УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

ДЛЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

СПЕЦИАЛЬНОСТЬ



АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

А. М. Сомов
В. В. Старостин
Р. В. Кабетов

Горячая линия–Телеком

А. М. Сомов, В. В. Старостин, Р. В. Кабетов

АНТЕННО–ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

Под редакцией А. М. Сомова

Допущено УМО по образованию
в области информационной безопасности
в качестве учебного пособия для студентов,
обучающихся по специализациям специальности
090302 (090106) – «Информационная безопасность
телекоммуникационных систем» и специальности
090201 – «Противодействие техническим разведкам»

Москва
Горячая линия Телеком
2011

УДК 621.396.67
ББК 32.845
С61

Рецензенты: доктор техн. наук, профессор, заведующий кафедрой систем радиосвязи МТУСИ, лауреат премии Правительства РФ в области науки и техники *М. А. Быховский*; доктор техн. наук, профессор, заведующий кафедрой радиоприемных устройств МИРЭА *А. А. Парамонов*

Сомов А. М., Старостин В. В., Кабетов Р. В.

С61 Антенно-фидерные устройства: Учебное пособие / Под ред. А. М. Сомова. — М.: Горячая линия—Телеком, 2011. — 404 с., ил.
ISBN 978-5-9912-0152-0.

Книга представляет собой классический курс антенно-фидерных устройств. В учебном пособии на современном уровне изложены общие вопросы теории приемных и передающих антенн, теории антенных решеток, рассмотрены многочисленные антенны, начиная с простейшего диполя и щелевой антенны и заканчивая сложными зеркальными антеннами, указаны особенности антенн для линий связи различных диапазонов частот. Особое внимание уделено вопросам высокочастотного питания антенн и элементам волноводной техники.

Для студентов, обучающихся по специальностям 090106 — «Информационная безопасность телекоммуникационных систем», 090107 — «Противодействие техническим разведкам», направлению подготовки 090900 — «Информационная безопасность» (профиль «Безопасность телекоммуникационных систем»), будет полезна студентам телекоммуникационных и радиотехнических специальностей, аспирантам и специалистам в области инфокоммуникаций.

ББК 32.845

Адрес издательства в Интернет WWW.TECHBOOK.RU

Учебное издание

Сомов Анатолий Михайлович
Старостин Владимир Васильевич
Кабетов Роман Владимирович

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

Учебное пособие

Учебное пособие подготовлено при поддержке грантов Президента Российской Федерации НШ-5.2008.10 и НШ-24.2010.10

Редактор Ю. Н. Чернышов
Компьютерная верстка Ю. Н. Чернышова
Обложка художника В. Г. Ситникова

Подписано в печать 20.09.2010. Формат 60×90 1/16.
Уч. изд. л. 8,0. Тираж 500 экз.

Подписано в печать 20.08.2010. Печать офсетная. Формат 60x88/16. Уч. изд. л. 25,25. Тираж 500 экз.
ISBN 978-5-9912-0152-0 © А.М. Сомов, В.В. Старостин, Р.В. Кабетов, 2011
© Издательство «Горячая линия—Телеком», 2011

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемое Вашему вниманию учебное пособие направлено на обеспечение учебными материалами дисциплин «Антенно-фидерные устройства» и «Антенны и распространение радиоволн» федеральных государственных образовательных стандартов высшего профессионального образования (ФГОС ВПО) по специальностям «Информационная безопасность телекоммуникационных систем» и «Противодействие техническим разведкам».

В рамках ФГОС ВПО пособие реализует достижение следующих компетенций:

- способность выявлять естественнонаучную сущность проблем, возникающих в ходе профессиональной деятельности, и применять соответствующий физико-математический аппарат для их формализации, анализа и выработки решения;
- способность применять методологии научно-исследовательской и практической деятельности;
- способность проводить исследования с целью нахождения и выбора наиболее целесообразных практических решений в пределах поставленной задачи;
- способность формулировать задачи и проводить исследования телекоммуникационных систем и оценивать их эффективность;
- способность оценивать технические возможности и вырабатывать рекомендации по построению систем и сетей передачи информации;
- способность осуществлять рациональный выбор элементной базы обеспечения информационной безопасности телекоммуникационных систем и их устройств;
- способность производить оценку технических характеристик телекоммуникационных систем;
- способность разрабатывать модели технических средств защиты информации;
- способность разрабатывать технические средства защиты информации, в том числе с использованием систем автоматизированного проектирования;
- способность осуществлять разработку технического обеспечения системы защиты информации, принимать участие в составлении

рекомендаций и предложений по совершенствованию и повышению эффективности защиты информации, в написании и оформлении разделов научно-технических отчетов;

- способность составлять методики расчетов и программы экспериментальных исследований, выполнять расчеты в соответствии с разработанными методиками и программами.

В результате успешного освоения учебного пособия читатель должен *знать* принципы функционирования элементов СВЧ тракта и антенн различных диапазонов частот, аналитические и численные методы их расчета; *уметь* определять характеристики антенных систем, разрабатывать высокочастотные тракты; *владеть* методами расчетов антенно-фидерных устройств и устройств СВЧ.

Пособие может быть использовано при подготовке студентов по направлению «Информационная безопасность» (профиль «Безопасность телекоммуникационных систем»). Также пособие может быть полезно аспирантам и специалистам в области защиты информации, студентам других радиотехнических специальностей.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время прикладные области радиотехники переживают бурное развитие. Во многие отрасли техники, культуру и быт вошли телевидение, радиовещание, Интернет, спутниковая и сотовая связь, спутниковая навигация, радиолокация, радиоуправления и другие применения радиотехнических устройств. Всё это требует участия большого количества высококвалифицированных специалистов радиотехнического направления и специалистов по защите информации. В последние годы особенный дефицит квалифицированных специалистов ощущается в области антенн различного применения. «Старые кадры» отошли от дел, а подготовка смены для них требует достаточно продолжительного времени. Следует учесть при этом, что сама по себе дисциплина «Антенно-фидерные устройства» является достаточно сложной, поскольку требует хорошей физико-математической подготовки. Необходимо глубокое знание смежных непростых дисциплин, таких как «Электродинамика», «Распространение радиоволн», «Системы связи» и ряда других прикладных не менее сложных дисциплин. В этом отношении было упущено время для подготовки необходимого количества специалистов, поскольку на других направлениях технической деятельности можно было быстрее достигнуть необходимых результатов.

Предлагаемое учебное пособие представляет собой, согласно программе, классический курс антенно-фидерных устройств. Без его освоения практически невозможно овладеть специальной техникой этого технического направления, которая хотя и базируется на классических представлениях, однако в каждой из отраслей радиотехники имеет свою определенную специфику и может существенно отличаться от классических форм конструктивным оформлением и электрическими параметрами. Курс по антенно-фидерной технике в классическом виде даёт понимание принципов действия антенн в их многообразном воплощении и позволяет быстро освоить всё разнообразие антенной техники, используемой в различных диапазонах частот.

Диапазоны частот [1], применяемые в радиотехнике, согласно их разделению по длинам волн, приведены в табл. В.1.

Как следует из данных, приведённых в табл. В.1, длины радиоволн, используемых в радиотехнике, простираются от десятков километров до миллиметров и менее того. Поскольку направленные свойс-

Таблица В.1

Классификация диапазонов радиочастот

Номер диапазона	Название длин волн	Диапазон длин волн	Название диапазона частот	Диапазон частот
4	Сверхдлинные (СДВ) Мириаметровые	100...10 км	Очень низкие (ОНЧ)	3...30 кГц
5	Длинные (ДВ) Километровые	10...1 км	Низкие (НЧ)	30...300 кГц
6	Средние (СВ) Гектометровые	1 км...100 м	Средние (СЧ)	300 кГц...3 МГц
7	Короткие (КВ) Декаметровые	100...10 м	Высокие (ВЧ)	3...30 МГц
8	Ультракороткие (УКВ) Метровые	10...1 м	Очень высокие (ОВЧ)	30...300 МГц
9	Дециметровые	1 м...10 см	Ультравысокие (УВЧ)	300 МГц...3 ГГц
10	Сантиметровые	10...1 см	Сверхвысокие (СВЧ)	3...30 ГГц
11	Миллиметровые	10...1 мм	Крайне высокие (КВЧ)	30...300 ГГц
12	Децимиллиметровые	1...0,1 мм	Гипервысокие (ГВЧ)	300 ГГц...3 ТГц
	Оптические	$< 0{,}1$ мм		> 3 ТГц

тва при этом определяются размерами антенны, выраженными в длинах рабочей радиоволны, имеется большое разнообразие в конструктивном оформлении и физических размерах антенн различных диапазонов.

Условно антенны могут быть разделены на следующие типы:

1) проволочные антенны в режиме стоячих волн тока;

2) проволочные антенны в режиме бегущих волн тока;

3) щелевые антенны;

4) антенны акустического типа (рупорные);

5) антенны оптического типа (линзовые, зеркальные);

6) антенны осевого излучения (диэлектрические, волновой канал);

7) антенны бегущей волны;

8) решётки однотипных излучателей;

9) рамочные антенны;

10) микрополосковые антенны.

Можно различить и отдельные группы антенн, такие как:

- антенны с управляемой диаграммой направленности;
- антенны вращающейся поляризации;
- сверхширокополосные антенны;
- гибридные антенны;
- компенсаторные антенны и др.

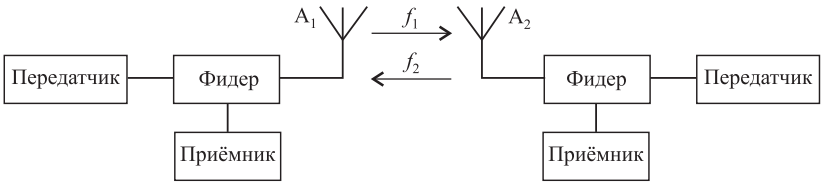


Рис. В.1. Схема системы связи

Антенной называется устройство, преобразующее высокочастотные токи в электромагнитное поле (радиоволну) при передаче и электромагнитную волну в высокочастотные токи при приёме.

Место антенн A_1 и A_2 в системе связи видно из рис. В.1. Важным свойством антенны является направленность действия, позволяющая направлять радиоволны частоты f_1 в сторону корреспондента при передаче и принимать на частоте f_2 — частоте приёма. Другим не менее важным свойством является обратимость антенн, позволяющая одновременно работать в режимах приёма и передачи. При этом для передачи высокочастотной энергии от выхода передатчика к антенне и от антенны ко входу приёмника, а также для исключения помех от передатчика для собственного приёмника служит фидерное устройство, или фидер.

Антенны прошли в последние десятилетия огромный путь от простого провода в грозоотметчике А.С. Попова, диполя Герца, шлейф-вибратора А.А. Пистолькорса и диполя С.И. Наденeнко до сложнейших многозеркальных многолучевых и многодиапазонных антенн спутниковой связи и крупногабаритных антенных решёток для загоризонтной радиолокации. Большой вклад в развитие теории и техники антенн внесли отечественные учёные. Среди них д.т.н., профессор Г.З. Айзенберг, продвинувший развитие антенной техники для связи и радиовещания, д.т.н. В.Д. Кузнецов — в области техники телевизионных антенн, академик АН СССР А.Ф. Богомолов, член-корреспондент РАН Л.Д. Бахрах, профессор В.Г. Ямпольский и к.т.н. А.М. Покрас — в области развития антенн для радиорелейной и спутниковой связи. Под руководством выдающегося учёного профессора А.А. Пистолькорса получили развитие новые научные направления в области волноводно-ферритовой техники и многозеркальные антенны, применяемые в системах радиолокации и связи.

