия питания не нарушается.

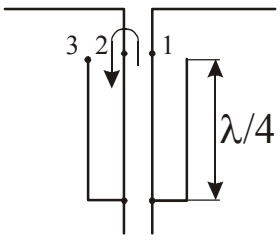


Рис. 5.12

Симметрирующее устройство типа "четвертьволновый стакан" показано на рис. 5.12. Металлический цилиндр ("стакан") высотой в $\lambda/4$ охватывает с небольшим зазором внешнюю оболочку кабеля и припаян к этой оболочке снизу. Верхняя часть цилиндра не соединена с оболочкой и может быть закрыта диэлектрической шайбой. Внутренняя поверхность цилиндра и внешняя поверхность кабеля образуют четвертьволновую линию, короткозамкнутую на конце, входное сопротивление которой (в точках 2, 3) будет очень велико.

Таким образом, точка 1 антенны изолирована от внешней оболочки кабеля непосредственно, а точка 2 изолирована от оболочки (точки 3) большим входным сопротивлением четвертьволнового от-

резка линии. Следовательно, оба плеча СВ оказываются примерно в одинаковых условиях относительно оболочки кабеля и симметрия вибратора не нарушается [8].

5.4. ДН, КНД И ПОЛОСА ПРОПУСКАНИЯ АНТЕННЫ "ВОЛНОВОЙ КАНАЛ"

ДН директорной антенны, как и ее входное сопротивление, зависит от соотношения амплитуд и фаз токов всех СВ, для которых справедлива система уравнений (4.46). Возможно огромное количество комбинаций длин СВ, их диаметров и расстояний между ними, которые обеспечили бы ДН антенны с хорошей формой. Такая оптимизационно-поисковая вычислительная задача решена в [23] для антенны, в которой количество эквидистантно расположенных СВ не превосходит 17.

Приближенно ДН антенны "волновой канал" можно оценить, если рассматривать антенну как линейную дискретную систему с бегущей волной (СБВ) без учета затухания и замедления ($c/v_ф = 1$). Тогда, используя теорему перемножения ДН, можно записать такие выражения для ДН:

- в Н-плоскости

$$F_Н(\varphi) = F_{1Н}(\varphi)F_Б(\varphi) = 1 \cdot \frac{\sin\left(\frac{nkd}{2}(1-\cos\varphi)\right)}{n\sin\left(\frac{kd}{2}(1-\cos\varphi)\right)}; \qquad (5.10)$$

- в Е-плоскости

$$F_E(\theta) = F_{1E}(\theta)F_Б(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}\frac{\sin\left(\frac{nkd}{2}(1-\cos\theta)\right)}{n\sin\left(\frac{kd}{2}(1-\cos\theta)\right)}, \qquad (5.11)$$

где $F_{1Н}(\varphi)$, $F_{1E}(\theta)$ – ДН одиночного полуволнового СВ в плоскостях Н и Е, равные:

$$F_{1Н}(\varphi) = 1,\ F_{1E}(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta};$$

$F_Б(\varphi)$, $F_Б(\theta)$ – множители решетки для СБВ (см. далее разд.7), равные:

$$F_Б(\varphi) = F_Б(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{nkd}{2}(1-\cos\theta)\right)}{n\sin\left(\frac{kd}{2}(1-\cos\theta)\right)}; \qquad (5.12)$$

θ и φ – углы, отсчитываемые от оси антенны;

n – полное количество СВ в антенне;

d – расстояние между СВ (для предварительных расчетов следует брать $d = \lambda/4$).

Ширина ДН по половине мощности в Н-плоскости может быть рассчитана, как для СБВ, по формуле

$$2\varphi_{0,5}^{o} \approx 108^{\circ}\sqrt{\frac{\lambda}{L}}, \qquad (5.13)$$

где $L = (n-1)d$ – полная длина антенны.

Ширина ДН в Е-плоскости в соответствии с (5.11) будет несколько уже, но не намного.

Обычно директорная антенна располагается на высоте, равной нескольким длинам волн над землей. В этом случае необходимо учитывать влияние земли на ДН в вертикальной плоскости.

Для случая горизонтальной поляризации (плоскость расположения СВ и стрела параллельны поверхности земли) в выражении для ДН в плоскости Н появится дополнительный множитель

$$F_3(\varphi) = \sin(kh\sin\varphi), \qquad (5.14)$$

где h – высота подъема антенны над землей [24].

Тогда с учетом (5.14) в Н-плоскости выражение для ДН принимает вид

$$F_H(\varphi) = \sin(kh\sin\varphi)\frac{\sin\left(\frac{nkd}{2}(1-\cos\varphi)\right)}{n\sin\left(\frac{kd}{2}(1-\cos\varphi)\right)}. \qquad (5.15)$$

Как следует из (5.14) и (5.15), главный лепесток ДН антенны будет приподнят над землей на угол, зависящий от высоты подъема h/λ.

Как следует из (5.13), с помощью одиночной антенны "волновой канал" нельзя получить остронаправленную ДН, а следовательно, и высокий КНД.

Действительно, КНД антенны может быть определен по формуле [2]

$$D_m \approx 5n, \qquad (5.16)$$

где n – число директоров, или по формуле [8]

$$D_m \approx 7 + 4\,L/\lambda\,. \qquad (5.17)$$

Как видно из (5.16), (5.17), при разумном количестве вибраторов КНД высоким быть не может.

Сузить ДН директорной антенны в обеих плоскостях и тем самым повысить КНД можно использованием решеток из директорных антенн. В [23] приведена схема возбуждения синфазной двухрядной двухэтажной АР. ДН такой антенны будут иметь следующий вид:

- в Н-плоскости

$$F_H(\varphi) = \sin(kh\sin\varphi)\frac{\sin\left(\frac{nkd}{2}(1-\cos\varphi)\right)}{n\sin\left(\frac{kd}{2}(1-\cos\varphi)\right)}\cos\left(\frac{kd_B}{2}\sin\varphi)\right); \qquad (5.18)$$

- в Е-плоскости

$$F_E(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta} \frac{\sin\left(\frac{nkd}{2}(1-\cos\theta)\right)}{n\sin\left(\frac{kd}{2}(1-\cos\theta)\right)} \cos\left(\frac{kd_Г}{2}\sin\theta)\right), \qquad (5.19)$$

где $d_В$ и $d_Г$ - расстояния между этажами и между антеннами в этаже.

Полоса пропускания антенны "волновой канал" достигает 10…30%, если исходить из допустимого уменьшения КНД в полосе пропускания на 2…3 дБ (в 1,5…2 раза). Увеличение числа директоров приводит к сужению полосы пропускания антенны, так, например, для семиэлементной антенны полоса составляет примерно 5% от частоты, на которую она настроена [21].

В заключение отметим преимущества и недостатки директорных антенн.

Преимущества:

1. Простота устройства.
2. Механическая прочность конструкции.
3. Удобство питания вибраторов (с помощью бегущей волны).
4. Формирование ДН одновременно в двух плоскостях (за счет множителя СБВ).

Недостатки:

1. Узкополосность (ее свойства сохраняются в полосе частот 5…10% относительно средней частоты).
2. Сложность настройки.
3. Малое входное сопротивление, требующее сложной системы трансформации.
4. Невозможность формирования ДН шириной меньше 20…30°.
5. Высокий (до 50%) уровень боковых лепестков.

6. ВЛИЯНИЕ ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕНН

Наиболее характерные случаи расположения антенн относительно проводящей поверхности приведены на рис. 6.1. Исследование влияния проводящей поверхности на излучение антенн проводится с помощью метода зеркального изображения.

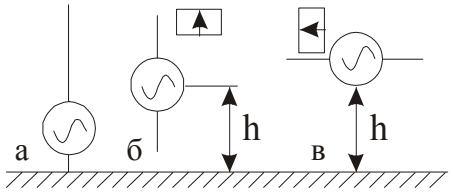


Рис. 6.1

Если над плоской идеально проводящей поверхностью на высоте h поместить положительный заряд (рис. 6.2, а), то электрическое поле над поверхностью станет таким, каким оно было бы, если бы поверхности не было, но на расстоянии $2h$ от заряда располагался бы отрицательный заряд (рис. 6.2, б). Второй (мнимый) заряд называется зеркальным изображением первого.

Если заряд, расположенный над поверхностью (рис. 6.2, в), заставить двигаться сверху вниз, то его зеркальное изображение будет

двигаться к поверхности снизу вверх так, чтобы сохранялось условие равенства расстояний обоих зарядов до плоскости. Если перемещению заряда поставить в соответствие протекание тока по проводнику, то перемещению положительного заряда сверху вниз будет соответствовать протекание тока по проводнику сверху вниз, а перемещению отрицательного заряда снизу вверх – протекание тока сверху вниз. Поэтому ***вертикальная антенна*** и ее ***зеркальное изображение*** представляют собой ***синфазную систему*.**

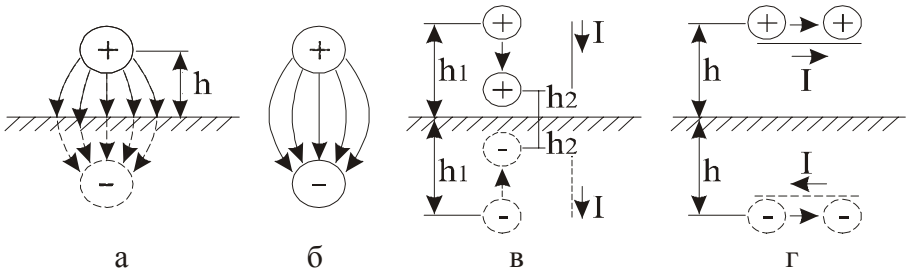


Рис. 6.2

Если положительный заряд, поднятый над проводящей поверхностью, будет двигаться в горизонтальном направлении, например, слева направо (рис. 6.2, г), то отрицательный заряд будет перемещаться в том же направлении. Следовательно, если токи в горизонтальной антенне текут в одном направлении, то в ее зеркальном изображении токи текут в противоположном направлении. Таким образом, ***горизонтальная антенна*** и ее ***зеркальное изображение*** представляют собой ***противофазную систему*.**

6.1. ВЛИЯНИЕ ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ДН АНТЕНН

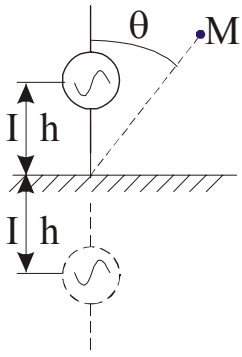


Рис. 6.3

Рассмотрим вертикальный полуволновый СВ, расположенный на высоте h над идеально проводящей плоской поверхностью (рис. 6.3). Вместе с зеркальным изображением он будет представлять собой синфазную систему соосных СВ, расположенных друг от друга на расстоянии $2h$. Угол θ будем отсчитывать от оси системы. Тогда в соответствии с теоремой перемножения ДН в вертикальной плоскости ненормированная ДН системы будет

$$f(\theta) = F_1(\theta) f_n(\theta),$$

где $F_1(\theta) = \dfrac{\cos\left(\dfrac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta}$ – ДН полуволнового СВ в его меридиональной плоскости;

$f_n(\theta)$ – ненормированный множитель решетки, равный

$$f_n(\theta) = \frac{\sin\left[\dfrac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\dfrac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}. \qquad (6.1)$$

Полагая в (6.1) $n = 2$, $d = 2h$, $\psi = 0$, получим

$$f_n(\theta) = \frac{\sin(2kh\cos\theta)}{\sin(kh\cos\theta)} = 2\cos(kh\cos\theta),$$

откуда видно, что при $\theta = 90^o$ $f_n(90^o) = 2$, т.е. поле вертикальной антенны вдоль проводящей поверхности удваивается.

Нормированная ДН системы равна

$$F(\theta) = F_1(\theta)F_n(\theta),$$

где $F_n(\theta)$ – нормированный множитель решетки, учитывающий влияние проводящей поверхности на ДН вертикальной антенны в вертикальной плоскости:

$$F_n(\theta) = \cos(kh\cos\theta). \qquad (6.2)$$

Если угол θ отсчитывать от проводящей поверхности, то ДН системы будет иметь вид

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta}\cos(kh\cos\theta). \qquad (6.3)$$

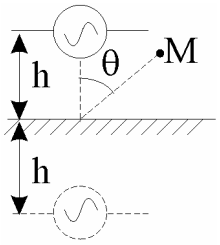


Рис. 6.4

Для горизонтального СВ, показанного на рис. 6.4, ДН системы в вертикальной плоскости будет иметь следующий вид:

- в плоскости рисунка (меридиональной для СВ)

$$F(\theta) = F_1(\theta)F_n(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}F_n(\theta);$$

- в плоскости, перпендикулярной рисунку (экваториальной для СВ),

$$F(\varphi) = F_1(\varphi)F_n(\varphi) = 1\cdot F_n(\varphi).$$

Полагая в нормированном множителе решетки $n = 2$, $d = 2h$, $\psi = \pi$, получим

$$F_n(\theta) = \frac{\sin\left[2\left(kh\cos\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right]}{\sin\left(kh\cos\theta - \frac{\pi}{2}\right)} = \cos\left(kh\cos\theta - \frac{\pi}{2}\right) = \sin(kh\cos\theta), \qquad (6.4)$$

$$F_n(\varphi) = \frac{\sin\left[2\left(kh\cos\varphi - \frac{\pi}{2}\right)\right]}{\sin\left(kh\cos\varphi - \frac{\pi}{2}\right)} = \cos\left(kh\cos\varphi - \frac{\pi}{2}\right) = \sin(kh\cos\varphi). \qquad (6.5)$$

Из формул (6.4) и (6.5) видно, что горизонтальная антенна вдоль проводящей поверхности не излучает.