Антенны предназначены для работы в определённой полосе частот $2\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$. В зависимости от соотношения максимальной $f_{\max}$ и минимальной $f_{\min}$ рабочих частот антенны по полосе пропускания делятся на:

- узкополосные: $f_{\max}/f_{\min} \leqslant 1{,}1$;
- широкополосные: $f_{\max}/f_{\min} = 1{,}2...1{,}5$;
- широкодиапазонные: $f_{\max}/f_{\min} = 1{,}6...5{,}0$;
- частотно-независимые: $f_{\max}/f_{\min} \geqslant 5{,}0$;
- многодиапазонные: позволяют одновременно работать в нескольких полосах частот $2\Delta f_1$, $2\Delta f_2$, $2\Delta f_3$.

Наряду с понятием линейной частоты f, измеряемой в герцах, в антенной технике часто применяется понятие круговой частоты радиоволны $\omega = 2\pi f$.

Если учесть, что скорость распространения радиоволны в свободном пространстве равна скорости света $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с, длина волны в метрах при этом определяется как $\lambda = c/f$.

В основе математического анализа электрических характеристик антенной техники, также как и законов распространения радиоволн, лежат известные уравнения Дж.К. Максвелла [2]:

$$\begin{array}{ll} \mathrm{rot}\ \mathbf{H} = \dfrac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, & \mathrm{rot}\ \mathbf{E} = -\dfrac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \\ \mathrm{div}\ \mathbf{B} = 0; & \mathrm{div}\ \mathbf{D} = \rho, \end{array}$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — векторы напряжённости электрического и магнитного полей, измеряемой в В/м и А/м соответственно; $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$ — векторы электрической и магнитной индукции, измеряемой в Кл/м^2 и Вб/м^2 соответственно; $\mathbf{J}$ — вектор плотности тока проводимости, измеряемой в А/м^2; ρ — объёмная плотность зарядов, измеряемая в Кл/м^3.

В предлагаемом учебном пособии рассматриваются монохроматические поля, которые гармонически изменяются во времени с круговой частотой ω. Для их описания используется комплексная форма записи векторов напряжённости поля, зарядов и токов, обозначаемых в общем случае через A. При этом мгновенное значение величины A определяется выражением вида

$$\dot{A} = A_\omega \mathrm{e}^{j\omega t},$$

где A_ω — комплексная амплитуда исследуемой величины; ω — круговая частота, на которой исследуются её свойства. Реальному мгновенному значению будет соответствовать действительная часть этого выражения, т. е.

$$A = \mathrm{Re}\{A_\omega \mathrm{e}^{j\omega t}\}.$$

Таким образом, при известной комплексной амплитуде параметра A_ω переход к её мгновенным значениям осуществляется умножением амплитуды на оператор вращения $\mathrm{e}^{j\omega t}$ с последующим выделением действительной части этого выражения.

ГЛАВА 1
ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ПЕРЕДАЮЩИХ АНТЕНН

1.1. Поле системы токов в свободном пространстве

Общая задача определения составляющих напряжённостей электромагнитного поля, создаваемого высокочастотными токами, которые возбуждаются сторонними источниками, расположенными в известном ограниченном объёме пространства V (рис. 1.1), сводится к решению неоднородного волнового уравнения для электрического вектора Герца $\mathbf{\Gamma}_\omega$ вида [2]

$$\nabla^2 \mathbf{\Gamma}_\omega + k^2 \mathbf{\Gamma}_\omega = \frac{j}{\omega \varepsilon_0} \mathbf{J}_\omega^{\text{ст}}, \tag{1.1}$$

где $\mathbf{J}_\omega^{\text{ст}}$ — вектор плотности токов сторонних источников; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — электрическая постоянная.

Затем амплитуды искомых векторов $\mathbf{E}_\omega$ и $\mathbf{H}_\omega$ находятся диффе-

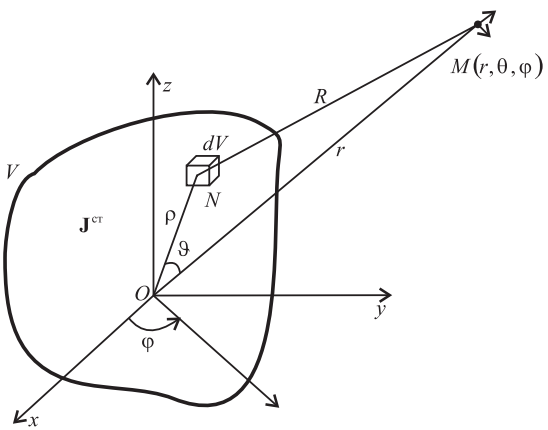


Рис. 1.1. К определению напряженности поля

ренцированием вектора Герца $\mathbf{\Gamma}_\omega$ по пространственным координатам:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_\omega &= \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{\Gamma}_\omega + k^2\mathbf{\Gamma}_\omega;\\ \mathbf{H}_\omega &= j\omega\varepsilon_0 \operatorname{rot}\mathbf{\Gamma}_\omega.\end{aligned} \tag{1.2}$$

Решение уравнения (1.1) при выполнении ограничений на законы излучения имеет следующий вид [2]:

$$\mathbf{\Gamma}_\omega(M) = \frac{-j}{4\pi\omega\varepsilon_0}\int_V \mathbf{J}_\omega^{\text{ст}}\frac{e^{-jkR}}{R}dV. \tag{1.3}$$

Соотношение (1.3) выражает *принцип суперпозиции* (наложения полей в точке приёма или наблюдения от отдельных источников) при вычислении поля от отдельных высокочастотных токов плотностью $\mathbf{J}_\omega^{\text{ст}}$.

В подавляющем большинстве случаев практический интерес представляет поле в точке приёма (или наблюдения) M, достаточно удалённой от источников так, что выполняются условия

$$\rho \ll r \quad \text{и} \quad \rho \ll R.$$

При таких условиях интеграл (1.3) можно значительно упростить, если в амплитудном множителе принять

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{R}. \tag{1.4}$$

Разность этих величин невелика, поскольку имеет порядок $\rho/R \ll 1$ и мало влияет на величину амплитуды поля.

Для оценки возможности упрощений фазового множителя, стоящего под интегралом (1.3) и зависящего от расстояния, необходимо определить связь между реальным расстоянием до каждого источника R и средним расстоянием r, которая может быть получена из треугольника ONM:

$$R^2 = r^2 + \rho^2 - 2\rho r\cos\vartheta = r^2\left(1 + \frac{\rho^2}{r^2} - 2\frac{\rho}{r}\cos\vartheta\right). \tag{1.5}$$

Используя разложение в степенной ряд функции вида $\sqrt{1+x}$, где $x \ll 1$, можно получить [3]

$$\sqrt{1+x} = 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 + \ldots \tag{1.6}$$

и тогда

$$R = r - \rho\cos\vartheta + \frac{\rho^2}{2r}\sin^2\vartheta + \ldots \tag{1.7}$$

В фазовом множителе имеет место произведение

$$kR = kr - k\rho\cos\vartheta + \frac{k\rho^2}{2r}\sin^2\vartheta + \ldots \tag{1.8}$$

Из (1.8) видно, что фазовый множитель вида e^{-jkR} значительно изменяется даже при малом (в долях длины волны, так как $k = 2\pi/\lambda$) изменении расстояния до источника. Это выражение показывает также, что поле излучающих токов, как и поле от элементарных источников, может быть разделено на три зоны излучения: *дальнюю*, *промежуточную* и *ближнюю*.

Дальней зоной излучения, также называемой *зоной Фраунгофера*, считается область, расстояние от источников до которой столь велико, что в разложении (1.8) можно оставить только первые два слагаемых:

$$kR \approx kr - k\rho\cos\vartheta. \tag{1.9}$$

Это равнозначно предположению, что траектории лучей волн, идущих от всех элементарных источников (всех точек N излучающего объёма) в точку M, параллельны.

Для определения границ дальней зоны необходимо оценить отброшенный член разложения (1.8). Если считать, что вносимая при этом погрешность по фазе не должна превышать допустимую величину искажений, которая принимается равной $\pi/8$, то потребуется выполнение условия

$$\max\left|\frac{k\rho^2}{2r}\right| \leqslant \frac{\pi}{8}. \tag{1.10}$$

С учётом того, что начало пространственных координат выбирается обычно в центре объёма излучения V и, следовательно, выполняется условие $\rho_{\max} = D/2$, для вычисления границы дальней зоны можно использовать соотношение

$$r > r_{\text{гр}} = \frac{2D^2}{\lambda}, \tag{1.11}$$

где D — максимальный размер излучающей системы.

Используя выражение (1.11), можно оценить границы дальней зоны для реальных систем связи. Так, например, для наземных антенн космической связи диаметром 12 и 25 м и рабочей длины волны 7,5 см ($f = 4$ ГГц) граничное расстояние $r_{\text{гр}}$ составляет 4 и 16,6 км соответственно.

Для *дальней зоны* решение (1.3) для вектора Герца при подста-

новке в него (1.8) принимает следующий вид:

$$\mathbf{\Gamma}_\omega = \frac{-j}{4\pi\omega\varepsilon_0}\frac{e^{-jkr}}{r}\int_V \mathbf{J}_\omega^{\text{ст}} \mathrm{e}^{jk\rho\cos\vartheta}\,dV = S(r)\mathbf{F}(\theta,\varphi). \tag{1.12}$$

Выражение (1.12) состоит из двух сомножителей. Первый из них имеет вид

$$S(r) = C\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r} \tag{1.13}$$

и называется *функцией сферической волны*, исходящей из начала системы координат, причем

$$C = \frac{-j}{4\pi\omega\varepsilon_0} = \text{const}\,. \tag{1.14}$$

Второй сомножитель носит название *интеграла излучения* и имеет вид

$$\mathbf{F}(\theta,\varphi) = \int_V \mathbf{J}_\omega^{\text{ст}} \mathrm{e}^{jk\rho\cos\vartheta}\,dV.$$

Он определяет распределение излучаемого поля в пространстве (или, как будет показано дальше, диаграмму направленности рассматриваемой излучающей системы).

Как видно из (1.12), в дальней зоне зависимость поля от расстояния r имеет вид расходящейся сферической волны и полностью определяется множителем (1.13). При этом расстояние r не влияет на интеграл излучения (1.14), определяющий зависимость поля от направления.

Если расстояние r оказывается меньше граничного, определяемого выражением (1.11), то дальняя зона плавно переходит в *промежуточную зону*, называемую также *зоной Френеля*. В этом случае также используется приближение (1.4), а в разложении (1.8) используются первые три члена. При этом решение (1.3) также является произведением функции сферической волны и интеграла излучения, который теперь уже зависит от расстояния r:

$$\mathbf{F}(r,\ \theta,\ \varphi) = \int_V \mathbf{J}_\omega^{\text{ст}} \exp\left(jk\rho\cos\vartheta - j\frac{k}{2}\frac{\rho^2}{r}\sin^2\vartheta\right)\,dV. \tag{1.15}$$

Из выражения (1.15) видно, что в промежуточной зоне зависимость поля от расстояния уже не имеет характера сферической волны; угловое распределение поля также оказывается зависящим от расстояния и тем сильнее, чем меньше r.

Диапазон расстояний r, соответствующих промежуточной зоне, как правило, находится в пределах [4]

$$\frac{D}{2}\left[\frac{1}{2}+\left(\frac{D}{\lambda}\right)^{1/3}\right]\leqslant r\leqslant\frac{2D^2}{\lambda}. \tag{1.16}$$

Формулы (1.11) и (1.16) являются приближенными. Более строгий анализ показывает, что границы дальней и промежуточной зон излучающей системы зависят не только от расстояния r, но и от углов наблюдения, формы излучающей системы и характера распределения токов $\mathbf{J}_\omega^{\text{ст}}$.

На расстояниях r, меньших нижней границы неравенства (1.16), расположена *ближняя зона* излучающей системы. Здесь поле носит сложный характер, и при его расчете необходимо пользоваться строгим выражением (1.3). В ближней зоне в общем случае присутствуют все компоненты поля, зависимость которого от расстояния r носит нерегулярный характер.

В теории и практике антенн измерение и расчет напряженности поля и других характеристик, как правило, проводят в дальней зоне, отчасти потому, что здесь электромагнитное поле можно считать окончательно сформировавшимся. По этой причине в настоящем пособии в дальнейшем, если не оговорено особо, речь будет идти исключительно о дальней зоне излучения.

Напряженности электрического $\mathbf{E}_\omega$ и магнитного полей $\mathbf{H}_\omega$ в дальней зоне можно найти, используя выражения (1.2) и (1.12). При этом в искомых выражениях остаются только слагаемые порядка $1/r$.

Согласно (1.12) вектор Герца $\mathbf{\Gamma}_\omega$ является произведением двух видов функций, поэтому

$$\operatorname{div}\mathbf{\Gamma}_\omega=\mathbf{F}\operatorname{grad}S+S\operatorname{div}\mathbf{F}. \tag{1.17}$$

Таким образом,

$$\operatorname{grad}S=\frac{dS}{dR}\mathbf{e}_r=\left(-jk-\frac{1}{r}\right)S\mathbf{e}_r\approx-jkS\mathbf{e}_r, \tag{1.18}$$

где $\mathbf{e}_r$ — орт сферической системы координат, коллинеарный радиус-вектору точки M. Последний переход в (1.18) выполнен с учётом того, что $f\sim 1/r$.

Так как функция $\mathbf{F}$ не зависит от расстояния r, то слагаемое $\operatorname{div}\mathbf{F}$ имеет порядок $1/r$:

$$\operatorname{div}\mathbf{F}=\frac{1}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta F_\theta)+\frac{\partial F_\varphi}{\partial\varphi}\right]. \tag{1.19}$$

Следовательно, произведение $S \operatorname{div} \mathbf{F}$ имеет порядок $1/r^2$ и в (1.17) можно оставить только первое слагаемое. Тогда

$$\operatorname{div} \mathbf{F} \approx -jkS(\mathbf{F}\mathbf{e}_r) = -jk(\mathbf{\Gamma}_\omega \mathbf{e}_r). \tag{1.20}$$

С помощью похожих рассуждений можно получить

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{\Gamma}_\omega = -k^2(\mathbf{\Gamma}_\omega \mathbf{e}_r)\mathbf{e}_r. \tag{1.21}$$

После подстановки (1.21) в (1.2) получается выражение для напряженности электрического поля

$$\mathbf{E}_\omega = -k^2(\mathbf{\Gamma}_\omega \mathbf{e}_r)\mathbf{e}_r + k^2\mathbf{\Gamma}_\omega = k^2\mathbf{\Gamma}_\omega. \tag{1.22}$$

Учитывая, что волновое число $k^2 = \omega^2\varepsilon_0\mu_0$, где $\mu_0 = 4\pi \times \times 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная, для напряжённости электрического поля окончательно можно получить

$$\mathbf{E}_\omega = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r}\mathbf{F}(\theta, \varphi). \tag{1.23}$$

Аналогично можно получить выражение для вектора напряжённости магнитного поля $\mathbf{H}_\omega$:

$$\begin{aligned} &\mathbf{H}_\omega = j\omega\varepsilon_a \operatorname{rot} \mathbf{\Gamma}_\omega; \\ &\operatorname{rot} \mathbf{\Gamma}_\omega = \operatorname{rot}(S\mathbf{F}) = [\operatorname{grad} S \times \mathbf{F}] + S \operatorname{rot} \mathbf{F} \approx [\operatorname{grad} S \times \mathbf{F}]. \end{aligned} \tag{1.24}$$

После использования уже известного выражения (1.18) для определения $\operatorname{grad} S$ можно получить

$$\mathbf{H}_\omega = \frac{jk}{4\pi}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r}[\mathbf{e}_r \times \mathbf{F}(\theta, \varphi)]. \tag{1.25}$$

После сопоставления (1.25) с (1.23) можно убедиться, что в дальней зоне векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ связаны соотношением

$$\mathbf{H}_\omega = \frac{k}{\omega\mu_0}[\mathbf{e}_r \times \mathbf{E}_\omega] = \frac{[\mathbf{e}_r \times \mathbf{E}_\omega]}{\mathrm{Z_c}}, \tag{1.26}$$

где $\mathrm{Z_c}$ называется *характеристическим*, или *волновым сопротивлением среды*:

$$\mathrm{Z_c} \equiv Z_0 = \frac{\omega\mu_0}{k} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi \approx 377 \text{ Ом}. \tag{1.27}$$

Выражение (1.27) определяет волновое сопротивление свободного пространства. Для непроводящей диэлектрической среды с относите-

льной диэлектрической проницаемостью ε волновое сопротивление

$$Z_c = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon}} \approx \frac{377}{\sqrt{\varepsilon}} \text{ Ом}. \tag{1.28}$$

Приведённый анализ выражений (1.23), (1.25) и (1.26) для векторов излученного поля позволяет сделать следующие выводы.

1. Поле в дальней зоне носит поперечный характер, поскольку $\mathbf{E}_\omega$ и $\mathbf{H}_\omega$ перпендикулярны направлению распространения волны $\mathbf{e}_r$. При этом векторы $\mathbf{E}_\omega$ и $\mathbf{H}_\omega$ также перпендикулярны друг другу.

2. Векторы напряжённостей электромагнитного поля уменьшаются обратно пропорционально расстоянию от источников поля.

3. Взаимное расположение и соотношение амплитуд векторов поля такие же, как в плоской волне. Это позволяет в дальнейшем оперировать только с одним вектором $\mathbf{E}_\omega$, а вектор $\mathbf{H}_\omega$ при необходимости можно легко определить с помощью (1.26).

4. Распределение излучения в пространстве определяется поперечной составляющей интеграла излучения $\mathbf{F}_\perp(\theta, \varphi)$, являющегося в общем случае комплексной функцией угловых координат θ и φ. Если эта функция действительная или чисто мнимая, то выбранное начало координат является *фазовым центром излучаемого фронта волны (антенны).*

1.2. Общие характеристики передающих антенн

Для оценки направленных свойств излучающих систем, в качестве которых выступают передающие антенны, а также их свойств как радиотехнического устройства или нагрузки, включаемой на конце питающей линии или на выходе передатчика, используется несколько характеристик.

1.2.1. Характеристики направленности антенн

Диаграммой направленности (ДН) передающей антенны называется зависимость напряженности поля, создаваемого антенной в удаленной точке, от направления в пространстве (от угла поворота антенны) при постоянных напряжении на входе антенны и расстоянии до антенны. Эта зависимость также называется *диаграммой направленности по напряженности* (диаграммой направленности по полю).

Как видно из (1.23), ДН передающей антенны полностью определяется интегралом излучения, поэтому в дальнейшем эти два понятия будут объединены и будут обозначаться как $\mathbf{F}(\theta, \varphi)$.

Функция $\mathbf{F}(\theta, \varphi)$ также называется *комплексной векторной диаграммой направленности* и полностью характеризует поле, излученное антенной (его амплитуду, фазу и поляризацию). Для характеристики отдельных параметров пользуются амплитудной ДН, фазовой ДН и параметрами, определяющими поляризацию излученного поля в различных направлениях.

Комплексная векторная диаграмма направленности может быть представлена в следующем виде [5]:

$$\mathbf{F}(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) \mathrm{e}^{j\Psi(\theta, \varphi)} \mathbf{p}(\theta, \varphi). \tag{1.29}$$

Амплитудной диаграммой направленности передающей антенны $F(\theta, \varphi) = |\mathbf{F}(\theta, \varphi)|$ называется зависимость модуля амплитуды напряженности поля в удаленной точке от направления в пространстве (от поворота антенны) при постоянных напряжении на входе антенны и расстоянии до неё.

Фазовой диаграммой направленности передающей антенны $\Psi(\theta, \varphi)$ (*фазовой характеристикой антенны*) называется зависимость фазы поля в удаленной точке от направления в пространстве (от поворота антенны) при постоянных напряжении на входе антенны и расстоянии до неё.

Единичный *вектор поляризации* $\mathbf{p}(\theta, \varphi)$ характеризует ориентацию вектора $\mathbf{E}_\omega$ в различных направлениях в пространстве, т. е. зависимость поляризации поля, излучаемого антенной, от её угла поворота. Вектор $\mathbf{p}(\theta, \varphi)$ содержит две компоненты, ориентированные по направлениям базисных ортов сферической системы координат $\mathbf{e}_\theta$ и $\mathbf{e}_\varphi$:

$$\mathbf{p}(\theta, \varphi) = p_\theta(\theta, \varphi)\mathbf{e}_\theta + p_\varphi(\theta, \varphi)\mathbf{e}_\varphi,$$

причем

$$|p_\theta|^2 + |p_\varphi|^2 = 1.$$

Коэффициенты p_θ и p_φ показывают относительное содержание ортогональных составляющих вектора напряженности поля для каждого направления θ, φ, а также фазовый сдвиг между этими составляющими.

Зная угловое распределение поля в дальней зоне на некотором расстоянии r с учётом выражения для вектора Пойнтинга

$$\Pi_{\text{ср}} = \frac{E_\omega^2}{2Z_0} = \frac{E_\omega^2}{240\pi} \ \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}, \tag{1.30}$$

несложно найти всю мощность P_Σ, излучённую источниками поля:

$$P_\Sigma = \oint_S \Pi_{\text{ср}} \, dS. \tag{1.31}$$

Величина P_Σ, определяемая формулой (1.31), называется *мощностью излучения* антенны.

При переходе от интегрирования по поверхности S сферы радиуса r к интегрированию по телесному углу $d\Omega = dS/r^2$ можно получить

$$P_\Sigma = \int_0^{4\pi} \Pi_{\text{ср}} r^2 \, d\Omega = \int_0^{4\pi} P(\theta, \varphi) \, d\Omega, \tag{1.32}$$

где

$$P(\theta, \varphi) = \Pi_{\text{ср}} r^2. \tag{1.33}$$

Функция $P(\theta, \varphi)$, согласно физическому смыслу интегрального соотношения (1.32), является мощностью, излучаемой в единицу телесного угла. По этой причине $P(\theta, \varphi)$ называют *диаграммой направленности по мощности* и обозначают $F_{\text{м}}(\theta, \varphi)$. Равенства (1.30) и (1.33) показывают, что ДН по мощности связана с напряжённостью поля, возведённой в квадрат и вычисленной на постоянном расстоянии $r = \text{const}$. Следовательно, ДН по мощности пропорциональна квадрату ДН по напряженности:

$$F_{\text{м}}(\theta, \varphi) \sim F^2(\theta, \varphi). \tag{1.34}$$

Для краткости функцию $P(\theta, \varphi)$ называют мощностью, излучаемой в заданном направлении, определяемом углами θ, φ сферической системы координат.

Амплитудную диаграмму направленности и диаграмму направленности по мощности часто нормируют к максимальному значению, получая, таким образом, *нормированные диаграммы направленности*:

$$f(\theta, \varphi) = \frac{F(\theta, \varphi)}{\max_{\theta,\varphi}\{F(\theta, \varphi)\}}; \quad f_{\text{м}}(\theta, \varphi) = \frac{F_{\text{м}}(\theta, \varphi)}{\max_{\theta,\varphi}\{F_{\text{м}}(\theta, \varphi)\}}. \tag{1.35}$$

Как следует из формул (1.35), значения нормированных ДН всегда лежат в пределах от нуля до единицы.