Если углы θ и φ отсчитывать от проводящей поверхности, то ДН системы в вертикальной плоскости принимают такой вид:

- в плоскости рисунка (меридиональной для СВ)

$$F(\theta)=\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta}\sin(kh\sin\theta); \qquad (6.6)$$

- в плоскости, перпендикулярной рисунку (экваториальной для СВ),

$$F(\varphi)=1\cdot\sin(kh\sin\varphi). \qquad (6.7)$$

6.2. ВЛИЯНИЕ ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И КНД АНТЕНН

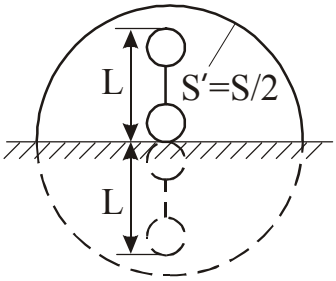


Рис. 6.5

Рассмотрим элементарный электрический диполь длиной L, расположенный вертикально непосредственно над проводящей плоскостью (рис. 6.5).

Сопротивление излучения такого диполя в свободном пространстве (см. подразд.1.6.1) будет

$$R_{\Sigma L}^{\text{своб}}=\frac{P_\Sigma}{I^2}=\frac{1}{I^2}\oint_S\frac{E_{\text{своб}}^2(\theta)}{120\pi}ds=20(kL)^2\approx 800(L/\lambda)^2, \qquad (6.8)$$

где S – поверхность сферы, по которой производится интегрирование;

$E_{\text{своб}}(\theta)=\frac{30kLI}{R}\sin\theta$ – действующее значение напряженности электрического поля диполя в дальней зоне.

В случае вертикального диполя у проводящей плоскости $E_{\text{мет}}(\theta)=2E_{\text{своб}}(\theta)$, однако поверхность интегрирования $S'=S/2$ (см. рис. 6.5) представляет собой поверхность полусферы, так как поле под идеально проводящей плоскостью равно нулю. Поэтому

$$R_{\Sigma L}^{\text{мет}}=\frac{1}{I^2}\oint_{S'}\frac{\left[2E_{\text{своб}}(\theta)\right]^2}{120\pi}ds=2R_{\Sigma L}^{\text{своб}}\approx 1600(L/\lambda)^2. \qquad (6.9)$$

Таким образом, сопротивление излучения диполя длиной L, расположенного над проводящей плоскостью в два раза больше, чем сопротивление излучения такого же диполя в свободном пространстве. Формула (6.9) носит название ***формулы Рюденберга***.

Вертикальный заземленный диполь длиной L вместе с зеркальным изображением представляет собой диполь длиной $2L$, поэтому корректно сравнивать его с таким же диполем в свободном пространстве, для которого в соответствии с (6.8) имеем следующее:

$$R_{\Sigma 2L}^{\text{своб}}=4\cdot 800(L/\lambda)^2=3200(L/\lambda)^2. \qquad (6.10)$$

Из (6.9) и (6.10) следует вывод: ***сопротивление излучения заземленного вертикального диполя длиной L вдвое меньше, чем сопротивление излучения диполя длиной $2L$ в свободном пространстве.***

Так же, как и в случае диполя Герца, сопротивление излучения вертикального заземленного СВ высотой ℓ будет вдвое меньше, чем

сопротивление излучения соответствующего СВ длиной 2ℓ, но находящегося в свободном пространстве.

В частности, сопротивление излучения вертикального четвертьволнового СВ ($\ell = \lambda/4$)

$$R^{\text{мет}}_{\Sigma\Pi\lambda/4} = \frac{1}{2} R^{\text{своб}}_{\Sigma\Pi\lambda/2} = \frac{73{,}1}{2} \approx 36{,}6 \text{ Ом},$$

а полуволнового СВ ($\ell = \lambda/2$)

$$R^{\text{мет}}_{\Sigma\Pi\lambda/2} = \frac{1}{2} R^{\text{своб}}_{\Sigma\Pi\lambda} = \frac{200}{2} = 100 \text{ Ом}.$$

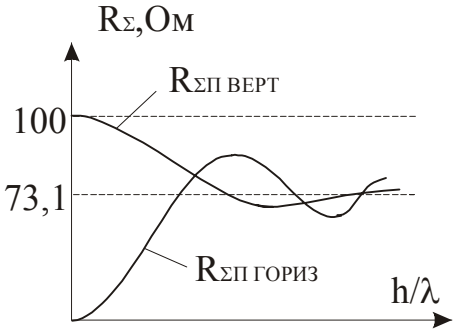


Рис. 6.6

С увеличением h/λ сопротивление излучения полуволнового вертикального СВ будет постепенно меняться от 100 до 73,1 Ом, как показано на рис. 6.6.

Горизонтальный СВ, находящийся на высоте h над идеально проводящей поверхностью, следует рассматривать как систему из двух параллельных противофазных СВ, расположенных на расстоянии $2h$ друг от друга. При $h = 0$ $R_{\Sigma\Pi\ \text{ГОРИЗ}} = 0$ вследствие компенсирующего действия тока зеркального изображения. При значительной высоте h сопротивление $R_{\Sigma\Pi\ \text{ГОРИЗ}}$ стремится к величине, соответствующей значению в свободном пространстве $R_{\Sigma\Pi} = 73{,}1$ Ом (см. рис. 6.6). Характер приближения $R_{\Sigma\Pi\ \text{ВЕРТ}}$ и $R_{\Sigma\Pi\ \text{ГОРИЗ}}$ к $R_{\Sigma\Pi}$ свободного пространства, как и следует из метода наводимых ЭДС, колебательный.

Входное сопротивление $Z_{A\ell}$ вертикального заземленного СВ высотой ℓ будет вдвое меньше, чем $Z_{A2\ell}$ соответствующего СВ длиной 2ℓ, находящегося в свободном пространстве:

$$R^{\text{мет}}_{A\ell} = \frac{1}{2} R^{\text{своб}}_{A2\ell};\ X^{\text{мет}}_{A\ell} = \frac{1}{2} X^{\text{своб}}_{A2\ell}, \qquad (6.11)$$

где $R^{\text{мет}}_{A\ell}$, $X^{\text{мет}}_{A\ell}$ – активная и реактивная составляющие входного сопротивления СВ длиной 2ℓ в свободном пространстве:

$$R^{\text{своб}}_{A2\ell} = \frac{R_{\Sigma\Pi}}{\left(\frac{R_{\Sigma\Pi}}{\rho_Э}\right)^2 + \sin^2 k\ell},\ X^{\text{своб}}_{A2\ell} = \frac{-0{,}5\rho_Э \sin 2k\ell}{\left(\frac{R_{\Sigma\Pi}}{\rho_Э}\right)^2 + \sin^2 k\ell};$$

$\rho_Э = 120\left(\ln\frac{\lambda}{\pi a} - 0{,}577\right)$ Ом – эквивалентное волновое сопротивление СВ длиной 2ℓ в свободном пространстве.

Из условия (6.11) для X_A следует, что эквивалентное волновое сопротивление СВ длиной ℓ у проводящей поверхности равно

$$\rho_{\text{экв}} = 60\left(\ln\frac{\lambda}{\pi a} - 0{,}577\right) \text{ Ом}. \qquad (6.12)$$

Вертикальный провод, между нижним концом которого и проводящей поверхностью включен источник ЭДС, называют ***несимметричной антенной***. В том случае, когда высота антенны равна чет-

верти рабочей волны ($\ell = \lambda_o/4$), ее входное сопротивление будет чисто активным (первый последовательный резонанс).

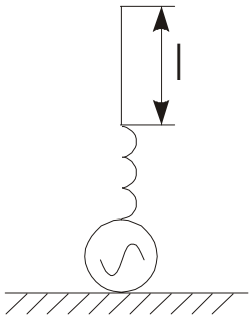


Рис. 6.7

На практике обычно $\ell < \lambda_o/4$ и антенна имеет емкостное входное сопротивление ($X_A < 0$). Для настройки такой антенны на рабочую частоту (в резонанс) в цепь антенны последовательно включают катушку, индуктивное сопротивление которой равно емкостному входному сопротивлению антенны (рис. 6.7) [14]:

$$X_A = \omega L = 2\pi f L = 2\pi c\, L/\lambda \Rightarrow L = X_A \lambda/2\pi c,$$

откуда

$$L[\text{мкГн}] = \frac{X_A[\text{Ом}]\cdot\lambda[\text{м}]}{1880}. \qquad (6.13)$$

Такую катушку называют удлинительной, так как ее включение соответствует удлинению собственной длины волны антенны.

Если же входное реактивное сопротивление антенны имеет индуктивный характер ($\ell > \lambda_o/4$, $X_A > 0$), для настройки антенны в резонанс нужно включить конденсатор, емкостное сопротивление которого равно входному индуктивному сопротивлению антенны:

$$X_A = 1/\omega C = 1/2\pi f C = \lambda/2\pi c C \Rightarrow C = \lambda/2\pi c X_A,$$

откуда

$$C[\text{пФ}] = \frac{531\cdot\lambda[\text{м}]}{X_A[\text{Ом}]}. \qquad (6.14)$$

Такой конденсатор называют укорачивающим, так как его включение соответствует укорочению собственной длины волны антенны.

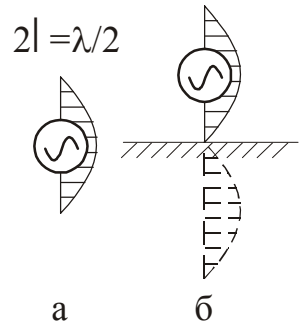


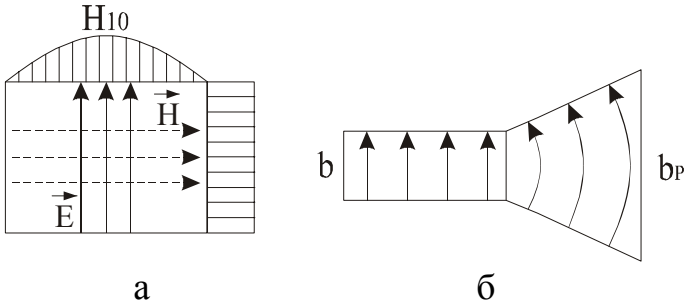
Рис. 6.8

КНД антенны под влиянием проводящей поверхности определяется по формуле $D_m = \frac{30(kh_Д)^2}{R_{\Sigma П}}$. Так, для полуволнового СВ в свободном пространстве (рис. 6.8, а) $h_Д = \lambda/\pi$, $R_{\Sigma П} = 73{,}1$ Ом и $D_m = 1{,}64$, а для того же СВ, но находящегося у проводящей поверхности (рис. 6.8, б), $h_Д = 2\lambda/\pi$, $R_{\Sigma П} = 100$ Ом и $D_m = 4{,}8$, т.е. под влиянием проводящей поверхности КНД вертикального полуволнового СВ возрастает примерно в 3 раза.

7. ИЗЛУЧЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ РАСКРЫВОВ С РАЗЛИЧНЫМИ АМПЛИТУДНО–ФАЗОВЫМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ

В силу физических процессов или конструктивных особенностей на излучающих поверхностях антенн (или в их раскрывах) могут устанавливаться различные распределения амплитуд и фаз токов (или полей) – ***амплитудно-фазовые распределения (АФР)***. ***Раскрывом (апертурой)*** будем называть поверхность, из которой происходит излучение.

Так, например, в раскрыве открытого конца прямоугольного волновода с волной основного типа H_{10} в плоскости E устанавливается синфазное равноамплитудное, а в плоскости H – синфазное косинусное распределения (рис. 7.1, а).

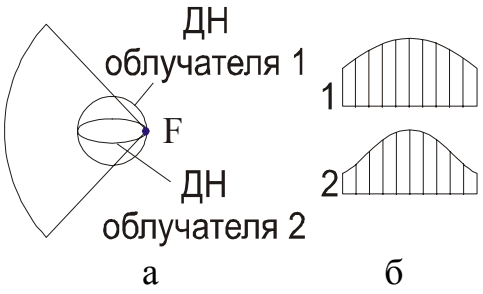


а б

Рис. 7.1

В раскрыве пирамидального рупора, возбуждаемого волноводом с волной H_{10}, устанавливаются в E-плоскости квадратично-фазное равноамплитудное, а в плоскости H – квадратично-фазное косинусное распределения. Чем меньше будет длина рупора при том же самом размере раскрыва, тем большими будут фазовые отклонения на его краю относительно середины и тем большим будет отличие его ДН от ДН синфазного раскрыва. Это обусловлено ярко выраженной кривизной фронта волны в раскрыве рупора при его малой длине (рис. 7.1, б).

Параболоид вращения с облучателем, фазовый центр которого расположен в фокусе зеркала (см. рис. 7.2, а), формирует в раскрыве синфазный (плоский) фронт волны, а амплитудное распределение для данного зеркала определяется ДН облучателя. Для облучателя с широкой ДН (ДН облучателя 1) зеркало будет облучаться равномернее, чем для облучателя с узкой ДН (ДН облучателя 2). Чем шире ДН облучателя, тем ближе значение поля на краях зеркала к его значению в середине раскрыва (см. рис. 7.2, б), тем равномернее облучается зеркало и тем уже ДН, которую оно будет создавать.