Если обе ДН (по мощности и по напряженности) нормированы, то справедливо равенство

$$f_{\text{м}}(\theta, \varphi) = f^2(\theta, \varphi). \tag{1.36}$$

Диаграмма направленности антенны может быть представлена *аналитически*, *графически* и *таблично*.

Аналитически ДН представляется в виде одной либо нескольких формул. Такое представление ДН возникает, как правило, в результате решения уравнений Максвелла при теоретическом исследовании антенны.

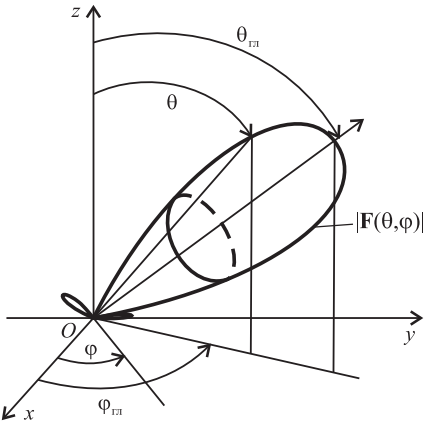


Рис. 1.2. Объемная диаграмма направленности в сферической системе координат

При табличной форме представления ДН описывается набором (таблицей) её значений, соответствующих определенным углам поворота антенны. Табличное представление обычно возникает при практическом измерении ДН.

Зная аналитическое представление ДН либо её значения в определенных направлениях, несложно получить графическое представление ДН.

Графически диаграмма направленности может быть представлена в сферической, полярной либо прямоугольной декартовой системе координат.

Для наглядности зависимость от угловых координат θ, φ в пространстве представляется в сферической системе координат (рис. 1.2) в виде поверхности, описываемой концом радиус-вектора, длина которого пропорциональна амплитуде напряжённости $F(\theta, \varphi)$ или мощности поля $F_{\text{м}}(\theta, \varphi)$.

В подавляющем большинстве случаев максимум излучения или наибольшую часть излучаемой энергии стараются направить в сторону корреспондента или цели. В этом случае в ДН выделяется *главный лепесток*, содержащий основную (большую) часть энергии, и ряд *боковых лепестков*, от которых зачастую избавиться невозможно. В некоторых случаях ДН антенны может иметь несколько равнозначных главных лепестков. Направления, в которых антенна излучает минимальную мощность (локальные минимумы ДН), называются *нулями диаграммы направленности*.

Вид пространственной формы ДН может оказаться довольно

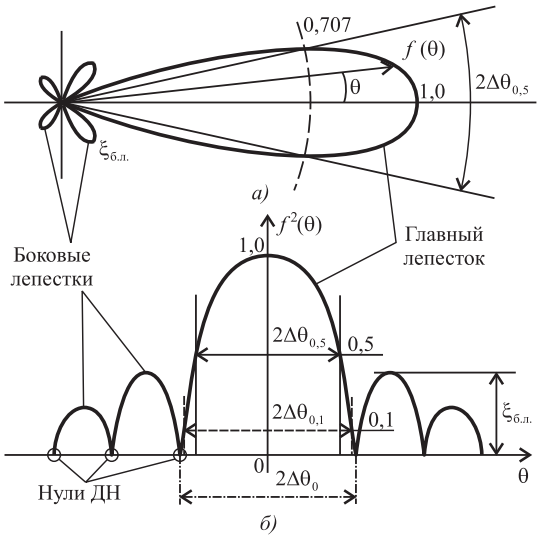


Рис. 1.3. Диаграмма направленности на плоскости: *а* — по напряженности в полярной системе координат; *б* — по мощности в прямоугольной системе координат

сложным, поэтому для простоты представления на плоской поверхности рассматриваются сечения ДН двумя взаимно-перпендикулярными плоскостями, обычно проходящими через направление главного максимума (главного лепестка) ДН. Часто эти плоскости параллельны векторам $\mathbf{E}_\omega$ и $\mathbf{H}_\omega$ излучаемого поля. Тогда полученные сечения называют ДН в плоскости E и ДН в плоскости H. Для антенн, располагаемых над плоской земной поверхностью, естественно, выбираются горизонтальная и вертикальная плоскости и, соответственно, рассматриваются ДН в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

Диаграмма направленности на плоскости может быть представлена в полярной (рис. 1.3,*а*) или в прямоугольной (рис. 1.3,*б*) системе координат.

В полярной системе координат ДН (рис. 1.3,*а*) представляется в виде кривой, описываемой концом радиус-вектора, длина которого пропорциональна амплитуде напряжённости или мощности поля при изменении угла между радиус-вектором и осью Ox от 0 до 2π.

Диаграмма направленности в прямоугольной системе координат (рис. 1.3,*б*) представляет собой геометрическое место точек, абсциссы которых пропорциональны углу, задающему направление излучения, а ординаты — значениям ДН для соответствующих углов.

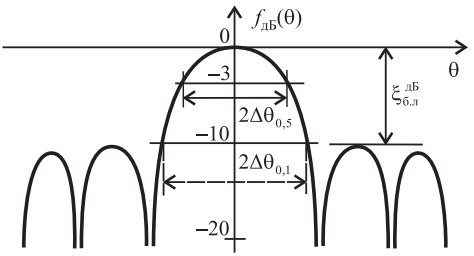


Рис. 1.4. Диаграмма направленности в логарифмическом масштабе

Для представления диаграммы направленности часто используется *логарифмический масштаб* (рис. 1.4). Диаграмма направленности в логарифмическом масштабе (в децибелах) связана с ДН в линейном масштабе следующими соотношениями:

$$f_{\text{дБ}}(\theta,\varphi) = 20\lg f(\theta,\varphi); \quad f_{\text{м дБ}}(\theta,\varphi) = 10\lg f_{\text{м}}(\theta,\varphi). \tag{1.37}$$

Из формул (1.37) с учетом равенства (1.36) следует

$$f_{\text{м дБ}}(\theta,\varphi) \equiv f_{\text{дБ}}(\theta,\varphi).$$

Это означает, что в логарифмическом масштабе ДН по напряженности и ДН по мощности выглядят *одинаково*.

Наряду с диаграммой направленности (иногда и вместо неё) направленные свойства антенны могут быть описаны несколькими дополнительными параметрами: количеством, угловым положением и шириной главных (основных) лепестков; максимальным уровнем боковых лепестков; уровнем обратного излучения и др.

Угловое положение главного лепестка $\theta_{\text{гл}}$ (см. рис. 1.2) определяется как угол, задающий направление максимального излучения (локальный максимум ДН).

Шириной главного лепестка ДН называется размер сектора углов, в котором сосредоточена основная часть мощности излучения этого лепестка. При измерении ширины главного лепестка, отклоняясь от максимума излучения в одну и другую сторону, определяют направления, в которых мощность (напряженность) излучения составляют заданный уровень от мощности (напряженности) максимума излучения. В этом случае ширина главного лепестка определяется как модуль разности углов, соответствующих указанным направлениям.

Ширина главного лепестка может измеряться по уровню половинной мощности (уровню 0,707 по полю) $2\Delta\theta_{0,5}$ и уровню 0,1 по мощности $2\Delta\theta_{0,1}$. Иногда ширину главного лепестка $2\Delta\theta_0$ измеряют по нулям ДН, ближайшим к максимуму излучения (см. рис. 1.3,*б*).

Максимальным уровнем боковых лепестков (для краткости — *уровнем боковых лепестков*, УБЛ) ДН $\xi_{\text{б.л}}$ называется отношение мощности (напряженности) излучения в направлении *самого большого* бокового лепестка к мощности (напряженности) излучения в направлении главного лепестка. Как правило, величину $\xi_{\text{б.л}}$ оценивают в децибелах:

$$\xi^{\text{дБ}}_{\text{б.л}} = 20 \lg \xi_{\text{б.л}} = 10 \lg \xi^{\text{м}}_{\text{б.л}},$$

где $\xi_{\text{б.л}}$ — уровень боковых лепестков по напряженности; $\xi^{\text{м}}_{\text{б.л}}$ — уровень боковых лепестков по мощности.

Уровень обратного излучения F/B определяется аналогично уровню боковых лепестков, за исключением того, что поиск бокового лепестка с максимальным уровнем осуществляется в ограниченном секторе углов, противоположном главному лепестку ДН.

1.2.2. Энергетические характеристики антенн

Параметром, характеризующим способность антенны концентрировать энергию в определенном направлении, является коэффициент направленного действия (КНД). Этот параметр введен одним из основателей отечественной техники А.А. Пистолькорсом.

Коэффициентом направленного действия передающей антенны называется отношение мощностей, создаваемых в удаленной точке пространства исследуемой и эталонной антенной, при условии, что обе антенны расположены в одной и той же точке пространства и равны *мощности излучения* этих антенн:

$$D = \left. \frac{P(\theta_0, \varphi_0)}{P_{\text{эт}}(\theta_0, \varphi_0)} \right|_{P_\Sigma = \text{const}}. \tag{1.38}$$

В общем случае в качестве эталона может использоваться любая антенна. Однако в теории и на практике в качестве эталонной антенны чаще всего выступает *идеальный изотропный (ненаправленный) излучатель*, т. е. антенна, которая во всех направлениях излучает одинаковую мощность. Иногда в качестве эталонной антенны используется полуволновой диполь, свойства которого рассмотрены в главе 2.

Для идеального изотропного излучателя выражение (1.38) может быть преобразовано к виду

$$D = 4\pi \frac{P(\theta_0, \varphi_0)}{P_\Sigma}. \tag{1.39}$$

С учетом (1.32) выражение (1.39) принимает вид

$$D = 4\pi \frac{P(\theta_0, \varphi_0)}{\int_0^{4\pi} P(\theta, \varphi)\, d\Omega}. \tag{1.40}$$

Как видно из (1.38), КНД антенны зависит от направления θ_0, φ_0. Для того чтобы избавиться от этой зависимости, под КНД обычно понимают значение этого параметра в направлении максимального излучения (в направлении главного лепестка). С учетом этого выражение (1.40) примет вид

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^{4\pi} f^2(\theta, \varphi)\, d\Omega} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin\theta\, d\theta}. \tag{1.41}$$

Из формулы (1.41) следует, что КНД однозначно связан с ДН антенны. Иногда говорят, что ненормированная ДН по мощности есть зависимость КНД от направления.

Выражение (1.39) позволяет дать альтернативное определение КНД как числа, показывающего во сколько раз можно уменьшить *мощность излучения* при переходе от гипотетического (воображаемого) ненаправленного излучателя к рассматриваемой антенне с направленным излучением, чтобы в точке приёма получить такую же напряженность (мощность) поля.

Если предположить, что ДН антенны имеет один главный лепесток, ширина которого в плоскостях E и H равна соответственно $2\Delta\theta_{0,5}$ и $2\Delta\varphi_{0,5}$ градусов, то КНД можно приближенно оценить по формуле [5]

$$D \approx \frac{40000}{2\Delta\theta_{0,5} 2\Delta\varphi_{0,5}}. \tag{1.42}$$

Выражение (1.42) получено из (1.41) в предположении, что ДН антенны $f(\theta, \varphi)$ равна единице в пределах ширины главного лепестка и нулю во всех остальных направлениях.

При исследовании антенны обычно известна вся подводимая к антенне мощность P_a, малая часть которой $P_{\text{п}}$ теряется в самой антенне из-за электрического сопротивления, а большая её часть P_Σ излучается в окружающее антенну пространство.

Долю мощности, излучаемую в пространство, а также потери в антенне принято характеризовать *коэффициентом полезного дейс-*

твия (КПД) антенны

$$\eta = \frac{P_\Sigma}{P_a} = 1 - \frac{P_\text{п}}{P_a}. \tag{1.43}$$

КНД обычно используется для оценки потенциально достижимой направленности антенны. Для учёта потерь в антенне и её практической характеристики вводится более общий параметр — коэффициент усиления (КУ).

Коэффициентом усиления передающей антенны называется отношение мощностей, создаваемых в удаленной точке пространства исследуемой и эталонной антенной, при условии, что обе антенны расположены в одной и той же точке пространства и равны *подводимые к антеннам мощности*:

$$G = \left.\frac{P(\theta_0, \varphi_0)}{P_\text{эт}(\theta_0, \varphi_0)}\right|_{P_\text{а}=\text{const}}. \tag{1.44}$$

При использовании в качестве эталона идеального изотропного излучателя КУ антенны

$$G = 4\pi \frac{P(\theta_0, \varphi_0)}{P_\text{а}}. \tag{1.45}$$

Таким образом, КУ есть число, показывающее, во сколько раз можно уменьшить *подводимую* к антенне мощность при переходе от гипотетического (воображаемого) ненаправленного излучателя к рассматриваемой антенне с направленным излучением, чтобы в точке приёма получить такую же напряженность (мощность) поля.

Из формул (1.38), (1.43) и (1.44) непосредственно следует, что

$$G = \eta D. \tag{1.46}$$

Эта формула справедлива, если для вычисления КНД и КУ используется одна и та же эталонная антенна.

Так как значения КПД антенны находятся в диапазоне от нуля до единицы, то из выражения (1.46) следует, что КУ антенны не может быть больше её КНД.

Подобно КНД, коэффициент усиления антенны в общем случае зависит от направления. Поэтому если нет специальных оговорок, то под КУ антенны понимают его значение в направлении максимального излучения.

КНД и КУ антенны могут быть выражены в децибелах:

$$G^{\text{дБ}} = 10 \lg G; \quad D^{\text{дБ}} = 10 \lg D. \tag{1.47}$$

Часто для того чтобы указать тип эталонной антенны, выбранной при расчете КНД и КУ, используют специальные обозначения децибелов:

дБи, или dBi — для эталона в виде идеального изотропного излучателя (ненаправленной антенны);

дБд, или dBd — для эталона в виде полуволнового диполя.

Исходя из выражений (1.30) и (1.33), можно найти

$$P(\theta,\varphi) = \Pi_{\text{ср}} r^2 = \frac{E_\omega^2}{240\pi} r^2, \tag{1.48}$$

откуда с учетом (1.39) или (1.45) можно определить напряжённости поля в точке приёма

$$E_\omega = \frac{\sqrt{60 P_a G}}{r} = \frac{\sqrt{60 P_\Sigma D}}{r},\ \text{В/м}.$$

Часто вместо амплитуды напряженности поля (1.48) пользуются её действующим значением, которое равно:

$$E_{\text{д}} = \frac{E_\omega}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{30 P_a G}}{r} = \frac{\sqrt{30 P_\Sigma D}}{r},\ \text{В/м}. \tag{1.49}$$

Соотношение (1.49) называют *формулой идеальной радиопередачи в свободном пространстве*.

Переходя к применяемым на практике единицам, из (1.49) можно получить также соотношение

$$E_{\text{д}} = \frac{173\sqrt{P_a\ [\text{кВт}] G}}{r\ [\text{км}]},\ \text{мВ/м}. \tag{1.50}$$

Входящие в выражения (1.49) и (1.50) произведения $P_a G = P_\Sigma D$ называются *эквивалентной изотропно излучаемой мощностью* (ЭИИМ). ЭИИМ показывает мощность излучения идеального ненаправленного излучателя, который в заданной точке пространства создает такую же напряженность (мощность) поля, как и исследуемая антенна.

1.2.3. Действующая длина и эффективная площадь

Для проволочных антенн формулу идеальной передачи можно записать, сопоставив рассматриваемую антенну с эквивалентным вибратором с равномерным распределением тока:

$$E_\omega = \frac{30 k I_{\text{кл}} \ell_{\text{д}}}{r} f(\theta,\varphi), \tag{1.51}$$

где $k = 2\pi/\lambda$; $I_{\text{кл}}$ — амплитуда тока на клеммах антенны.

Величина $\ell_{\text{д}}$, входящая в формулу (1.51), называется *действующей длиной антенны* и численно равна длине прямолинейного провода с равномерным распределением амплитуды тока, который создает в направлении максимума ДН такую же напряженность поля, как и исследуемая антенна в направлении максимума своей ДН.

Для антенны СВЧ аналогичным параметром является *эффективная площадь антенны*. Естественно, что эффективная площадь $S_{\text{эф}}$ прямо пропорциональна геометрической площади плоского раскрыва антенны $S_{\text{а}}$:

$$S_{\text{эф}} = gS_{\text{а}}, \tag{1.52}$$

где коэффициент g называется *эффективностью антенны*, или *обобщенным*, или *результирующим коэффициентом использования площади* раскрыва (обобщенным КИП).

В теории антенн СВЧ доказывается, что эффективная площадь связана с КУ соотношением

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{эф}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} gS_{\text{а}}. \tag{1.53}$$

Аналогично соотношение связывает $S_{\text{эф}}$ с КНД:

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \nu S_{\text{а}}, \tag{1.54}$$

где коэффициент ν называется *апертурным коэффициентом использования площади* раскрыва (или кратко, КИП раскрыва). Из (1.46), (1.53) и (1.54) следует, что

$$g = \eta\nu. \tag{1.55}$$

1.2.4. Поляризация поля, излучаемого антенной

Поляризацией антенны называется наклон вектора напряжённости электрического поля, излучаемого антенной в направлении главного максимума. Поляризация может быть *линейной*, в том числе *горизонтальной*, *вертикальной*, или *наклонной*, если вектор $\mathbf{E}$ всегда находится в одной плоскости, а также *вращающейся* (*круговой* или *эллиптической*, *правого* или *левого вращения*), когда этот вектор своим концом за период описывает полный круг или эллипс.

В общем случае антенна излучает эллиптически поляризованное поле. Для его характеристики следует для каждого из интересующих направлений определить параметры эллипса поляризации: *коэффициент эллиптичности* s и *наклон большой оси* эллипса β относи-

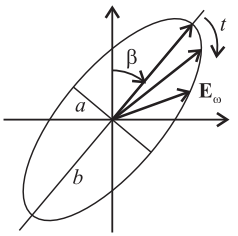


Рис. 1.5. Эллипс поляризации

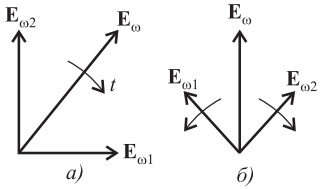


Рис. 1.6. Разложение поляризаций:
а — эллиптической на две линейные;
б — линейной на две эллиптические

тельно вертикальной плоскости, проходящей через направление распространения волны (рис. 1.5):

$$s = a/b, \tag{1.56}$$

где a — малая, b — большая полуось эллипса поляризации.

Для вращающейся поляризации также определяется направление вращения вектора $\mathbf{E}$. Если для наблюдателя, смотрящего *вслед* излучаемой волне, вращение происходит по часовой стрелке, то направление вращения называется *правым*, против часовой стрелки — *левым*.

Из уравнений Максвелла следует, что поле вращающейся (эллиптической) поляризации является суперпозицией двух полей с ортогональной линейной поляризацией и описывается комплексной амплитудой (рис. 1.6,*а*):

$$\mathbf{E}_\omega = \mathbf{E}_{\omega 1} \pm j\mathbf{E}_{\omega 2}, \tag{1.57}$$

где $\mathbf{E}_{\omega 1}$ и $\mathbf{E}_{\omega 2}$ — векторы полей линейной поляризации, существующие в пространстве и направленные перпендикулярно друг другу. Множитель вида $j = \mathrm{e}^{j\pi/2}$ или $-j = \mathrm{e}^{-j\pi/2}$ перед вектором $\mathbf{E}_{\omega 2}$ говорит о том, что мгновенные значения полей, определяемые векторами $\mathbf{E}_{\omega 1}$ и $\mathbf{E}_{\omega 2}$, сдвинуты друг относительно друга по фазе на 90° в одну либо в другую сторону. При этом от знака фазового сдвига зависит то, в какую сторону будет вращаться вектор $\mathbf{E}_\omega$.

Поле линейной поляризации также может быть представлено суперпозицией двух полей с вращающимися поляризациями, которые различаются только направлением вращения (рис. 1.6,*б*).

1.2.5. Характеристика антенны как нагрузки

Антенна как эквивалентная нагрузка для питающего её фидера (линии передачи при подключении к генератору) характеризуется входным сопротивлением

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{а}} + jX_{\text{а}}. \tag{1.58}$$

Входным сопротивлением передающей антенны называется отношение напряжения к току на входе антенны. Активная часть входного сопротивления состоит из сопротивления излучения R_Σ и сопротивления потерь $R_\text{п}$:

$$R_\text{а} = R_\Sigma + R_\text{п}, \tag{1.59}$$

которые определяются мощностью излучения и мощностью потерь

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I_\omega^2 R_\Sigma; \quad P_\text{п} = \frac{1}{2} I_\omega^2 R_\text{п}. \tag{1.60}$$

Из формул (1.43), (1.59) и (1.60) следует, что КПД антенны

$$\eta = \frac{R_\Sigma}{R_\text{а}} = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_\text{п}}. \tag{1.61}$$

Часто, в особенности в антеннах СВЧ, вместо входного сопротивления удобнее использовать параметр, характеризующий согласование антенны с фидерной линией. Таким параметром является коэффициент бегущей волны (КБВ) или обратная ему величина — коэффициент стоячей волны (КСВ).

Коэффициентом бегущей волны называется отношение $k_\text{бв} = U_\text{min}/U_\text{max}$ минимальной амплитуды напряжения волны, установившейся в фидере, к максимальной амплитуде. *Коэффициентом стоячей волны* называется обратное отношение $k_\text{св} = 1/k_\text{бв} = U_\text{max}/U_\text{min}$. Как следует из определений, КБВ принимает значения от нуля до единицы, КСВ — от единицы до бесконечности. Для антенны, полностью согласованной с фидером, оба коэффициента (КБВ и КСВ) равны единице. Подробно вопросы согласования входного сопротивления антенны и волнового сопротивления фидера рассмотрены в главе 16.

Важным параметром передающих антенн также является *допустимая мощность* $P_\text{доп}$. Она, естественно, должна быть заметно меньше мощности $P_\text{проб}$, при которой в фидере возникает электрический пробой. При этом необходимо брать двукратный запас по напряжённости поля:

$$P_\text{доп} \approx 0{,}25 P_\text{проб}. \tag{1.62}$$

1.2.6. Рабочий диапазон частот антенны

Все рассматриваемые характеристики антенн зависят от рабочей частоты. Поэтому существенным параметром является *рабочий диапазон частот антенны*. Под ним подразумевается интервал частот, в котором основные параметры антенны не выходят за заданные

границы. Часто в области высоких частот диапазон ограничивается ухудшением ДН, а со стороны низких — ростом реактивной части Z_{a} и соответствующим нарушением согласования антенны (падение КБВ ниже принятого нормативного значения).

Рабочий диапазон частот антенны может быть задан либо его нижней и верхней границами — *минимальной* $f_{\min}$ и *максимальной* $f_{\max}$ *рабочей частотой*, либо *центральной частотой* f_c и *шириной рабочей полосы частот* $2\Delta f$.