а б

Рис. 7.2

Направленные свойства любой антенны определяются тем АФР, который установился в ее раскрыве (или на ее поверхности). Рассмотрим прямоугольный раскрыв, показанный на рис. 7.3. Ширина раскрыва в направлении оси z равна a, а угол в плоскости yz, измеренный от оси y, обозначим через θ. Представляя раскрыв как систему непрерывно расположенных элементарных площадок – излучателей Гюйгенса – и используя теорему перемножения ДН, для напряженности электрического поля раскрыва в

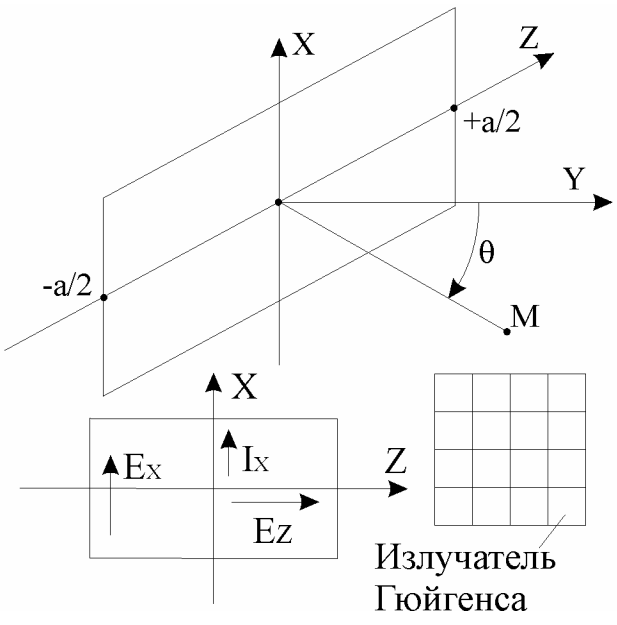


Рис. 7.3

дальней зоне будем иметь

$$E(\theta) = F_{\Gamma}(\theta)E_C(\theta),$$

где $F_{\Gamma}(\theta) = \frac{1+\cos\theta}{2} F_{\Gamma}(\theta)$ – ДН излучателя Гюйгенса;

$E_C(\theta)$ – напряженность поля системы, обусловленная АФР $A(z)$, которая при $a >> \lambda$ может быть записана как

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} A(z)e^{ikz\sin\theta}dz. \qquad (7.1)$$

АФР $A(z)$ представляет собой ток в антенне на расстоянии z в предположении, что он протекает в направлении x (I_X). Распределение $A(z)$ может быть представлено комплексной функцией, учитывающей распределение как амплитуд, так и фаз, т.е.

$$A(z) = |A(z)|e^{i\psi(z)}, \qquad (7.2)$$

где $|A(z)|$ – пространственное распределение амплитуд;

$\psi(z)$ – пространственное распределение фаз [25].

Выше использовалось распределение, выраженное через ток I_X. Оно может быть также выражено через составляющие магнитного поля H_Z (E_X на рис. 7.3) для поляризации в направлении оси x или через составляющие электрического поля E_Z для поляризации в направлении оси z при условии, что эти составляющие поля ограничены раскрывом.

Выражение (7.1) в математическом отношении аналогично ***обратному преобразованию Фурье*** в пространственной области. Пределы интегрирования в (7.1) могут быть распространены на бесконечный интервал от $-\infty$ до $+\infty$, так как распределение в раскрыве равно нулю за пределами $z = \pm a/2$.

Прямое преобразование Фурье позволяет найти распределение тока на поверхности антенны $A(z)$ для данной напряженности поля $E(\theta)$, т.к.

$$A(z) = \frac{1}{\lambda}\int_{-\infty}^{\infty} E(\theta)e^{-ikz\sin\theta}d(\sin\theta). \qquad (7.3)$$

Это выражение может быть использовано в качестве основы для синтеза ДН антенны, т.е. для нахождения распределения поля в раскрыве $A(z)$, обеспечивающего получение заданной диаграммы $E(\theta)$.

7.1. РАВНОАМПЛИТУДНЫЙ СИНФАЗНЫЙ РАСКРЫВ

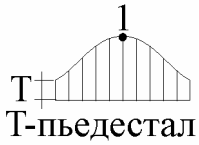


Рис. 7.4

Рассмотрим АФР вида

$$A(z) = \left[T + (1-T)\cos^n\left(\frac{\pi z}{a}\right)\right]e^{i\psi(z)}, \qquad (7.4)$$

где T – значение амплитудного распределения на краю раскрыва (***пьедестал***) (рис. 7.4);

$n = 0, 1, 2, \ldots$ – "крутизна" амплитудного распределения [26].

Для равноамплитудного синфазного раскрыва (рис. 7.5) в выражении (7.4) следует положить $T = 1$, $n = 0$, $\psi(z) = 0$. Тогда в (7.2) $|A(z)| = 1$, $\psi(z) = 0$. Такое АФР устанавливается в раскрывах прямоугольных волноводов с волной H_{10} в плоскости E и пирамидального рупора в этой же плоскости, если $R_E >> b_p$.

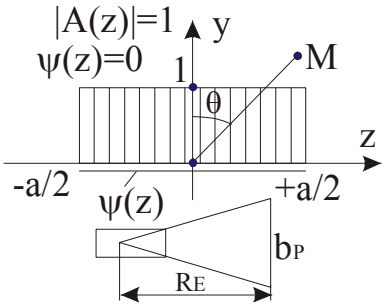


Рис. 7.5

Напряженность поля системы в соответствии с (7.1) будет

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} e^{ikz\sin\theta} dz = \frac{e^{ikz\sin\theta}}{ik\sin\theta}\Bigg|_{-a/2}^{a/2} =$$

$$= \frac{e^{i\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta} - e^{-i\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta}}{2i\frac{\pi}{\lambda}\sin\theta} \cdot \frac{a}{a} = a\frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta} = a\frac{\sin\eta}{\eta}, \qquad (7.5)$$

где $\eta = \frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta$.

Из (7.5) видно, что фаза поля от направления не зависит, следовательно, фазовый центр у раскрыва существует и совпадает с его серединой.

Рассмотрим направление перпендикуляра к раскрыву ($\theta = 0^o$). Непосредственная подстановка $\theta = 0^o$ в (7.5) дает $E_C(0^o) = 0/0$. Раскрывая неопределенность по правилу Лопиталя, имеем

$$E_C'(\theta)\Big|_{\theta=0^\circ} = a\frac{\frac{\pi a}{\lambda}\cos\theta\cos\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda}\cos\theta}\Bigg|_{\theta=0^\circ} = a.$$

Тогда нормированная ДН системы будет

$$F_C(\theta) = \frac{E_C(\theta)}{E_C(0^\circ)} = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta} = \frac{\sin\eta}{\eta}, \qquad (7.6)$$

а нормированная ДН раскрыва –

$$F(\theta) = \frac{1+\cos\theta}{2} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta\right)}{\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta}. \qquad (7.7)$$

Направления нулевых излучений совпадают с нулями числителя в (7.6):

$$\sin\eta_0 = \sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta_0\right) = 0;\ \frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta_0 = n\pi,$$

т.е. $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$, откуда

$$\sin\theta_0 = n\frac{\lambda}{a} \le 1;\ \theta_0 = \arcsin\left(n\frac{\lambda}{a}\right);\ n \le \frac{a}{\lambda}. \qquad (7.8)$$

Из (7.8) следует, что количество направлений, при которых излучение отсутствует, будет тем больше, чем больше размер раскрыва a по сравнению с длиной волны λ. Кроме того, если размер раскрыва не превосходит длину волны, то ДН будет однолепестковой. Первый нуль при $a = \lambda$ будет существовать в направлении $\theta = 90^o$, т.е. в плоскости раскрыва.

Между каждыми двумя нулевыми направлениями заключен боковой лепесток ДН, имеющий свой максимум. Поскольку знаменатель формулы (7.6) изменяется с изменением θ значительно медленнее числителя, то за направления максимумов боковых лепестков можно считать углы θ, при которых числитель ДН равен ± 1:

$$\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta_m\right) = \pm 1;\ \frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta_m = \pm\frac{2n+1}{2}\pi;\ n = 1,2,3,\ldots,$$

откуда

$$\sin\theta_m = \frac{2n+1}{2}\frac{\lambda}{a} \le 1;\ \theta_m = \arcsin\left(\pm\frac{2n+1}{2}\frac{\lambda}{a}\right);\ n \le \left(\frac{a}{\lambda} - \frac{1}{2}\right), \qquad (7.9)$$

т.е. количество боковых лепестков в ДН тем больше, чем больше относительный размер раскрыва a/λ, и лежат они посередине между нулями.

Уровень боковых лепестков определяется (с учетом (7.9)) по формуле

$$\left|F_C(\theta_m)\right| = \frac{1}{\left|\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta_m\right|} \approx \frac{2}{(2n+1)\pi} \qquad (7.10)$$

и для первого, второго и третьего боковых лепестков по отношению к главному составляет соответственно: $F_C(\theta_{m1}) \approx 0{,}212$ (21,2%); $F_C(\theta_{m2}) \approx$ $\approx 0{,}127$ (12,7%); $F_C(\theta_{m3}) \approx 0{,}091$ (9,1%). Таким образом, УБЛ уменьшается с удалением их от главного лепестка.

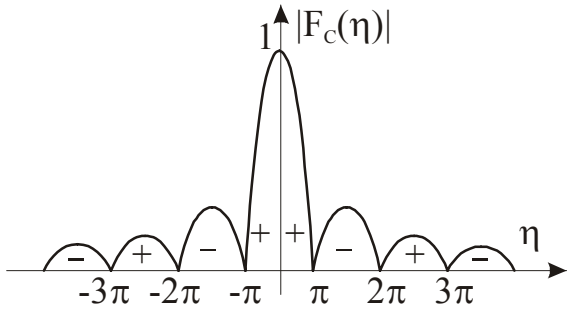


Рис. 7.6

ДН системы (модуль функции "***синк***") показана на рис. 7.6. Из рис. 7.6. видно, что все нечетные боковые лепестки отрицательны, т.е. имеют фазу, противоположную фазе главного лепестка.

Ширина главного лепестка ДН "по нулям" определяется из формулы (7.8) при $a >> \lambda$ и $n = 1$:

$$\sin\theta_{01} = \frac{\lambda}{a};\ \theta_{01} \approx \frac{\lambda}{a};\ 2\theta_{01} \approx \frac{2\lambda}{a};\ 2\theta_{01}^o \approx 115^\circ\frac{\lambda}{a}.$$

Обычно индекс 1 у θ_{01} опускается и ширина ДН определяется как

$$2\theta_0 \approx \frac{2\lambda}{a};\ 2\theta_0^{o} \approx 115^{\circ}\frac{\lambda}{a}. \qquad (7.11)$$

Ширина главного лепестка "по половине мощности" ("по 0,707 E") определяется из условия $\sin\eta/\eta = 0{,}707$. По таблицам "синка" находим, что это условие выполняется при $\eta = 0{,}443\,\pi$. Тогда $\sin\theta_{0,5} = 0{,}443\,\lambda/a$ и при $a >> \lambda$ будем иметь $\theta_{0,5} \approx 0{,}443\,\lambda/a$, откуда

$$2\theta_{0,5} \approx 0{,}886\frac{\lambda}{a};\ \ 2\theta_{0,5}^{o} \approx 51^{\circ}\frac{\lambda}{a}. \qquad (7.12)$$

Из (7.11) и (7.12) следует, что главный лепесток ДН раскрыва тем уже, чем больше его размер по сравнению с длиной волны.

Коэффициент использования поверхности раскрыва (***апертурный КИП***) определяется по формуле

$$\nu_A = \frac{1}{a}\frac{\left|\int_{-a/2}^{a/2}|A(z)|e^{i\psi(z)}dz\right|^2}{\int_{-a/2}^{a/2}\left||A(z)|e^{i\psi(z)}\right|^2 dz}, \qquad (7.13)$$

и для $|A(z)| = 1$ и $\psi(z) = 0$ $\nu_A = 1$. Таким образом, действующий размер раскрыва равен его геометрическому размеру $A_m = a$.

КНД раскрыва определяется по формуле (1.6) из подразд.1.6.2. Тогда для данного случая будем иметь следующее:

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_{\varphi=0}^{2\pi}\int_{\theta=0}^{\pi}\frac{\sin^2\eta}{\eta^2}\sin\theta\,d\theta\,d\varphi} = \frac{-\frac{2\pi a}{\lambda}}{\int_{\pi a/\lambda}^{-\pi a/\lambda}\frac{\sin^2\eta}{\eta^2}d\eta}.$$

Интегрируя знаменатель по частям: $\sin^2\eta = u$; $\sin(2\eta)d(2\eta) = du$; $d\eta/\eta^2 = dv$; $-1/\eta = v$, получим

$$D_m = \frac{-ka}{-\frac{\sin^2\eta}{\eta}\Big|_{\pi a/\lambda}^{-\pi a/\lambda} + \int_{\pi a/\lambda}^{-\pi a/\lambda}\frac{\sin 2\eta}{2\eta}d(2\eta)} \approx \frac{ka}{2Si(ka)} \approx 2\frac{a}{\lambda}.$$

Итак, имеем

$$D_m \approx 2\frac{a}{\lambda}, \qquad (7.14)$$

т.е. КНД раскрыва тем больше, чем больше его относительный размер a/λ.

При получении (7.14) было использовано поведение интегрального синуса при больших аргументах $Si(ka) \approx \pi/2$ при $a >> \lambda$ (рис. 7.7).

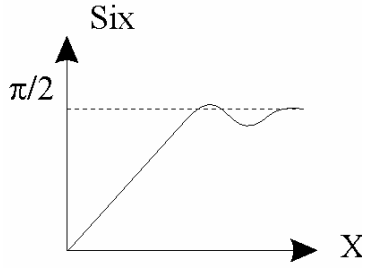


Рис. 7.7

Итак, ДН равноамплитудного синфазного раскрыва при больших относительных размерах имеет узкий главный лепесток и большое количество боковых лепестков с высоким уровнем.

7.2. СИНФАЗНЫЙ РАСКРЫВ С КОСИНУСНЫМ АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Полагая в (7.4) $T = 0$, $n = 1$, $\psi(z) = 0$, найдем для (7.2) следующее (см. рис. 7.8):

$$|A(z)| = \cos(\pi z/a),\ \psi(z) = 0.$$

Такое АФР устанавливается в раскрывах прямоугольных волноводов с волной H_{10} в плоскости H и пирамидальных рупоров в этой же плоскости, если $R_H >> a_P$.