Нижняя и верхняя границы диапазона частот связаны с его центральной частотой и шириной полосы следующими соотношениями:

$$f_{\text{c}} = \frac{f_{\max} + f_{\min}}{2}; \quad 2\Delta f = f_{\max} - f_{\min}. \tag{1.63}$$

Иногда вместо абсолютной ширины пользуются *относительной шириной рабочей полосы частот*

$$\frac{2\Delta f}{f_{\text{c}}} = 2\frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}},$$

которая выражается либо в долях, либо в процентах от центральной частоты.

Также находит применение *коэффициент перекрытия по частоте (по диапазону)*:

$$\kappa = \frac{f_{\max}}{f_{\min}}.$$

Преимуществом относительной ширины полосы частот и коэффициента перекрытия является тот факт, что эти величины, как правило, не зависят от центральной частоты, а определяются только типом и конструкцией антенны.

1.2.7. Другие характеристики антенн

Помимо перечисленных выше основных характеристик, качество антенны и её возможности могут быть оценены следующими параметрами:

- массой и габаритами антенны;
- возможностью эксплуатации в реальных условиях (температура, влажность, морской туман, брызги, ветровая нагрузка, обледенение и прочие); в зависимости от этих условий может возникать вопрос о защитном устройстве (обтекателе), предохраняющем антенну от негативных воздействий окружающей среды, о подогреве поверхности антенны, о периодической чистке поверхности;

- стоимостью изготовления и установки, необходимостью и стоимостью обслуживания;
- требованиями к транспортировке, возможностью сборки-разборки антенны;
- радионезаметностью или малой эффективной поверхностью рассеяния антенны.

Вопросы к главе 1

1. Какое устройство называется антенной?
2. Назовите отличительные признаки дальней, промежуточной и ближней зон излучения.
3. Что называется диаграммой направленности антенны?
4. Чем различаются диаграммы направленности по напряжённости поля и по мощности?
5. Как можно представить диаграмму направленности?
6. Что такое коэффициент направленного действия антенны?
7. Что такое коэффициент усиления антенны?
8. Как связаны КНД и КУ антенны?
9. Объясните понятие действующей длины антенны.
10. Как определяется поляризация антенны?
11. Что такое входное сопротивление антенны?
12. Чем определяется рабочий диапазон антенны?

ГЛАВА 2
ПРОСТЫЕ ПРОВОЛОЧНЫЕ АНТЕННЫ

2.1. Поле прямолинейного провода

В предыдущей главе было показано, что поле в дальней зоне от любого излучающего объёма определяется его конфигурацией и распределением тока в нём. Для исследования полей конкретных конфигураций излучателей целесообразно рассмотреть для начала наиболее простые из них. В дальнейшем рассматривается поле тонкого прямолинейного провода длиной ℓ.

Пусть провод расположен так, как показано на рис. 2.1. В этом случае $\rho \approx z$, поле симметрично относительно оси провода, а интегрирование по объёму V можно разбить на интегрирование по площади поперечного сечения провода S и по длине проводника ℓ. Первый из интегралов определяет полный ток, протекающий по поперечному

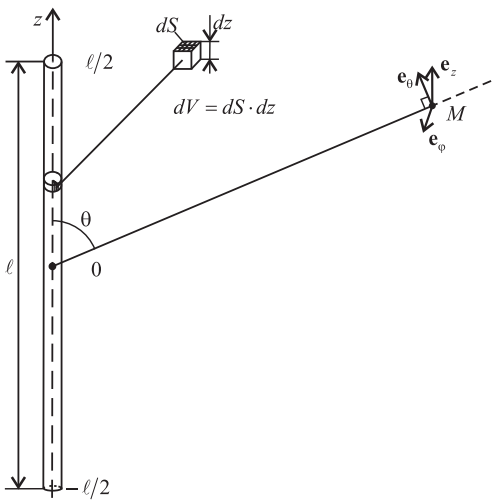


Рис. 2.1. К расчету поля тонкого прямолинейного провода

сечению проводника с координатой z:

$$I(z)\mathbf{e}_z = \int_{S_\perp(z)} \mathbf{J}_\omega^{\text{ст}}\, dS_\perp. \tag{2.1}$$

В результате интеграл излучения (1.14) принимает следующий вид:

$$\mathbf{F}(\theta) = \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \mathrm{e}^{jkz\cos\theta} \left(\int_{S_\perp(z)} \mathbf{J}_\omega^{\text{ст}}\, dS_\perp \right) dz = \mathbf{e}_z \int_{-\ell/2}^{\ell/2} I(z)\mathrm{e}^{jkz\cos\theta}\, dz, \tag{2.2}$$

где $\mathbf{e}_z$ — орт оси z.

В дальней зоне поле имеет поперечный характер, поэтому представляет интерес только поперечная составляющая поля излучения

$$F_\theta(\theta) = (\mathbf{F}(\theta)\mathbf{e}_\theta) = -\sin\theta \int_{-\ell/2}^{\ell/2} I(z)\mathrm{e}^{jkz\cos\theta}\, dz, \tag{2.3}$$

где учтено, что $(\mathbf{e}_z\mathbf{e}_\theta) = -\sin\theta$ (рис. 2.1).

Таким образом, ДН тонкого прямолинейного провода определяется законом распределения тока по его длине и зависит также от длины этого провода.

Далее рассматриваются особенности полей излучения тонкого провода в режимах стоячей и бегущей волн тока.

2.2. Поле провода со стоячей волной тока. Симметричный вибратор

Поскольку отрезок провода, рассмотренный на рис. 2.1, разомкнут на обоих концах, то в этих точках образуется узел тока (ток на краях провода отсутствует), а вдоль провода образуется стоячая волна тока и напряжения.

Возможны несколько вариантов распределения стоячей волны тока вдоль провода с узлом тока на его концах:

- вдоль провода укладывается целое число полуволн тока (гармониковый провод);
- провод возбуждается в его центре, и, соответственно, распределение тока симметрично относительно этого центра (*симметричный вибратор, диполь*);
- провод расположен над идеально проводящей плоскостью и перпендикулярен ей (*несимметричный вибратор*).

Гармониковые провода являются узкополосными излучателями и поэтому на практике почти не применяются.

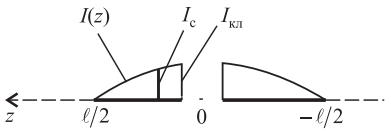


Рис. 2.2. Распределение тока на симметричном вибраторе

Для симметричного вибратора в первом приближении распределение принимается таким же, как и в разомкнутой длинной линии, оба провода которой разведены в противоположные стороны на угол $\pi/2$, т. е. это распределение подчиняется синусоидальному закону с нулём тока на конце провода. При таком допущении распределение тока описывается функцией вида (рис. 2.2)

$$I(z) = I_0 \sin\left[k\left(\frac{\ell}{2} - |z|\right)\right], \tag{2.4}$$

а ток на клеммах в точках подключения генератора (в точке $z = 0$) определяется как

$$I_{кл} = I_0 \sin(k\ell/2). \tag{2.5}$$

После подстановки выражения (2.4) в (2.3) можно получить ДН симметричного вибратора

$$F_\theta(\theta) = -I_0 \sin\theta \left\{ \int_0^{\ell/2} \sin\left[k\left(\frac{\ell}{2} - z\right)\right] \mathrm{e}^{jkz\cos\theta}\, dz + \right.$$
$$\left. + \int_{-\ell/2}^{0} \sin\left[k\left(\frac{\ell}{2} + z\right)\right] \mathrm{e}^{jkz\cos\theta}\, dz \right\}. \tag{2.6}$$

Вычислив интегралы в (2.6), окончательно можно найти

$$F_\theta(\theta) = -\frac{2I_0}{k}\frac{1}{\sin\theta}\left[\cos\left(\frac{k\ell}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{k\ell}{2}\right]. \tag{2.7}$$

Подстановка (2.7) в (1.23) с учетом (1.27) позволяет определить напряжённость поля излучения

$$\mathbf{E}_\omega = -j\frac{60I_0}{r}\frac{1}{\sin\theta}\left[\cos\left(\frac{k\ell}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{k\ell}{2}\right]\mathrm{e}^{-jkr}\mathbf{e}_\theta. \tag{2.8}$$

Для *полуволнового* вибратора, когда его общая длина равна половине длины волны и $k\ell/2 = \pi/2$, напряжённость поля в дальней зоне излучения

$$\mathbf{E}_\omega = -j\frac{60I_0}{r}\frac{1}{\sin\theta}\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)\mathrm{e}^{-jkr}\mathbf{e}_\theta. \tag{2.9}$$

Следует отметить некоторые общие направленные свойства симметричного вибратора.

Во-первых, ДН, описываемая функцией (2.7), симметрична относительно угла $\theta = \pi/2$, т. е. относительно плоскости, перпендикулярной оси провода z и проходящей через его центр.

Во-вторых, при углах $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ (в направлениях оси провода) функция (2.7) становится неопределённой. Раскрывая возникающую неопределенность по правилу Лопиталя [3], можно получить $F_\theta(0) = F_\theta(\pi) = 0$. Это означает, что при любой длине провода поле в направлении оси этого провода в дальней зоне излучения отсутствует.

В-третьих, форма ДН, а следовательно, и КНД симметричного вибратора зависят от величины $k\ell = 2\pi\ell/\lambda$, т. е. зависят от соотношения длины провода и длины рабочей волны.

Типичные ДН для нескольких характерных соотношений относительной длины провода представлены на рис. 2.3. Здесь же приведены соответствующие рассмотренным случаям КНД в направлениях $\theta = \pi/2$. На рис. 2.4 приведен график зависимости КНД симметричного вибратора от его относительной длины. Эти данные показывают, что наименьшая допустимая длина волны рабочего диапазона симметричного вибратора составляет около $0{,}8\ell$. На более коротких волнах из-за появления участков распределения тока с противоположным направлением ДН приобретает многолепестковый характер и КНД резко падает. Максимум КНД симметричного вибратора достигается при длине $\ell \approx 1{,}25\lambda$.