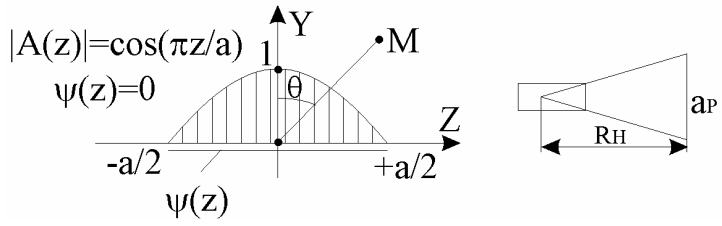


Рис. 7.8

Напряженность поля системы излучателей Гюйгенса в соответствии с (7.1) будет

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} \cos\left(\frac{\pi z}{a}\right) e^{ikz\sin\theta} dz = \frac{1}{2}\int_{-a/2}^{a/2} \left\{ e^{i(k\sin\theta + \frac{\pi}{a})z} + e^{i(k\sin\theta - \frac{\pi}{a})z} \right\} dz =$$

$$= \frac{\sin(\eta + \pi/2)}{k\sin\theta + \pi/a} + \frac{\sin(\eta - \pi/2)}{k\sin\theta - \pi/a} = \frac{a}{2}\left\{ \frac{\sin(\eta + \pi/2)}{\eta + \pi/2} + \frac{\sin(\eta - \pi/2)}{\eta - \pi/2} \right\} =$$

$$= \frac{a}{2}\cos\eta\left(\frac{1}{\pi/2 + \eta} + \frac{1}{\pi/2 - \eta}\right) = \frac{a\pi}{2}\frac{\cos\eta}{\pi/4 - \eta^2} = \frac{2a}{\pi}\frac{\cos\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta\right)}{1 - \left(\frac{2a}{\lambda}\sin\theta\right)^2}. \qquad (7.15)$$

Из (7.15) видно, что фаза $E_C(\theta)$ от направления не зависит, следовательно, волна, излучаемая раскрывом, будет сферической, а раскрыв – иметь в своей середине фазовый центр.

В направлении перпендикуляра к раскрыву, т.е. при $\theta = 0^o$ $E_C(\theta) = 2a/\pi$, тогда нормированная ДН системы будет иметь вид

$$F_C(\theta) = \frac{E_C(\theta)}{E_C(0°)} = \frac{\cos\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta\right)}{1 - \left(\frac{2a}{\lambda}\sin\theta\right)^2}. \qquad (7.16)$$

На рис. 7.9 $F_C(\theta)$ представлена в виде суммы двух "синков", сдвинутых вдоль оси η вправо и влево от начала координат на $\pi/2$. Суммируя ординаты кривых, определяемых "синками", легко убедиться в том, что спад амплитуды к краям раскрыва (см. рис. 7.8) приводит к расширению главного лепестка ДН и уменьшению УБЛ по сравнению с равноамплитудным раскрывом (см. рис. 7.5).

Направления нулевых излучений в (7.16) определяют из условия

$$\cos\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta_0\right) = 0;\ \frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta_0 = \pm\frac{2n+1}{2}\pi;\ n = 1,2,3,...,$$

откуда

$$\theta_0 = \arcsin\left(\pm\frac{2n+1}{2}\frac{\lambda}{a}\right). \qquad (7.17)$$

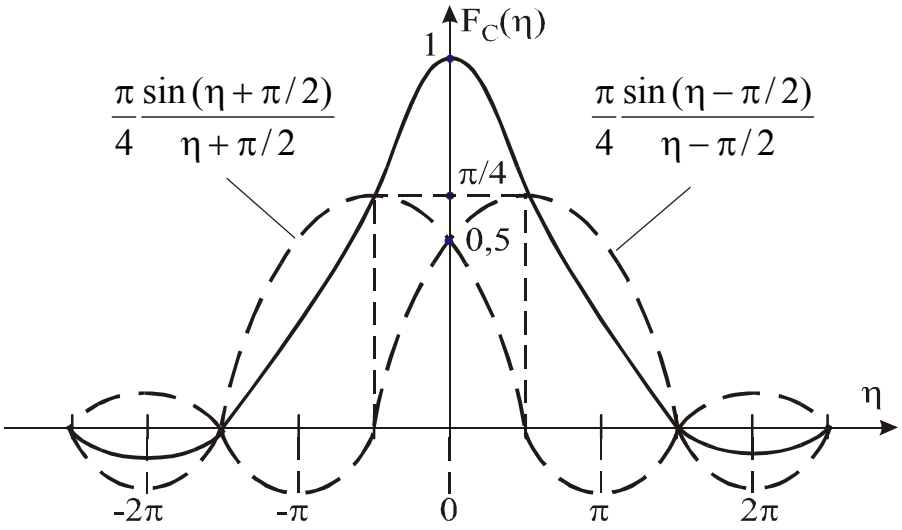


Рис. 7.9

Направления максимумов боковых лепестков, расположенных между нулями, приближенно определяются из условия

$$\cos\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta_m\right) = \pm 1;\ \frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta_m = \pm(n+1)\pi;\ n = 1,2,3,...,$$

откуда

$$\theta_m = \arcsin\left[\pm(n+1)\frac{\lambda}{a}\right]. \qquad (7.18)$$

УБЛ с учетом (7.18) определяется по формуле

$$\left|F_C(\theta_m)\right| = \frac{1}{\left|1-\left[2(n+1)\right]^2\right|} \qquad (7.19)$$

и для первого, второго и третьего боковых лепестков по отношению к главному составляет соответственно: $F_C(\theta_{m1}) \approx 0{,}067$ (6,7%); $F_C(\theta_{m2}) \approx$ $\approx 0{,}029$ (2,9%); $F_C(\theta_{m3}) \approx 0{,}016$ (1,6%).

Ширина главного лепестка ДН "по нулям" определяется из формулы (7.17) при $n = 1$ и $a >> \lambda$:

$$2\theta_0 \approx 3\frac{\lambda}{a};\quad 2\theta_0^o \approx 172^\circ\frac{\lambda}{a}, \qquad (7.20)$$

а "по половине мощности" (или $0{,}707$ напряженности поля) – из решения уравнения

$$\frac{\cos\eta}{\left[1-(2\eta/\pi)^2\right]} = 0{,}707 \rightarrow 2\theta_{0,5}^o \approx 68^\circ\frac{\lambda}{a}. \qquad (7.21)$$

Апертурный КИП раскрыва таков:

$$\nu_A = \frac{1}{a}\frac{\left|\int_{-a/2}^{a/2}\cos\left(\frac{\pi z}{a}\right)dz\right|^2}{\int_{-a/2}^{a/2}\left|\cos\left(\frac{\pi z}{a}\right)\right|^2 dz} = 0{,}81. \qquad (7.22)$$

КНД раскрыва

$$D_m \approx 1{,}6\frac{a}{\lambda}, \qquad (7.23)$$

так как для равноамплитудного синфазного раскрыва с $\nu_A = 1$ $D_m \approx 2\ a/\lambda$.

На рис. 7.10 и в табл. 7.1 для сравнения приведены ДН и параметры данного и рассмотренного в предыдущем разделе раскрывов. Отсюда видно, что при одинаковых относительных размерах раскрывов ДН раскрыва с косинусным амплитудным распределением будет иметь более широкий главный лепесток и меньший уровень боковых лепестков, чем ДН синфазного равноамплитудного раскрыва.

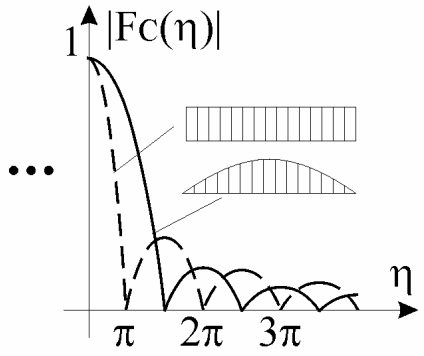


Рис. 7.10

Таблица 7.1

$2\theta^o_{0,5} = 51°\lambda/a$	$2\theta^o_{0,5} = 68°\lambda/a$
$2\theta^o_0 = 115°\lambda/a$	$2\theta^o_0 = 172°\lambda/a$
$\delta_1 = 21{,}2\%$	$\delta_1 = 6{,}7\%$
$\nu_A = 1$	$\nu_A = 0{,}81$
$D_m = 2\,a/\lambda$	$D_m = 1{,}6\,a/\lambda$

7.3. СИНФАЗНЫЙ РАСКРЫВ С АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ "КОСИНУС НА ПЬЕДЕСТАЛЕ"

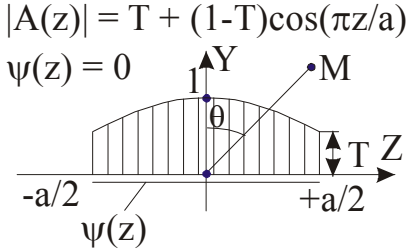


Рис. 7.11

Синфазное распределение "косинус на пьедестале" имеет вид (рис. 7.11)

$$|A(z)| = T + (1-T)\cos\left(\frac{\pi z}{a}\right);\ \psi(z) = 0\,. \qquad (7.24)$$

Такое АФР устанавливается в раскрывах мелких (длиннофокусных) параболоидов вращения со слабонаправленными облучателями (рис. 7.12). Вернее, такой функцией обычно аппроксимируют АФР, которое устанавливается в раскрывах этих зеркал.

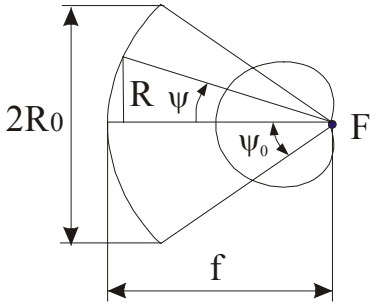


Рис. 7.12

Амплитудное распределение в раскрыве параболического зеркала определяется по формуле

$$|A(R')| = \frac{1+\cos\psi}{2}F_{ОБЛ}(\psi),$$

где R' – нормированная координата точки в раскрыве зеркала $R' = \dfrac{R}{R_0}$ (см. рис. 7.12);

$F_{ОБЛ}(\psi)$ – ДН облучателя.

Например, для облучателя в виде открытого конца прямоугольного волновода его ДН в плоскостях E и H имеют такой вид:

$$F_{H\ ОБЛ}(\psi) = \frac{\cos\left(\dfrac{\pi a}{\lambda}\sin\psi\right)}{1-\left(\dfrac{2a}{\lambda}\sin\psi\right)^2}\cdot\frac{1+\cos\psi}{2};\quad F_{E\ ОБЛ}(\psi) = \frac{\sin\left(\dfrac{\pi b}{\lambda}\sin\psi\right)}{\dfrac{\pi b}{\lambda}\sin\psi}\cdot\frac{1+\cos\psi}{2},$$

где a и b – размеры широкой и узкой стенок волновода соответственно.

Тогда амплитудное распределение в раскрыве зеркала будет определяться выражениями

$$\left|A_H(R')\right| = \frac{\cos\left(\dfrac{\pi a}{\lambda}\sin\psi\right)}{1-\left(\dfrac{2a}{\lambda}\sin\psi\right)^2}\cos^4\frac{\psi}{2}, \qquad (7.25)$$

$$\left|A_E(R')\right| = \frac{\sin\left(\dfrac{\pi b}{\lambda}\sin\psi\right)}{\dfrac{2b}{\lambda}\sin\psi}\cos^4\frac{\psi}{2}. \qquad (7.26)$$

ДН зеркала в плоскостях H и E определяется формулой обратного преобразования Фурье (7.1) от выражений (7.25) и (7.26), а это может оказаться нерешаемой задачей. Поэтому на практике для описания амплитудных распределений, получающихся в раскрывах антенн, используют аппроксимирующие функции вида (7.4), которые хорошо описывают реальные распределения и обратные преобразования Фурье от которых известны. В частности, распределения (7.25), (7.26) хорошо описываются функцией (7.24), где пьедесталы $T = T_H$ и $T = T_E$ определяются из (7.25) и (7.26) при $\psi = \psi_0$, где ψ_0 - половина угла раскрыва зеркала (см. рис. 7.12).

Напряженность поля системы излучателей, образующей раскрыв, будет определяться по (7.1) как

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2}\left[T + (1-T)\cos\left(\frac{\pi z}{a}\right)\right]e^{ikz\sin\theta}dz, \qquad (7.27)$$

а нормированная ДН системы, полученная из (7.27), – как

$$F_C(\eta) = \left\{2T\frac{\sin\eta}{\eta} + 4\pi(1-T)\frac{\cos\eta}{\pi^2-4\eta^2}\right\}\frac{1}{2T+\dfrac{4}{\pi}(1-T)}, \qquad (7.28)$$

где $\eta = (\pi a/\lambda)\sin\theta$.

Из (7.28) видно, что ДН системы оказывается вещественной, следовательно, фазовый центр существует и находится в середине раскрыва.

ДН раскрыва, построенная по (7.28), показана на рис. 7.13 вместе с ДН синфазных равноамплитудного и косинусного раскрывов, а в табл. 7.2 приведены его параметры для различных пьедесталов. Из рис. 7.13 видно, что главный лепесток ДН шире, чем для равноамплитудного раскрыва, но уже, чем для косинусного. Уровень боковых лепестков ниже, чем для равноамплитудного, но выше, чем для косинусного раскрыва.