Распределение тока вдоль провода симметричного вибратора определяет его действующую длину

$$\ell_{\text{д}} = \frac{2}{I_{\text{кл}}} \int_0^{\ell/2} I_0 \sin\left[k\left(\frac{\ell}{2} - z\right)\right] dz. \tag{2.10}$$

Выполнив интегрирование в (2.10) с учетом (2.5), для действующей длины симметричного вибратора можно окончательно получить

$$\ell_{\text{д}} = \frac{2}{k}\frac{1 - \cos(k\ell/2)}{\sin(k\ell/2)} = \frac{2}{k}\operatorname{tg}\frac{k\ell}{4}. \tag{2.11}$$

Формулой (2.11) можно пользоваться до тех пор, пока ℓ заметно меньше длины волны. Так, в частности, для полуволнового вибратора ($\ell = \lambda/2$)

$$\ell_{\text{д}} = \lambda/\pi \approx \lambda/3. \tag{2.12}$$

Использование формулы (2.11) для волнового вибратора приводит к бесконечно большой величине $\ell_{\text{д}}$. Это происходит из-за того, что в принятом приближении ток на клеммах волнового вибратора равен нулю (рис. 2.3). Поэтому для вибраторов с длиной ℓ, близкой к длине

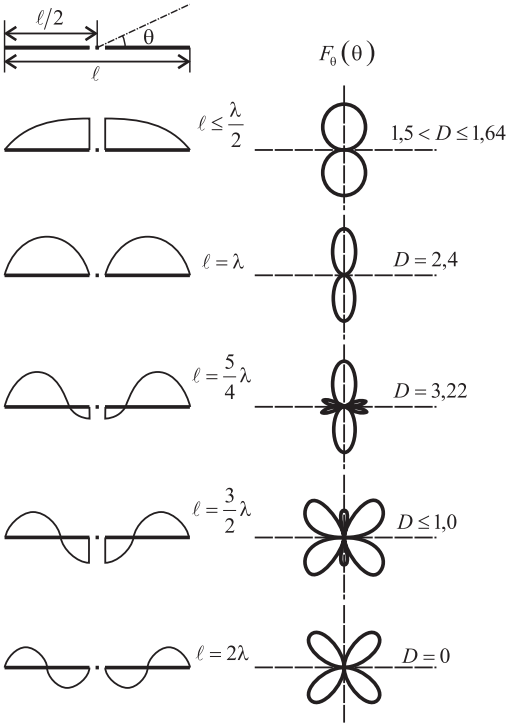


Рис. 2.3. ДН симметричного вибратора

волны, действующую длину $\ell_д$ следует рассчитывать с использованием точной теории симметричного вибратора [2, 4, 5] либо с учётом известного соотношения, связывающего $\ell_д$ с КНД и сопротивлением

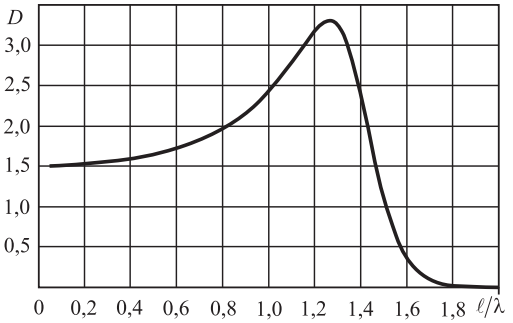


Рис. 2.4. Зависимость КНД симметричного вибратора от его длины

излучения на клеммах $R_{\Sigma\text{кл}}$,

$$\ell_{\text{д}} = \frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{R_{\Sigma\text{кл}}\, D}{120}}. \tag{2.13}$$

Для полуволнового вибратора действующая длина $\ell_{\text{д}}$, определённая по формуле (2.13), совпадает с результатами, полученными с учётом (2.12).

2.3. Сопротивление излучения и входное сопротивление симметричного вибратора

По известному полю излучения с использованием вектора Пойнтинга (1.30), можно определить мощность излучения P_Σ (1.31). Для оценки излучающих свойств антенны вводят понятие *сопротивления излучения*, т. е. эквивалентного резистивного сопротивления, на котором при токе, равном току в антенне, выделяется мощность, равная мощности излучения,

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I_0^2 R_{\Sigma\text{п}} = \frac{1}{2} I_{\text{кл}}^2 R_{\Sigma\text{кл}}. \tag{2.14}$$

В зависимости от того, в каком месте распределения вдоль вибратора выбирается ток эквивалентной цепи, различают сопротивление излучения *в пучности* тока $R_{\Sigma\text{п}}$ (левое равенство в (2.14)) и сопротивление излучения *на входе антенны* или *на её входных клеммах* (правое равенство в (2.14)). Их соотношение с учётом (2.5) определяется формулой

$$R_{\Sigma\text{кл}} = \frac{R_{\Sigma\text{п}}}{\sin^2(k\ell/2)}. \tag{2.15}$$

Используя выражения для поля симметричного вибратора (2.8), мощности излучения (1.32) и (2.14), для сопротивления излучения в пучности тока $R_{\Sigma\text{п}}$ можно получить следующую формулу:

$$R_{\Sigma\text{п}} = 60 \int_0^\pi \left[\cos\left(\frac{k\ell}{2}\cos\theta\right) - \cos\frac{k\ell}{2}\right]^2 \frac{1}{\sin\theta}\, d\theta. \tag{2.16}$$

Интеграл в (2.16) выражается через интегральные синусы и косинусы аргументов $k\ell$ и $2k\ell$ [4, 5].

С учётом принятого допущения о синусоидальном распределении тока по вибратору, сопротивление излучения $R_{\Sigma\text{п}}$ зависит от соотношения длины вибратора и длины волны. Графическая зависимость $R_{\Sigma\text{п}}$ от относительной длины вибратора ℓ/λ приведёна на рис. 2.5.

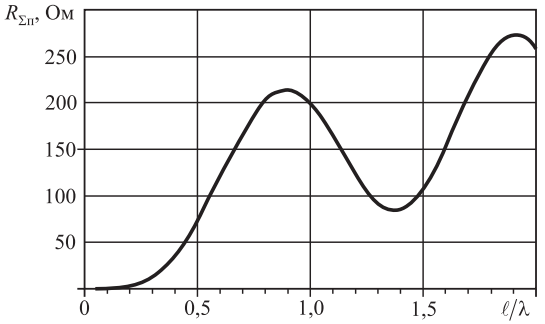


Рис. 2.5. Зависимость сопротивления излучения в пучности от длины симметричного вибратора

При длине $\ell \approx n\lambda/2$, где n — целое, в симметричном вибраторе наблюдаются последовательные и параллельные резонансы, когда отсутствует реактивная составляющая входного сопротивления. Так, для полуволнового вибратора входное сопротивление $R_{\Sigma п} = R_{кл}$ и составляет около 73,1 Ом, для волнового — около 200 Ом. Уменьшение $R_{\Sigma п}$ при увеличении $\ell > \lambda$ объясняется появлением в антенне участков с отрицательным направлением тока (рис. 2.3).

Полное входное сопротивление вибратора в общем случае состоит из активной и реактивной составляющих:

$$Z_{кл} = R_{кл} + jX_{кл}. \tag{2.17}$$

Активная составляющая входного сопротивления, в свою очередь, состоит из сопротивления излучения на входных клеммах и сопротивления потерь в вибраторе:

$$R_{кл} = R_{\Sigma кл} + R_{пот}. \tag{2.18}$$

В частотных диапазонах, где находят применение симметричные вибраторы, сопротивление потерь мало, поэтому можно считать

$$R_{кл} \approx R_{\Sigma кл}. \tag{2.19}$$

Для относительно коротких вибраторов ($\ell < \lambda/2$) сопротивление излучения на клеммах можно определить с помощью соотношения (2.15), т. е. вибратор считается как бы продолжением питающей его двухпроводной длинной линии. Такой же приближённый способ позволяет определять для коротких вибраторов и реактивную составляющую сопротивления как входное сопротивление разомкнутой на конце

длинной линии:

$$X_{\text{кл}} \approx \rho_{\text{в}} \operatorname{ctg} \frac{k\ell}{2}, \tag{2.20}$$

где $\rho_{\text{в}}$ — волновое сопротивление вибратора.

Таким образом, полное входное сопротивление короткого симметричного вибратора можно рассчитать по следующей формуле:

$$Z_{\text{кл}} \approx R_{\Sigma\text{кл}} - j\rho_{\text{в}} \operatorname{ctg} \frac{k\ell}{2}. \tag{2.21}$$

Волновое сопротивление вибратора, входящее в формулы (2.20) и (2.21), можно рассчитать так же, как волновое сопротивление двухпроводной длинной линии:

$$\rho_{\text{в}} \approx 120 \left(\ln \frac{\ell}{a} - 0{,}69 \right), \tag{2.22}$$

где a — радиус провода вибратора.

Для коротких вибраторов (короче половины длины волны) входное сопротивление носит *ёмкостной* характер, и при уменьшении длины вибратора $X_{\text{кл}} \to -\infty$, что ограничивает применение вибратора со стороны длинных волн. При этом обычно

$$\lambda_{\max} = (2{,}0 \ldots 2{,}2)\ell. \tag{2.23}$$

Для полуволновых вибраторов $X_{\text{кл}} = 0$, и, следовательно, в этом случае можно говорить о последовательном резонансе. Длина волны, соответствующая такому резонансу, называется *собственной длиной волны* вибратора и приближенно равна 2ℓ.

При длине вибратора, большей чем половина длины волны, точность полученных по формуле (2.21) результатов уменьшается. При $\ell \approx \lambda$ этой формулой пользоваться нельзя, так как получаются бесконечно большие значения $Z_{\text{кл}}$. Для таких вибраторов следует считать, что $R_{\Sigma\text{п}}$ включено в сечение эквивалентной длинной линии в месте размещения пучности тока, т. е. на расстоянии $\lambda/4$ от конца линии (рис. 2.6,*а*).

Поскольку разомкнутая на конце четвертьволновая длинная линия имеет нулевое входное сопротивление (т. е. короткое замыкание), целесообразно перейти к эквивалентной линии длиной $(0{,}5\ell - 0{,}25\lambda)$, нагруженной на конце на сопротивление $R_{\Sigma\text{п}}$ (рис. 2.6,*б*). Входное сопротивление такой линии определяется как

$$Z_{\text{кл}} \approx \rho_{\text{в}} \frac{R_{\Sigma\text{кл}} - j\rho_{\text{в}} \operatorname{ctg}(k\ell/2)}{\rho_{\text{в}} - jR_{\Sigma\text{кл}} \operatorname{ctg}(k\ell/2)}. \tag{2.24}$$

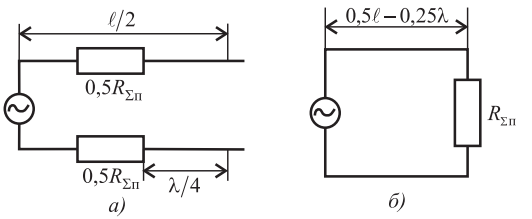


Рис. 2.6. Эквивалентные схемы симметричного вибратора

Тогда для волнового вибратора (при $k\ell = 2\pi$)

$$Z_{\ell=\lambda} = R_{\ell=\lambda} = \frac{\rho_{\text{в}}^2}{R_{\Sigma\text{п}}}. \tag{2.25}$$

Если $\rho_{\text{в}} = 1000$ Ом и $R_{\Sigma\text{п}} = 200$ Ом, то можно получить входное сопротивление $R_{\ell=\lambda} = 5000$ Ом при реактивном сопротивлении, равном нулю. Данный факт указывает на то, что при $\ell = \lambda$ наблюдается параллельный резонанс.

Волновое сопротивление вибратора длиной $\ell > \lambda/2$ следует определять по формуле Кессениха [6], дающей для данного случая более точный результат по сравнению с (2.22),

$$\rho_{\text{в}} \approx 120 \left(\ln \frac{\lambda}{\pi a} - C \right), \tag{2.26}$$

где $C \approx 0{,}577$ — постоянная Эйлера.

Исследованная модель тонкого симметричного вибратора в виде отрезка разомкнутой длинной линии позволяет выявить его излучающие свойства и характер входного сопротивления. Однако при этом возникают трудности в определении некоторых параметров волнового вибратора. Кроме того, обнаруживаются расхождения между теоретическими и экспериментальными значениями собственных (резонансных) длин вибратора.

Более адекватной моделью для исследования свойств симметричного вибратора является представление его в виде длинной линии с потерями за счёт излучения. В этом случае распределение тока по длине вибратора должно описываться гиперболическим синусом, где узел тока имеет место только на концах вибратора. Тогда фазовая скорость распространения волны тока вдоль провода вибратора оказывается несколько меньше скорости света, при этом чем больше диаметр вибратора, тем больше замедление. В связи с этим собственная длина волны симметричного вибратора оказывается несколько больше 2ℓ:

$$\lambda_{\text{рез}} = 2(\ell + \Delta\ell),$$

или

$$\Delta\ell = \frac{\lambda_{\text{рез}}}{2} - \ell.$$

Укорочение $\Delta\ell$ резонансной длины тонких вибраторов оказывается равным 3...5 % от исходной длины, для больших диаметров укорочение составляет 5...8 %.