Поведение раскрыва в зависимости от пьедестала можно охарактеризовать такой схемой:

$$T\uparrow \rightarrow \nu_A \uparrow \rightarrow A_m \uparrow \rightarrow \begin{cases} 2\theta_{0,5}\downarrow; \\ D_m \uparrow; \\ \text{УБЛ}\uparrow. \end{cases}$$

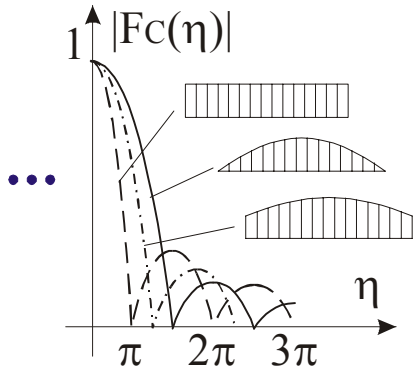


Рис. 7.13

Таблица 7.2

T	$2\theta^{o}_{0,5}$	ν_A
1,0	$51°\lambda/a$	1,000
0,8	$52°\lambda/a$	0,990
0,6	$54°\lambda/a$	0,975
0,4	$57°\lambda/a$	0,950
0,2	$62°\lambda/a$	0,915
0,0	$68°\lambda/a$	0,810

7.4. СИНФАЗНЫЙ РАСКРЫВ С АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ "КОСИНУС КВАДРАТНЫЙ НА ПЬЕДЕСТАЛЕ"

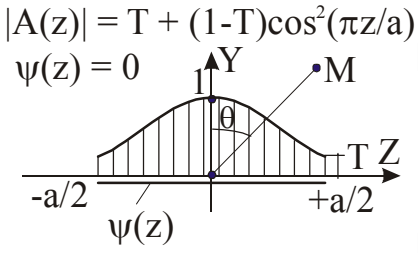


Рис. 7.14

Синфазное распределение "косинус квадратный на пьедестале" имеет вид (рис. 7.14)

$$|A(z)| = T + (1-T)\cos^2\left(\frac{\pi z}{a}\right);\ \psi(z) = 0. \quad (7.29)$$

Такое АФР может установиться в раскрыве длиннофокусного зеркала с направленным облучателем, например, коническим рупором, обеспечивающим достаточную "крутизну" распределения у вершины зеркала при некотором значении поля на его краях (пьедестале).

Напряженность поля системы излучателей Гюйгенса, образующих раскрыв, будет определяться в соответствии с (7.1) как

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2}\left[T + (1-T)\cos^2\left(\frac{\pi z}{a}\right)\right]e^{ikz\sin\theta}dz, \quad (7.30)$$

Нормированная ДН системы имеет вид

$$F_C(\eta) = \left\{ \frac{\sin\eta}{\eta} - \left(\frac{1-T}{1+T} \right) \frac{\eta \sin\eta}{\eta^2 - \pi^2} \right\}. \qquad (7.31)$$

Качественные ДН раскрывов "косинус на пьедестале" (случай 7.3) и "косинус квадратный на пьедестале" (случай 7.4) показаны на рис. 7.15, а параметры последнего раскрыва приведены в табл. 7.3. Сравнение ДН показывает, что из-за более крутого амплитудного распределения при тех же относительных размерах раскрывов КИП будет меньше, главный лепесток ДН шире, а УБЛ ниже, чем для предыдущего раскрыва. Фазовый центр существует и находится в середине раскрыва.

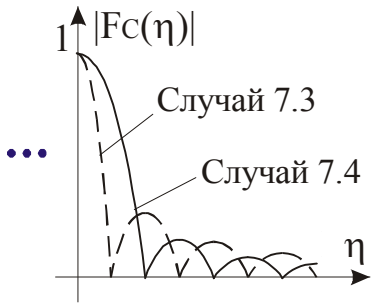


Рис. 7.15

Таблица 7.3

T	$2\theta^{o}_{0,5}$	ν_A
1,0	$51°\lambda/a$	1,000
0,8	$53°\lambda/a$	0,990
0,6	$56°\lambda/a$	0,970
0,4	$61°\lambda/a$	0,940
0,2	$68°\lambda/a$	0,885
0,0	$83°\lambda/a$	0,667

7.5. СИНФАЗНЫЙ РАСКРЫВ С АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ "КОСИНУС n-Й СТЕПЕНИ БЕЗ ПЬЕДЕСТАЛА"

Синфазное распределение "косинус n-й степени без пьедестала" имеет вид (рис. 7.16)

$$|A(z)| = \cos^n\left(\frac{\pi z}{a}\right);\ \psi(z) = 0. \qquad (7.32)$$

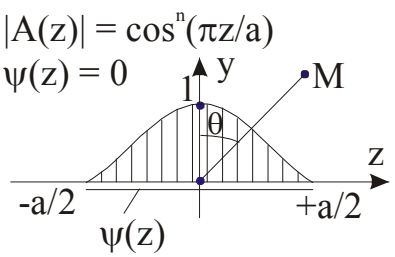


Рис. 7.16

Функциями (7.32) аппроксимируются АФР, устанавливающиеся в раскрывах средних и глубоких (короткофокусных) зеркал с направленными облучателями. Чем глубже зеркало (чем больше его угол раскрыва $2\psi_0$) при одной и той же ДН облучателя или чем уже ДН облучателя для зеркала одной и той же глубины, тем большим будет показатель степени n в (7.32). При этом предполагается, что на краях зеркала поле отсутствует ($T = 0$).

Такое АФР устанавливают в раскрывах зеркальных антенн, главным требованием к которым является не получение максимального КУ, а создание ДН с минимальным УБЛ.

Напряженность поля системы излучателей Гюйгенса, образующих раскрыв, в соответствии с (7.1) определяется как

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} \cos^n\left(\frac{\pi z}{a}\right) e^{ikz\sin\theta} dz\,. \qquad (7.33)$$

Нормированные ДН, полученные на основе (7.33), имеют следующий вид [26]:

$$F_C(\eta) = \frac{\sin\eta}{\eta} \frac{\prod_{\nu=1}^{m} (2\nu)^2}{\prod_{\nu=1}^{m} \left\{ (2\nu)^2 + \frac{4\eta^2}{\pi^2} \right\}} \text{ при } n = 2m; \qquad (7.34)$$

$$F_C(\eta) = \cos\eta \frac{\prod_{\nu=0}^{m} (2\nu+1)^2}{\prod_{\nu=0}^{m} \left\{ (2\nu+1)^2 - \frac{4\eta^2}{\pi^2} \right\}} \text{ при } n = 2m+1, \qquad (7.35)$$

где $\eta = (\pi a/\lambda)\sin\theta$.

Как видно из (7.34) и (7.35), выражения для ДН оказываются вещественными, следовательно, фазы полей в дальней зоне от направления не зависят и раскрывы имеют фазовые центры, расположенные в их серединах.

Из табл. 7.4 следует, что при $n = 4$ ДН раскрыва практически не имеет боковых лепестков, но ее главный лепесток чрезмерно широк.

Таблица 7.4

n	$2\theta^{o}_{0,5}$	ν_A	$F_C(\theta_{m1})$
0	$51°\lambda/a$	1,000	0,21
1	$69°\lambda/a$	0,810	0,07
2	$83°\lambda/a$	0,667	0,026
3	$95°\lambda/a$	0,575	0,01
4	$111°\lambda/a$	0,515	0,004

Кроме того, при больших n "крутизна" амплитудного распределения становится настолько большой, что поле оказывается сосредоточенным у вершины зеркала, а периферийные участки зеркала становятся необлучаемыми и не принимают участия в формировании ДН. Поэтому на практике ограничиваются значениями $n \le 3$.

Поведение раскрыва в зависимости от n можно охарактеризовать такой схемой:

$$n \uparrow \rightarrow \nu_A \downarrow \rightarrow A_m \downarrow \rightarrow \begin{cases} 2\theta_{0,5} \uparrow; \\ D_m \downarrow; \\ \text{УБЛ} \downarrow. \end{cases}$$

7.6. СИНФАЗНЫЙ РАСКРЫВ С КВАДРАТИЧНЫМ АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

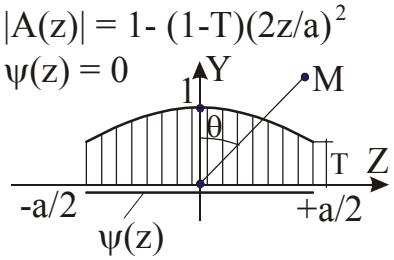


Рис. 7.17

Синфазный раскрыв с квадратичным (параболическим) амплитудным распределением имеет вид (рис. 7.17)

$$|A(z)| = 1 - (1 - T)\left(\frac{2z}{a}\right)^2;\ \psi(z) = 0. \quad (7.36)$$

Формулой (7.36), как правило, аппроксимируют амплитудные распределения в раскрывах ускоряющих ($v_Ф > c$) и замедляющих ($v_Ф < c$) линз, предназначенных для преобразования цилиндрического или сферического фронта волны в плоский. Значение пьедестала зависит от типа линзы. Так, у замедляющей линзы даже при ненаправленном облучателе $0 \le T < 1$ ( ), т.е. амплитудное распределение спадает к краям. Чем уже будет ДН облучателя, тем меньшим будет значение пьедестала.

У ускоряющей линзы при ненаправленном облучателе амплитуда поля на краях будет больше, чем в середине ее раскрыва ($T > 1$,), и для того, чтобы выровнять амплитудное распределение или даже сделать его спадающим к краям, нужно обязательно использовать направленный облучатель. Для получения одинакового пьедестала в обеих линзах с одинаковыми размерами раскрывов в случае ускоряющей линзы необходимо использовать более направленный облучатель.

Часто функцию (7.36) используют и для аппроксимации амплитудных распределений в раскрывах зеркальных антенн вместо функции (7.4).

Напряженность поля системы излучателей, образующих раскрыв, определяется как

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2}\left[1 - (1 - T)\left(\frac{2z}{a}\right)^2\right]e^{ikz\sin\theta}dz. \quad (7.37)$$

Нормированная ДН системы будет иметь вид

$$F_C(\eta) = \left\{\frac{\sin\eta}{\eta} + (1 - T)\frac{(2 - \eta)^2\sin\eta - 2\eta\cos\eta}{\eta^3}\right\}\frac{3}{2 + T}, \quad (7.38)$$

где $\eta = (\pi a/\lambda)\sin\theta$.

Как видно из табл. 7.5, для этого АФР работает такая схема:

$$T\uparrow \rightarrow \nu_A\uparrow \rightarrow A_m\uparrow \rightarrow \begin{cases} 2\theta_{0,5}\downarrow; \\ D_m\uparrow; \\ \text{УБЛ}\uparrow. \end{cases}$$

Фазовый центр у раскрыва существует и находится в его середине.

Таблица 7.5

T	$2\theta^{o}_{0,5}$	ν_A	$F_C(\theta_{m1})$
1,0	$51°\lambda/a$	1,000	0,21
0,8	$53°\lambda/a$	0,994	0,16
0,5	$56°\lambda/a$	0,970	0,14
0,0	$66°\lambda/a$	0,830	0,09

7.7. РАВНОАМПЛИТУДНЫЙ ЛИНЕЙНО-ФАЗНЫЙ РАСКРЫВ

АФР вида (рис. 7.18, а)

$$|A(z)| = 1;\ \psi(z) = -k_1\left(\frac{2z}{a}\right), \qquad (7.39)$$

где $k_1 = \pm\,\psi_m$ – максимальное отклонение фазы на краю раскрыва относительно середины, возникает в раскрывах длиннофокусных параболоидов с ДН облучателя

$$F_{ОБЛ}(\psi) = \sec^2\frac{\psi}{2}$$

при смещении его из фокуса зеркала в фокальной плоскости на расстояние $FF' < 0{,}1f$ (рис. 7.18, б).

Напряженность поля системы, определяемая по (7.1), равна

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} e^{-ik_1\left(\frac{2z}{a}\right)} e^{ikz\sin\theta}dz = \int_{-a/2}^{a/2} e^{i\frac{2}{a}(\eta-k_1)z}dz =$$

$$= \frac{a}{2i}\frac{(e^{i(\eta-k_1)} - e^{-i(\eta-k_1)})}{\eta-k_1} = a\frac{\sin(\eta-k_1)}{\eta-k_1}e^{i0}, \qquad (7.40)$$

где $\eta = (\pi a/\lambda)\sin\theta$.

Из (7.40) видно, что фазовый центр существует и находится в середине раскрыва.

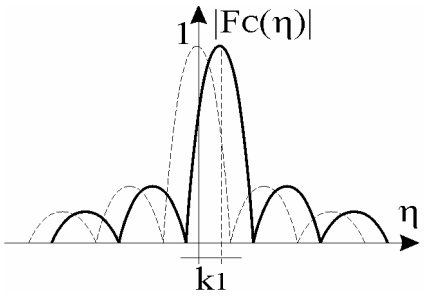


Рис. 7.19

Нормированная ДН системы

$$F_C(\eta) = \frac{\sin(\eta-k_1)}{\eta-k_1} \qquad (7.41)$$

представляет собой функцию вида "синк" (см. подразд. 7.1), смещенную (повернутую) по оси η в сторону отставания по фазе на угол k_1 (рис. 7.19).

Главный максимум ДН соответствует неопределенности типа $0/0$: $F_{Cm}(\theta_m) = (0/0);\ \eta_{пов} - k_1 = 0;\ (\pi a/\lambda)\sin\theta_{пов} = k_1$, откуда при $a >> \lambda$ имеем

$$\theta_{ПОВ} \approx k_1\lambda/\pi a;\ \theta_{ПОВ} \approx 57{,}3^\circ k_1\lambda/\pi a. \qquad (7.42)$$

Из (7.42) следует, что ДН раскрыва поворачивается относительно перпендикуляра к раскрыву в сторону отставания по фазе с сохранением формы, ширины главного лепестка и УБЛ на угол, прямо пропорциональный максимальному отклонению фазы и

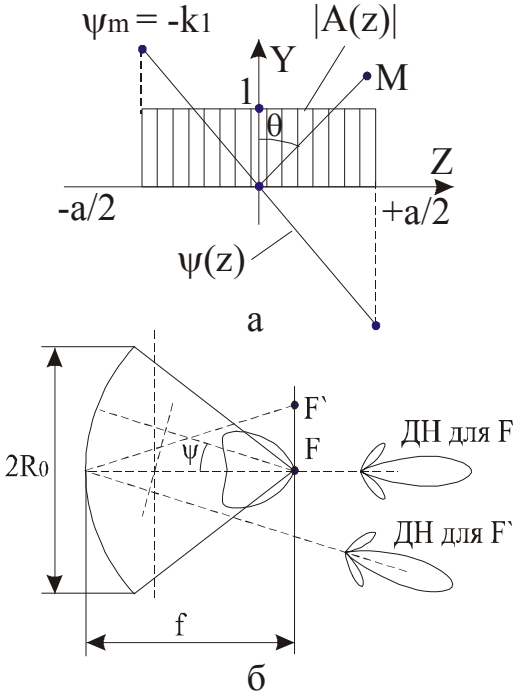


Рис. 7.18

обратно пропорциональный относительному размеру раскрыва.

Данное свойство справедливо для $\theta_{пов} < 30^o$ и $\psi_m \le \pi$. Более строгий анализ показывает, что главный лепесток ДН расширяется пропорционально $1/\cos\theta_{пов}$. При $\theta_{пов} < 30^o$ этим расширением можно пренебречь [8].

Поворот главного максимума ДН путем изменения фазы вдоль антенны известен как "***метод электрического качания луча***" и широко применяется в антеннах РЛС.

7.8. РАВНОАМЛИТУДНЫЙ КВАДРАТИЧНО-ФАЗНЫЙ РАСКРЫВ

Равноамплитудное квадратично-фазное распределение имеет вид (рис. 7.20, а)

$$|A(z)| = 1,\ \psi(z) = -k_2\left(\frac{2z}{a}\right)^2, \qquad (7.43)$$

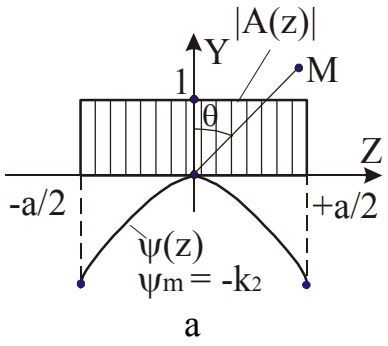
где k_2 = - ψ_m – максимальное отклонение фазы на краю раскрыва относительно его середины.

Такие АФР устанавливаются в раскрывах пирамидальных рупоров, возбуждаемых волной H_{10}, в плоскости E или в раскрывах длиннофокусных параболоидов при смещении слабонаправленных облучателей из фокуса зеркала вдоль оптической оси (рис. 7.20, б).

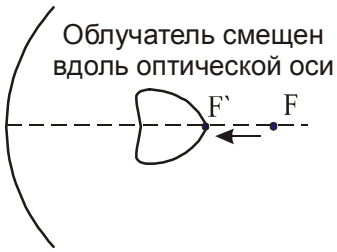
Напряженность поля системы в этом случае такова:

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} e^{-ik_2\left(\frac{2z}{a}\right)^2} e^{ikz\sin\theta}dz = \int_{-a/2}^{a/2} e^{i\left[\frac{2}{a}\eta z - k_2\left(\frac{2z}{a}\right)^2\right]}dz, \qquad (7.44)$$

где $\eta = (\pi a/\lambda)\sin\theta$.



а



б

Рис. 7.20

Упростим интеграл, введя новую переменную u, полагая

$$z = \frac{a}{2}\left\{\sqrt{\frac{\pi}{2k_2}}u + \frac{\eta}{2k_2}\right\};\ dz = \frac{a}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2k_2}}du;$$

$$U_1 = -\left(1 + \frac{\eta}{2k_2}\right)\sqrt{\frac{\pi}{2k_2}};$$

$$U_2 = \left(1 - \frac{\eta}{2k_2}\right)\sqrt{\frac{\pi}{2k_2}}, \qquad (7.45)$$

тогда

$$\frac{2}{a}\eta z - k_2\left(\frac{2z}{a}\right)^2 =$$

$$= \sqrt{\frac{\pi}{2k_2}}u\eta + \frac{\eta^2}{2k_2} - \frac{\pi}{2}u^2 - \frac{\eta^2 k_2}{(2k_2)^2} - 2k_2\sqrt{\frac{\pi}{2k_2}}\frac{u\eta}{2k_2} = -\frac{\pi}{2}u^2 + \frac{\eta^2}{4k_2}. \qquad (7.46)$$

После подстановки (7.45) и (7.46) в (7.44) получим

$$E_C(\eta)=\frac{a}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2k_2}}e^{i\frac{\eta^2}{4k_2}}\int_{U_1}^{U_2}e^{-i\frac{\pi}{2}u^2}du=\frac{a}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2k_2}}e^{i\frac{\eta^2}{4k_2}}\left\{\int_0^{U_2}e^{-i\frac{\pi}{2}u^2}du-\int_0^{U_1}e^{-i\frac{\pi}{2}u^2}du\right\}=$$

$$=\frac{a}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2k_2}}e^{i\frac{\eta^2}{4k_2}}\{[C(U_2)-C(U_1)]+i[S(U_1)-S(U_2)]\}=$$

$$=\frac{a}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2k_2}}e^{i\frac{\eta^2}{4k_2}}B(\eta)e^{i\Psi(\eta)}=\frac{a}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2k_2}}B(\eta)e^{i\left[\frac{\eta^2}{4k_2}+\Psi(\eta)\right]},\qquad(7.47)$$

где $C(t)=\int_0^t\cos\left(\frac{\pi}{2}u^2\right)du$, $S(t)=\int_0^t\sin\left(\frac{\pi}{2}u^2\right)du$ – интегралы Френеля;

$$B(\eta)=\sqrt{[C(U_2)-C(U_1)]^2+[S(U_1)-S(U_2)]^2};$$

$$\Psi(\eta)=\operatorname{arctg}\frac{[S(U_1)-S(U_2)]}{[C(U_2)-C(U_1)]}.$$

Как видно из (7.47), выражение для напряженности поля оказывается комплексным, фаза поля зависит от направления, следовательно, в общем случае волна, излучаемая раскрывом, не будет сферической и такой раскрыв не имеет фазового центра. Вместо фазового центра существует фазовое пятно, размер которого тем больше, чем больше величина k_2.

Приведем основные результаты исследования поля (7.47):

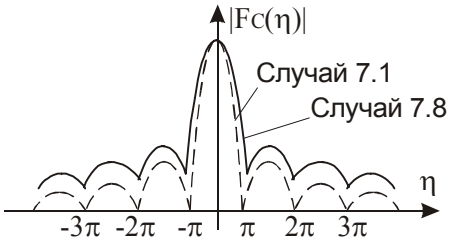


Рис. 7.21

1. Если максимальное отклонение фазы на краю раскрыва $\psi_m \le \pi/8$, то форма ДН раскрыва остается практически такой же, как форма ДН синфазного равноамплитудного раскрыва (рис. 7.21). В таком случае фазовый центр существует и расположен в середине раскрыва.

2. Если $\psi_m \le \pi/2$, то ширина главного лепестка ДН по половине мощности сохраняется, но амплитуды боковых лепестков несколько возрастают, исчезают направления нулевых излучений, первые боковые лепестки сливаются с главным (рис. 7.22).

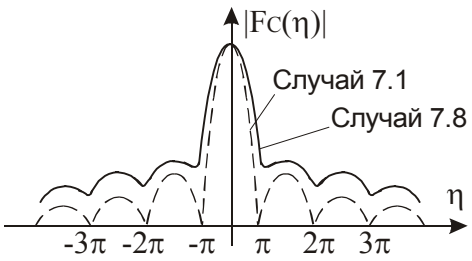


Рис. 7.22

3. Если отклонения фазы достигают величин порядка $3\pi/2$, то главный лепесток имеет провал посередине и почти вдвое большую ширину, максимумы боковых лепестков сильно увеличиваются, минимумы между ними сглаживаются (рис. 7.23).

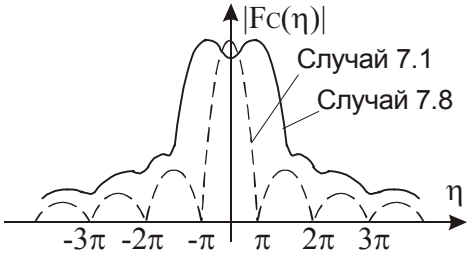


Рис. 7.23

Исходя из этих выводов, обосновывают допустимые искажения фазы при изготовлении антенн, принимая в качест-

ве допустимых величин $\pi/8$ или $\pi/2$, в зависимости от требований к ДН [2].

7.9. КВАДРАТИЧНО-ФАЗНЫЙ РАСКРЫВ С КОСИНУСНЫМ АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

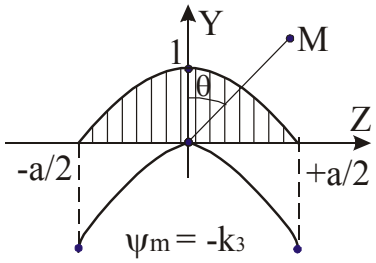


Рис. 7.24

АФР вида (рис. 7.24)

$$|A(z)| = \cos\left(\frac{\pi z}{a}\right);\ \psi(z) = -k_3\left(\frac{2z}{a}\right)^2, \quad (7.48)$$

где $k_3 = -\psi_m$ – максимальное отклонение фазы на краю раскрыва относительно середины, которое возникает в раскрывах пирамидальных рупоров, возбуждаемых волной H_{10}, в плоскости H или в раскрывах зеркальных антенн при смещении направленных облучателей из фокуса вдоль оптической оси в сторону зеркала.

Напряженность поля системы определяется в соответствии с (7.1) как

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} \cos\left(\frac{\pi z}{a}\right) e^{-ik_3\left(\frac{2z}{a}\right)^2} e^{ikz\sin\theta} dz =$$

$$= \frac{1}{2}\left\{ \int_{-a/2}^{a/2} e^{-ik_3\left(\frac{2z}{a}\right)^2} e^{i\frac{2}{a}\left(\eta+\frac{\pi}{2}\right)z} dz + \int_{-a/2}^{a/2} e^{-ik_3\left(\frac{2z}{a}\right)^2} e^{i\frac{2}{a}\left(\eta-\frac{\pi}{2}\right)z} dz \right\}, \quad (7.49)$$

где $\eta = (\pi a/\lambda)\sin\theta$.

Выражение (7.49) представляет собой сумму двух интегралов вида (7.44), которые определяются точно таким же способом [27]. Ясно, что итоговое выражение для $E_C(\theta)$ является комплексным и в общем случае раскрыв не имеет фазового центра.

На рис. 7.25 и 7.26 приведены графики качественных ДН для разных отклонений фаз двух квадратично-фазных раскрывов – равноамплитудного и косинусного. Из сравнения ДН видно, что влияние фазовых отклонений на ДН косинусного раскрыва значительно меньше, чем на ДН равноамплитудного.

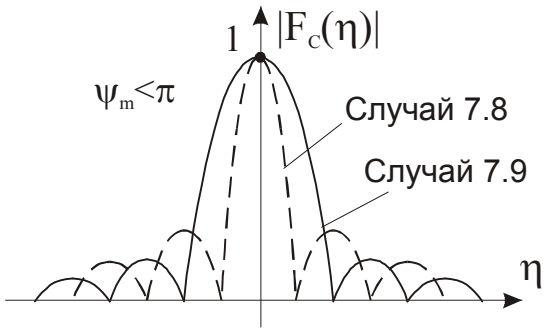


Рис. 7.25

При $\psi_m < \pi$ преобладающее влияние на ДН оказывает амплитудное распределение – для косинусного раскрыва УБЛ меньше, а главный лепесток шире, чем для равноамплитудного (см. рис. 7.25). При $\psi_m > \pi$ главный лепесток ДН равноамплитудного раскрыва разваливается, а у косинусного – нет (см. рис. 7.26).

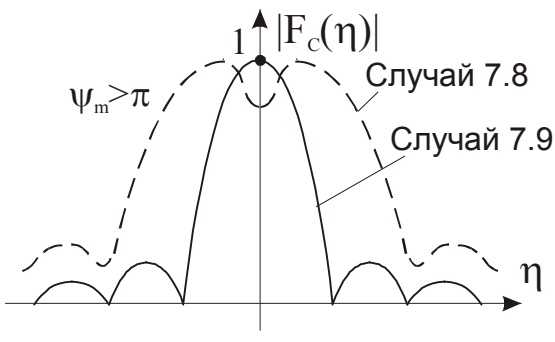


Рис. 7.26

Здесь опять сказывается влияние спадающего амплитудного распределения – там, где фазовые отклонения максимальны, амплитуда поля равна нулю. Поэтому и УБЛ у косинусного раскрыва при $\psi_m > \pi$ опять меньше, чем у равноамплитудного.

Очевидно, что при увеличении отклонения фазы ψ_m фазовый центр у косинусного раскрыва исчезнет позже, чем у равноамплитудного. Именно по этой причине для пирамидальных рупоров допуск на максимальное отклонение фазы в H-плоскости больше ($\psi_{mHдоп} = 3\pi/4$), чем в плоскости E ($\psi_{mEдоп} = \pi/2$).

7.10. РАВНОАМПЛИТУДНЫЙ КУБИЧНО-ФАЗНЫЙ РАСКРЫВ

АФР вида (рис. 7.27)

$$|A(z)| = 1;\ \psi(z) = -k_4\left(\frac{2z}{a}\right)^3, \qquad (7.50)$$

где $k_4 = \pm\ \psi_m$ – максимальное отклонение фазы на краю раскрыва относительно середины, которое возникает в раскрыве длиннофокусного параболоида, если облучатель с ДН $F_{ОБЛ}(\psi) = \sec(\psi/2)$ смещен из фокуса зеркала в фокальной плоскости на $FF' > 0{,}2f$.

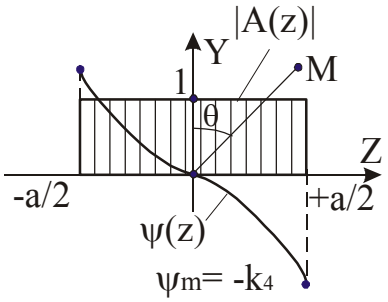


Рис. 7.27

Напряженность поля системы

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} e^{-ik_4\left(\frac{2z}{a}\right)^3} e^{ikz\sin\theta} dz \qquad (7.51)$$

можно найти, разложив в ряд множитель

$$e^{-ik_4\left(\frac{2z}{a}\right)^3} = 1 - ik_4\left(\frac{2z}{a}\right)^3 - \frac{1}{2!}\left[k_4\left(\frac{2z}{a}\right)^3\right]^2 + \ldots \qquad (7.52)$$

и ограничившись при $k_4 < \pi$ двумя первыми членами разложения. Тогда будем иметь [26,28]

$$E_C(\theta) \approx a\left[\frac{\sin\eta}{\eta} - k_4\frac{\partial^3}{\partial\eta^3}\left(\frac{\sin\eta}{\eta}\right)\right], \qquad (7.53)$$

где $\eta = (\pi a/\lambda)\sin\theta$.

Поскольку в подынтегральном выражении (7.51) показатель степени является нечетной функцией z, то напряженность поля системы будет вещественной, а раскрыв иметь фазовый центр.

Анализ формулы (7.53) показывает, что главный лепесток ДН поворачивается относительно перпендикуляра к раскрыву в сторону отставания по фазе на угол, пропорциональный k_4. При $a >> \lambda$ и $k_4 < \pi$ направление максимального излучения может быть определено из соотношения

$$\theta_{ПОВ} \approx 0{,}6\cdot k_4\lambda/\pi a\ ,\ \theta^{\circ}_{ПОВ} \approx 34{,}4^{\circ}\cdot k_4\lambda/\pi a, \qquad (7.54)$$

что меньше примерно в 1,7 раза, чем при линейном законе изменения фазы.

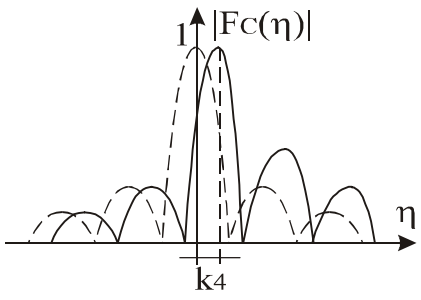


Рис. 7.28

Качественная ДН системы приведена на рис. 7.28. Здесь же для сравнения пунктир-

ной линией показана ДН синфазной равноамплитудной системы. Из рис. 7.28 видно, что наличие кубических фазовых искажений приводит не только к повороту главного лепестка, но и к асимметрии всей ДН.

Уровень боковых лепестков, расположенных с той стороны, в которую сместился главный максимум, увеличивается, а с противоположной – уменьшается. Фронт главного лепестка со стороны поворота круче, чем с противоположной. Обычно считают, что искажения ДН не выходят за допустимые пределы при искажениях фазы на краю системы $\psi_m = k_4 \le \pi/2$ [2].

7.11. СИСТЕМА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

АФР "***Система бегущей волны***" (СБВ) имеет вид (рис. 7.29)

$$|A(z)| = e^{-\alpha z};\ \psi(z) = -k_C z, \qquad (7.55)$$

где α – коэффициент затухания системы;

λ_C – длина волны в системе;

$k_C = \frac{2\pi}{\lambda_C} = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda}{\lambda_C} = k\xi$ – волновое число системы;

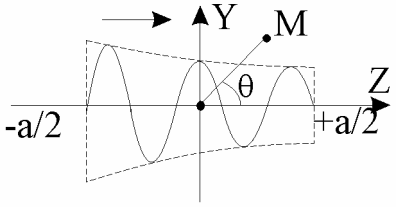


Рис. 7.29

$\xi = \lambda/\lambda_C = c/v_\Phi$ – коэффициент укорочения (замедления);

v_Φ – фазовая скорость в системе.

К таким системам относятся директорная, диэлектрическая стержневая, спиральная, импедансная антенны, антенна Бевереджа и др.

7.11.1. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ СБВ

Напряженность поля СБВ в соответствии с (7.1) такова:

$$E_C(\theta) = \int_{-a/2}^{a/2} e^{-\alpha z} e^{-ik\xi z} e^{ikz\cos\theta} dz = \int_{-a/2}^{a/2} e^{\frac{2}{a}\left[i\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta-\xi)-\frac{\alpha a}{2}\right]z} dz =$$

$$= a\frac{\mathrm{sh}\left[i\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta-\xi)-\frac{\alpha a}{2}\right]}{\left[i\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta-\xi)-\frac{\alpha a}{2}\right]}. \qquad (7.56)$$

Из (7.56) следует, что при наличии затухания $E_C(\theta)$ является комплексной функцией, следовательно, СБВ не имеет фазового центра.

Длина СБВ на практике обычно $a = (5\ldots7)\lambda$, поэтому затуханием можно пренебречь и полагать $\alpha a/2 \approx 0$. Тогда

$$E_C(\theta) = a\frac{\mathrm{sh}\left[i\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta-\xi)\right]}{i\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta-\xi)} = a\frac{\sin u}{u};\ u = \frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta-\xi). \qquad (7.57)$$

Из (7.57) видно, что в отсутствие затухания система излучает сферическую волну, фазовый центр которой находится в середине СБВ.

Пусть $v_Ф = c$, $\lambda_C = \lambda$ и $\xi = 1$. Тогда

$$E_C(\theta) = a\frac{\sin\left[i\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta - 1)\right]}{\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta - 1)} = a\frac{\sin u}{u};\ u = \frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta - 1). \qquad (7.58)$$

Направление максимального излучения будет определяться из условия $E_{Cm}(\theta_m) = 0/0$, т.е. из условия

$$\pi a/\lambda\,(\cos\theta_m - 1) = 0;\ \cos\theta_m = 1;\ \theta_m = 0°,$$

откуда следует, что в отсутствие укорочения главный максимум ДН ориентирован вдоль СБВ в сторону распространения волны.

Нормированная ДН СБВ при $\xi = 1$ будет иметь вид

$$F_C(\theta) = \frac{E_C(\theta)}{E_C(0°)} = \frac{\sin u}{u}. \qquad (7.59)$$

Переменная

$$u = \frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta - 1) \le 0,$$

следовательно, ДН СБВ (7.59) характеризуется частью кривой $\sin u/u$, лежащей в области $u \le 0$ (рис. 7.30).

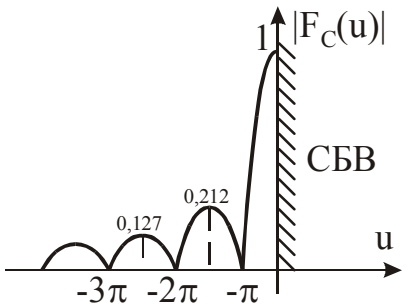


Рис. 7.30

Направления нулевых излучений в ДН (см. рис. 7.30) определяются из условия

$$\sin\left[\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta_0 - 1)\right] = 0;\ \frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta_0 - 1) = -n\pi;$$
$$n = 1,2,3,...,$$

откуда

$$\theta_0 = \arccos\left(1 - n\frac{\lambda}{a}\right). \qquad (7.60)$$

Направление максимумов в ДН (см. рис. 7.30) определяются из условия

$$\sin\left[\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta_m - 1)\right] = \pm 1;\ \frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta_m - 1) = -\frac{(2m+1)}{2}\pi;\ m = 1,2,3,...,$$

откуда

$$\theta_m = \arccos\left(1 - \frac{(2m+1)}{2}\frac{\lambda}{a}\right). \qquad (7.61)$$

Уровни боковых лепестков в ДН (см. рис. 7.30) с учетом (7.61) равны

$$|F_C(\theta_m)| = \frac{1}{\left|\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta_m - 1)\right|} = \frac{2}{(2m+1)\pi}. \qquad (7.62)$$

При $\xi > 1$ нормированная ДН СБВ имеет вид (рис. 7.31)

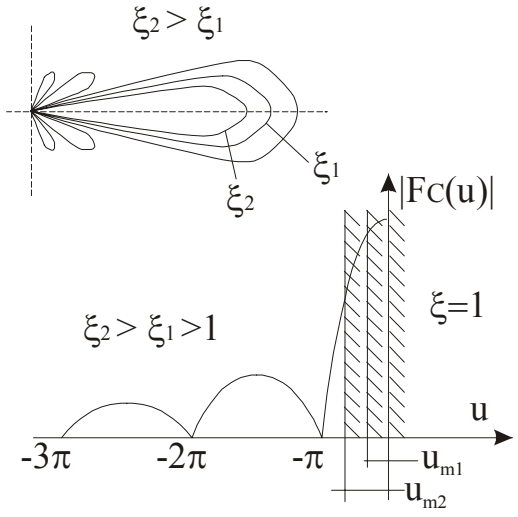


Рис. 7.31

$$F_C(u) = \frac{\sin u}{u}\frac{u_m}{\sin u_m}, \qquad (7.63)$$

где

$$u = \frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta - \xi);\ u_m = \frac{\pi a}{\lambda}(1-\xi) < 0.$$

При возрастании ξ (т.е. увеличении $|u_m|$) ширина главного лепестка ДН уменьшается, что способствует увеличению КНД:

$$\xi \uparrow \rightarrow |u_m| \uparrow \rightarrow 2\theta^o_{o,5} \downarrow \rightarrow D_m \uparrow.$$

Одновременно с этим уменьшается величина максимума главного лепестка, относительный УБЛ возрастает, что уменьшает КНД:

$$\xi \uparrow \rightarrow |u_m| \uparrow \rightarrow |F_{m1}/F_{mm}| \uparrow \rightarrow D_m \downarrow.$$

Следовательно, должно существовать некоторое оптимальное значение коэффициента укорочения $\xi_{опт}$, при котором КНД должен быть максимален.

7.11.2. КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ СБВ

Подставляя выражение для ДН (7.63) в формулу для определения КНД (1.4), находим

$$D_m = \frac{4\pi}{\int\limits_{\varphi=0}^{2\pi}\int\limits_{\theta=0}^{\pi}\frac{\sin^2 u}{u^2}\frac{u_m^2}{\sin^2 u_m}\sin\theta d\theta d\varphi}\frac{\pi a/\lambda}{\pi a/\lambda}. \qquad (7.64)$$

Поскольку

$$u = \frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta - \xi);\ du = -\frac{\pi a}{\lambda}\sin\theta d\theta;\ u_1 = u_m = \frac{\pi a}{\lambda}(1-\xi);\ u_2 = -\frac{\pi a}{\lambda}(1+\xi),$$

то (7.64) примет такой вид:

$$D_m = \frac{-ka\frac{\sin^2 u_m}{u_m^2}}{\int\limits_{u_1}^{u_2}\frac{\sin^2 u}{u^2}du}. \qquad (7.65)$$

Интеграл в знаменателе (7.65) возьмем по частям:

$$\sin^2 u = v;\ \sin 2u = dv;\ \frac{du}{u^2} = dw;\ -\frac{1}{u} = w.$$

Тогда

$$D_m = \frac{ka\frac{\sin^2 u_m}{u_m^2}}{\frac{\sin^2 u_2}{u_2} - \frac{\sin^2 u_1}{u_1} + Si(2u_1) - Si(2u_2)}, \qquad (7.66)$$

где $\mathrm{Si}(2u_1)=\int_0^{U_1}\frac{\sin(2u)}{2u}d(2u)$, $\mathrm{Si}(2u_2)=\int_0^{U_2}\frac{\sin(2u)}{2u}d(2u)$ – интегральные синусы.

После подстановки в (7.66) значений u_m, u_1 и u_2 получим

$$D_m=\frac{ka\dfrac{\sin^2\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1-\xi)\right]}{\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1-\xi)\right]^2}}{-\dfrac{\sin^2\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1+\xi)\right]}{\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1+\xi)\right]}-\dfrac{\sin^2\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1-\xi)\right]}{\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1-\xi)\right]}+\mathrm{Si}[ka(1-\xi)]+\mathrm{Si}[ka(1+\xi)]}. \quad (7.67)$$

Пусть $\xi = 1$. Тогда имеем

$$\frac{\sin^2\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1-\xi)\right]}{\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1-\xi)\right]^2}=1;\ \frac{\sin^2\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1+\xi)\right]}{\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1+\xi)\right]}=\frac{\sin^2 ka}{ka};\ \frac{\sin^2\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1-\xi)\right]}{\left[\frac{\pi a}{\lambda}(1-\xi)\right]}=0;$$

$$\mathrm{Si}[ka(1-\xi)]=0;\ \mathrm{Si}[ka(1+\xi)]=\mathrm{Si}(2ka),$$

а выражение (7.67) примет вид

$$D_m=\frac{ka}{\mathrm{Si}(2ka)-\dfrac{\sin^2 ka}{ka}}. \quad (7.68)$$

При $a >> \lambda$ $\mathrm{Si}(2ka)\approx\pi/2$, а $\sin^2 ka/ka \approx 0$, тогда

$$D_m \approx 4\frac{a}{\lambda}. \quad (7.69)$$

Зависимость D_m от $(-2u_m) = ka(\xi - 1)$, построенная согласно (7.67), приведена на рис. 7.32. Как видно, КНД максимален при

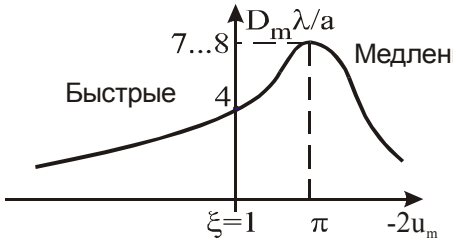


Рис. 7.32

$$ka(\xi_{опт} - 1) = \pi, \quad (7.70)$$

откуда

$$\xi_{опт} = 1 + \lambda/2a. \quad (7.71)$$

Формула (7.70) носит название ***условия Хансена-Вудъярда*** - КНД СБВ максимален, когда на длине системы набег фазы волны, распространяющейся в системе, на π превосходит набег фазы в свободном пространстве.

Из рис. 7.32 следует, что при $\xi = \xi_{опт}$

$$D_m = (7...8)\frac{a}{\lambda}, \quad (7.72)$$

т.е. изменение коэффициента укорочения от $\xi = 1$ до $\xi = \xi_{опт}$ приводит к увеличению КНД примерно в 2 раза.

Из рис. 7.32 следует также, что кроме СБВ, построенных на "медленных" волнах ($\xi > 1$), могут существовать и СБВ, использующие

"быстрые" волны ($\xi < 1$). Основой большинства антенн “быстрых” волн являются волноводные структуры с неоднородностями, например, нерезонансные волноводно-щелевые антенны, излучающие под углом к оси антенны [29]. КНД СБВ при $\xi < 1$ быстро падает, поэтому их практическое использование ограничено.

7.11.3. ШИРИНА ГЛАВНОГО ЛЕПЕСТКА ДН СБВ

Ширину главного лепестка ДН "по нулям" найдем из условия определения направления нулевых излучений в (7.63):

$$\sin\left[\frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta_0 - \xi)\right] = 0;\ \frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta_0 - \xi) = -n\pi;\ \cos\theta_0 = \xi - \frac{n\lambda}{a}.$$

Для 1-го нуля ($n = 1$) имеем $\cos\theta_{01} = \xi - \lambda/a$. При $a >> \lambda$ можно воспользоваться разложением $\cos\theta_{01}$ в ряд:

$$\cos\theta_{01} = 1 - \frac{\theta_{01}^2}{2} + ... = \xi - \frac{\lambda}{a},$$

откуда

$$\theta_{01} \approx \sqrt{2\left(1 - \xi + \frac{\lambda}{a}\right)}. \qquad (7.73)$$

Из (7.73) при $\xi = 1$ имеем

$$2\theta_{01} \approx 2{,}82\sqrt{\frac{\lambda}{a}};\ 2\theta_{01}^{\circ} \approx 162^{\circ}\sqrt{\frac{\lambda}{a}}, \qquad (7.74)$$

а при $\xi = \xi_{опт} = 1 + \lambda/a$ –

$$2\theta_{01} \approx 2\sqrt{\frac{\lambda}{a}};\ 2\theta_{01}^{\circ} \approx 115^{\circ}\sqrt{\frac{\lambda}{a}}. \qquad (7.75)$$

Ширину главного лепестка "по половине мощности" найдем из условия

$$\frac{\sin u}{u}\frac{u_m}{\sin u_m} = 0{,}707.$$

При $\xi = 1$ $\frac{u_m}{\sin u_m} = 1$ и $\frac{\sin u}{u} = 0{,}707$, тогда из таблиц для функции "синк" и условия $u < 0$ имеем

$$u = -0{,}443\pi;\ \frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta_{0,5} - 1) = -0{,}443\pi;\ \cos\theta_{0,5} = 1 - 0{,}443\frac{\lambda}{a}.$$

Используя разложение в ряд функции $\cos\theta_{0,5}$, получаем

$$\cos\theta_{0,5} = 1 - \frac{\theta_{0,5}^2}{2} \approx 1 - 0{,}443\pi;\ \theta_{0,5}^2 \approx 0{,}886\frac{\lambda}{a};\ \theta_{0,5} \approx \sqrt{0{,}886\frac{\lambda}{a}},$$

откуда

$$2\theta_{0,5} = 1{,}88\sqrt{\frac{\lambda}{a}};\ 2\theta^{\circ}_{0,5} \approx 108^{\circ}\sqrt{\frac{\lambda}{a}}. \qquad (7.76)$$

При $\xi = \xi_{опт}$ $\dfrac{u_m}{\sin u_m} = \dfrac{\pi}{2}$ и $\dfrac{\sin u}{u} = 0{,}45$, тогда из таблиц для функции "синк" и условия $u < 0$ имеем

$$u = -0{,}64\pi;\ \frac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta_{0,5} - \xi) = -0{,}64\pi;\ \cos\theta_{0,5} = 1 - \frac{\theta_{0,5}^2}{2} \approx \xi_{опт} - 0{,}64\pi,$$

откуда

$$2\theta_{0,5} = 1{,}06\sqrt{\frac{\lambda}{a}};\ 2\theta^{\circ}_{0,5} \approx 61^{\circ}\sqrt{\frac{\lambda}{a}}. \qquad (7.77)$$

Сравнение формул (7.74), (7.75) и (7.76), (7.77) показывает, что увеличение ξ от $\xi = 1$ до $\xi = \xi_{опт}$ приводит к сужению ДН примерно в 1,5 раза.

Нужно отметить, что при одних и тех же относительных размерах главный лепесток ДН СБВ всегда шире, чем ДН раскрывов с поперечным излучением.

7.11.4. ДИСКРЕТНЫЕ СБВ

Выражение для ДН дискретной равноамплитудной эквидистантной линейной антенной решетки с бегущей волной можно получить из формулы (4.24), положив в ней $\varphi = \theta$:

$$F_n(\theta) = \frac{1}{n}\frac{\sin\left[\dfrac{n}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]}{\sin\left[\dfrac{1}{2}(kd\cos\theta - \psi)\right]} = \frac{1}{n}\frac{\sin\left[\dfrac{nkd}{2}(\cos\theta - \dfrac{\psi}{kd})\right]}{\sin\left[\dfrac{kd}{2}(\cos\theta - \dfrac{\psi}{kd})\right]}.$$

В последнем выражении отношение ψ/d представляет собой сдвиг фаз на единицу длины решетки, и его можно трактовать как волновое число $k_C = 2\pi/\lambda_C$ некоторой электромагнитной волны, распространяющейся вдоль решетки со скоростью $v_\Phi < c$. Тогда $\psi/kd = k_C/k = \lambda/\lambda_C = \xi$, а

$$F_n(\theta) = \frac{1}{n}\frac{\sin\left[\dfrac{nkd}{2}(\cos\theta - \xi)\right]}{\sin\left[\dfrac{kd}{2}(\cos\theta - \xi)\right]} = \frac{1}{n}\frac{\sin\left[\dfrac{n\pi d}{\lambda}(\cos\theta - \xi)\right]}{\sin\left[\dfrac{\pi d}{\lambda}(\cos\theta - \xi)\right]}. \qquad (7.78)$$

При $n >> 1$ и $d << \lambda$

$$nd \approx a,\ \sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}(\cos\theta - \xi)\right] \approx \frac{\pi d}{\lambda}(\cos\theta - \xi),$$

тогда формула (7.78) описывает ненормированную ДН непрерывной СБВ:

$$f_c(\theta) = \frac{\sin\left[\dfrac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta - \xi)\right]}{\dfrac{\pi a}{\lambda}(\cos\theta - \xi)}. \qquad (7.79)$$

При $\xi > 1$ выражение (7.79) имеет максимальное значение, меньшее единицы, и требует перенормировки. Поэтому требует перенормировки и формула (7.78):

$$F_n(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{n\pi d}{\lambda}(\cos\theta - \xi)\right]}{\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}(\cos\theta - \xi)\right]} \cdot \frac{\sin\left[\frac{\pi d}{\lambda}(1 - \xi)\right]}{\sin\left[\frac{n\pi d}{\lambda}(1 - \xi)\right]}. \quad (7.80)$$

Оптимальное значение коэффициента укорочения для дискретных СБВ таково:

$$\xi_{\text{отп}} = 1 + \frac{\lambda}{2nd}. \quad (7.81)$$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пистолькорс А.А. Антенны. – М.: Связьиздат, 1947.
2. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. – Х.: ХГУ, 1960.
3. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высш. шк., 1988.
4. Драбкин А.Л., Зузенко В.Л. Антенно-фидерные устройства. – М.: Сов. радио, 1961.
5. Шифрин Я.С. Антенны. – Х.: ВИРТА, 1976.
6. Лавров А.С., Резников Г.Б. Антенно-фидерные устройства. – М.: Сов. радио, 1974.
7. Дорохов А.П. Расчет и конструирование антенно-фидерных устройств. – Х.: ХГУ, 1960.
8. Драбкин А.Л., Зузенко В.Л., Кислов А.Г. Антенно-фидерные устройства. – М.: Сов. радио, 1974.
9. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. – М.: Энергия, 1975.
10. Заикин И.П. Антенно-фидерные устройства. – Х.: ХАИ, 1983.
11. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. – М.: Наука, 1979.
12. Семенов Н.А. Антенны. – М.: ВЗЭИС, 1962. – Ч.2: Излучение симметричных вибраторов.
13. Шубарин Ю.В. Антенны. – Х.: ХВАИВУ, 1956. – Ч.4: Симметричный вибратор в свободном пространстве.
14. Верещагин Е.М. Антенны и распространение радиоволн. – М.: ВИМО, 1964.
15. Семенов Н.А. Антенны. – М.: ВЗЭИС, 1962. – Ч.2: Согласование симметричных вибраторов с фидером.
16. Щелкунов С., Фриис Г. Антенны. – М.: Сов. радио, 1955.
17. Заикин И.П. Общая теория и параметры антенн. – Х.: ХАИ, 1968. – Ч.1.
18. Кинг Р., Мимно Г., Уинг А. Передающие линии, антенны и волноводы. – М.: Госэнергоиздат, 1948.
19. Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки. – М.: Радио и связь, 1986.
20. Расчет и проектирование антенн сверхвысоких частот / Я.С. Шифрин, Ю.Г. Гукасов, Л.Г. Корниенко, П.А. Базарнов – Х.: ВИРТА, 1971.
21. Никитин В.А. Антенны спутниковые, КВ, УКВ, Си-Би, ТВ, РВ. – М.: Лайт Лтд, 1999.
22. Антенны и устройства СВЧ / Под ред. Д.И. Воскресенского. – М.: Сов. радио, 1972.
23. Заїкін І.П., Тоцький О.В. Антени та пристрої НВЧ. – Х.: ХАІ, 1997. – Ч.4.
24. Ардабьевский А.И., Воропаева В.Г., Гринева К.И. Пособие по расчету антенн СВЧ. – М.: Оборонгиз, 1957.
25. Сколник М. Введение в технику радиолокационных систем. – М.: Мир, 1965.

26. Кюн Рудольф. Микроволновые антенны. – Л.: Судостроение, 1967.
27. Заикин И.П. Антенны СВЧ: Консп. лекций. – Х.: ХАИ, 1974. – Ч.4.
28. Айзенберг Г.З. Антенны ультракоротких волн. – М.: Связьиздат, 1957.
29. Уолтер К. Антенны бегущей волны. – М.: Энергия, 1970.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Параметры антенн 3
1.1. Роль и назначение антенн при передаче и приеме 3
1.2. Дальняя зона антенны (зона излучения, зона фраунгофера) 4
1.3. Параметры антенн, характеризующие функцию преобразования 6
1.4. Диаграмма направленности 7
1.5. Действующая высота 9
1.6. Коэффициент направленного действия 10
1.7. Коэффициент усиления 13
1.8. Частотная характеристика 13
1.9. Поляризационная характеристика 14
1.10. Фазовая характеристика 17
2. Приемные антенны 17
2.1. Параметры приемных антенн 18
2.2. Теорема взаимности 19
2.3. Доказательство совпадения в режимах передачи и приема диаграммы направленности и действующей высоты антенны 19
2.4. Мощность, отдаваемая приемной антенной в нагрузку 20
2.5. Особенности антенн в режимах приема и передачи 23
3. Симметричный вибратор 26
3.1. Распределение тока и заряда по СВ 27
3.2. Поле СВ в дальней зоне 28
3.3. Действующая высота СВ 31
3.4. Сопротивление излучения и КНД СВ 32
3.5. Эквивалентное волновое и входное сопротивления симметричного вибратора 34
3.6. Антенный зазор 38
4. Направленное излучение 39
4.1. Система из двух ненаправленных излучателей 39
4.2. Система из n ненаправленных излучателей 44
4.3. Система из n направленных излучателей 51
4.4. Взаимное влияние вибраторов на излучение АР 55
5. Директорная антенна 59
5.1. Векторная диаграмма сложения полей в системе “антенна - пассивный рефлектор” 59
5.2. Векторная диаграмма сложения полей в системе “антенна - пассивный директор” 61
5.3. Входное сопротивление директорной антенны. Трансформирующие и симметрирующие устройства 62
5.4. ДН, КНД и полоса пропускания антенны "волновой канал" 65
6. Влияние проводящей поверхности на излучение антенн 67
6.1. Влияние проводящей поверхности на ДН антенн 68
6.2. Влияние проводящей поверхности на сопротивление излучения, входное сопротивление и КНД антенн 70

7. Излучение прямоугольных раскрывов с различными амплитудно–фазовыми распределениями 72
7.1. Равноамплитудный синфазный раскрыв 74
7.2. Синфазный раскрыв с косинусным амплитудным распределением 78
7.3. Синфазный раскрыв с амплитудным распределением "косинус на пьедестале" 80
7.4. Синфазный раскрыв с амплитудным распределением "косинус квадратный на пьедестале" 82
7.5. Синфазный раскрыв с амплитудным распределением "косинус n-й степени без пьедестала" 83
7.6. Синфазный раскрыв с квадратичным амплитудным распределением 84
7.7. Равноамплитудный линейно-фазный раскрыв 86
7.8. Равноамлитудный квадратично-фазный раскрыв 87
7.9. Квадратично-фазный раскрыв с косинусным амплитудным распределением 89
7.10. Равноамплитудный кубично-фазный раскрыв 90
7.11. Система бегущей волны 91
Библиографический список 98

Заикин Иван Павлович
Тоцкий Александр Владимирович
Абрамов Сергей Клавдиевич
Лукин Владимир Васильевич

ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН

Редактор А.Н. Емленинова

Св. план, 2005
Подписано в печать
Формат 60х48 1/16. Бум. офс. №2. Офс. печ.
Усл. печ. л. 5,6. Уч.–изд. л. 6,31 Т. 150 экз. Заказ . Цена свободная

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского
« Харьковский авиационный институт »
61070, Харьков–70, ул. Чкалова, 17
http://www.khai.edu
Издательский центр «ХАИ»
61070, Харьков–70, ул. Чкалова, 17
izdat@khai.edu