Полное входное сопротивление полуволнового (по отношению к длине волны в воздухе) тонкого вибратора, вычисленное с использованием точной модели,

$$Z_{\text{кл}} \approx 73{,}1 + j42{,}5 \text{ Ом}. \tag{2.27}$$

Наличие положительной реактивности во входном сопротивлении указывает на замедление фазовой скорости волны тока, распространяющейся вдоль вибратора. Для того чтобы симметричный вибратор стал действительно полуволновым (относительно длины волны тока в нём), его следует укоротить на величину $\Delta\ell$. При этом активная составляющая входного сопротивления почти не изменяется и принято считать, что она остаётся близкой к 73 Ом, хотя на самом деле она несколько уменьшается (см. рис. 2.5).

2.4. Широкополосные симметричные вибраторы

Согласно (2.25) резонансное сопротивление вибратора пропорционально его волновому сопротивлению $\rho_{\text{в}}$. Это позволяет сделать вывод, что для ослабления зависимостей параметров вибратора от частоты следует уменьшить его волновое сопротивление. Согласно выражениям (2.22) и (2.26) для расширения рабочей полосы следует увеличить радиус провода, образующего тело вибратора.

Известно несколько конструкций широкополосных вибраторов. На рис. 2.7 представлены некоторые из них.

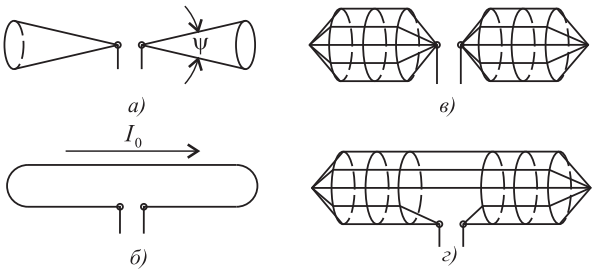


Рис. 2.7. Конструкции широкополосных вибраторов

Наиболее простым из них по конструкции является *биконический вибратор* (рис. 2.7,*а*). Резонансные пики в зависимости его входных сопротивлений от частоты заметно сглаживаются при значениях угла ψ, лежащих в пределах от 30 до 60°. Практическое применение конический вибратор нашёл в диапазоне УКВ в несимметричном варианте, в котором один из вибраторов заменяется плоским диском (*дискоконусная антенна*).

В телевизионных антеннах широкое применение находит *петлевой вибратор*, называемый также *шлейф-вибратором Пистолькорса* (рис. 2.7,*б*). Его особенностью является увеличение в 4 раза входного сопротивления по сравнению с обычным симметричным полуволновым вибратором.

Мощность, излучаемая петлевым вибратором:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I_в^2 R_{\Sigma п} = \frac{1}{2}(2I_0)^2 R_{\Sigma п} = \frac{1}{2} I_0^2 4R_{\Sigma п},$$

где $I_в$ — ток в эквивалентном полуволновом вибраторе; I_0 — ток в петлевом вибраторе.

Входное сопротивление полуволнового вибратора на клеммах совпадает по величине с сопротивлением излучения, отнесённым к току в пучности. Но в этом случае пучность тока располагается как раз на входных клеммах (см. рис. 2.3). Поэтому

$$R_{\text{кл петл в}} = 4R_{\Sigma п} \approx 4 \cdot 73{,}1 \approx 292 \text{ Ом}.$$

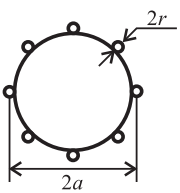


Рис. 2.8. Сечение диполя Наденeнко

В декаметровом диапазоне волн нашёл широкое применение *диполь Наденeнко* (рис. 2.7,*в*). Его излучающая поверхность создаётся несколькими проводами, соединёнными между собой и натянутыми на обручи по образующим кругового цилиндра (рис. 2.8). Такая антенна эквивалентна сплошному симметричному вибратору несколько меньшего радиуса $a_э$ [4]:

$$a_э = a \sqrt[n]{nr/a}. \qquad (2.28)$$

Обычно число проводов n в диполе Наденeнко лежит в пределах от 6 до 8, что соответствует $a_э = (0{,}46...0{,}56)\text{a}$.

Волновое сопротивление диполя имеет значение 250...350 Ом против 1000...2000 Ом у тонкого проволочного вибратора. В результате входное сопротивление диполя сравнительно слабо меняется во всём рабочем диапазоне:

$$0{,}8\ell \leqslant \lambda \leqslant 2{,}2\ell.$$

Как отмечалось выше, в длинноволновой части диапазон вибратора ограничивается ростом реактивной составляющей (2.20) его входного сопротивления. Это обусловлено тем, что короткий вибратор представляет собой эквивалент ёмкостной нагрузки для питающей линии, поэтому для расширения рабочего диапазона Г.З. Айзенберг [5] предложил компенсировать эту ёмкость с помощью индуктивности, реализуемой в виде короткозамкнутого шлейфа (рис. 2.7,*z*). При соответствующем выборе длины шлейфа удаётся более чем в полтора раза расширить рабочий диапазон. Для вибратора с таким шлейфом диапазон рабочих длин волн диполя Наденко лежит в пределах

$$0{,}77\ell \leqslant \lambda \leqslant 3{,}3\ell.$$

Кроме этого, диполь со шлейфом позволяет работать с более высокой мощностью излучения. Поэтому такие вибраторы находят применение в качестве элементов сложных передающих антенн высокой мощности.

2.5. Несимметричный вибратор

Практический интерес имеют *несимметричные антенны*, представляющие половину симметричного вибратора, называемого его *плечом* и расположенного перпендикулярно проводящей плоскости. Простейшей из них является *вертикальный несимметричный вибратор*, расположенный над поверхностью идеально проводящей Земли (рис. 2.9). Для анализа особенностей работы такой антенны удобно пользоваться методом зеркальных изображений [5, 7]. Такой подход позволяет использовать все результаты анализа работы симметричного вибратора, произведя в них замену

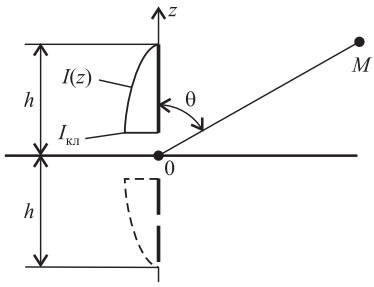


Рис. 2.9. Несимметричный вибратор

$$\ell = 2h, \quad \ell_{д} = 2h_{д}. \tag{2.29}$$

Как и ранее, теперь можно рассматривать модель несимметричного вибратора (трансформированного в симметричный) в виде отрезка разомкнутой на конце длинной линии с синусоидальным законом распределения тока вида

$$I(z) = I_0 \sin[k(h - z)],$$

соответственно

$$I_{\text{кл}} = I_0 \sin kh.$$

Диаграмма направленности несимметричного вибратора описывается выражением

$$F_\theta(\theta) = -\frac{2I_0}{k}\frac{\cos(kh\cos\theta) - \cos kh}{\sin\theta},$$

где θ — угол между осью антенны Oz и направлением на точку наблюдения.

Вместо действующей длины для несимметричных вибраторов пользуются *действующей высотой*

$$h_{\text{д}} = \frac{1-\cos kh}{k\sin kh} = \frac{1}{k}\operatorname{tg}\frac{kh}{2}.$$

Для сравнительно коротких в длинах волн антенн ($h \ll \lambda$):

$$h_{\text{д}} \approx h/2. \tag{2.30}$$

Для четвертьволнового несимметричного вибратора

$$h_{\text{д}} = \frac{\lambda}{2\pi} \approx \frac{\lambda}{6}.$$

Сопротивление излучения несимметричного вибратора по сравнению с сопротивлением излучения симметричного вибратора в свободном пространстве за счёт влияния земной поверхности увеличивается вдвое:

$$R_{\Sigma\,\text{несим}} = 2\cdot 80\pi^2\left(\frac{h_{\text{д}}}{\lambda}\right)^2 \approx 1600\left(\frac{h_{\text{д}}}{\lambda}\right)^2.$$

Собственная длина волны для несимметричного вибратора

$$\lambda_{\text{рез}} \approx 4h. \tag{2.31}$$

Волновое сопротивление в этом случае оказывается в два раза меньше сопротивления симметричного вибратора:

$$\rho_{\text{в}} = \rho_{\text{в сим}}/2,$$

где волновое сопротивление $\rho_{\text{в сим}}$ может быть рассчитано по известной формуле (2.22).

Реактивная часть входного сопротивления короткого несимметричного вибратора (как и симметричного) имеет ёмкостный характер:

$$X_{\text{кл}} = -\rho_{\text{в}}\operatorname{ctg} kh.$$

Для компенсации возникающей реактивности на входе вибратора включается «удлинительная» катушка (рис. 2.10), индуктивность которой выбирается из условия

$$X_{\text{настр}} = -X_{\text{кл}}.$$

Отсюда для определения настроечной индуктивности $L_{\text{настр}}$ можно воспользоваться соотношением

$$\omega L_{\text{настр}} = \rho_{\text{в}} \operatorname{ctg} kh. \qquad (2.32)$$



Рис. 2.10. «Удлинительная» катушка

В этом случае входное сопротивление антенны оказывается чисто активным, что облегчает её согласование с питающей линией или с выходом передатчика (входом приёмника).

Действующая высота короткой несимметричной антенны равна половине её геометрической высоты (2.30), что определяется особенностью распределения тока по короткому вибратору. Для того чтобы сделать распределение тока на вертикальной части вибратора более близким к равномерному распределению и тем самым увеличить действующую высоту, конец антенны без увеличения общей высоты антенны можно разместить горизонтально и нагрузить ёмкостью. В диапазоне УКВ в качестве такой ёмкостной нагрузки используют металлическую насадку в виде шарика или диска. В крупногабаритных антеннах километровых и гектометровых волн ёмкость выполняется в виде одного или нескольких горизонтальных проводов.

Особенности нагруженного вертикального вибратора можно рассмотреть на примере *Г-образной антенны* (рис. 2.11).

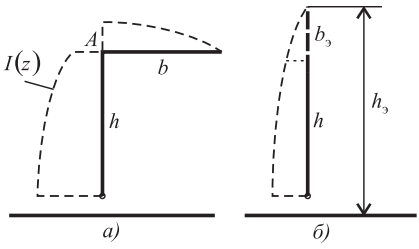


Рис. 2.11. Г-образная антенна

Из-за малой по сравнению с длиной волны высоты антенны h её горизонтальная часть не излучает, поскольку ток её зеркального изображения находится в противофазе по отношению к току в горизонтальном проводе, что при малой высоте h приводит к полной компенсации поля излучения горизонтальной части в направлении горизонта. Для определения распределения тока по вертикальной части антенны горизонтальную часть можно заменить эквивалентной ей вертикальной частью высотой $b_э$ (рис. 2.11,*б*).

Распределение тока в вертикальной части не изменится, если входные сопротивления горизонтальной и эквивалентной вертикаль-

ной частей в точке A будут одинаковы:

$$\rho_{\text{г}} \operatorname{ctg} kb = \rho_{\text{в}} \operatorname{ctg} kb_{\text{э}}, \tag{2.33}$$

где $\rho_{\text{г}}$ — волновое сопротивление горизонтальной части. С учётом (2.33) можно определить $b_{\text{э}}$:

$$\operatorname{ctg} kb_{\text{э}} = \frac{\rho_{\text{в}}}{\rho_{\text{г}}} \operatorname{ctg} kb.$$

Таким образом, можно обратиться к эквивалентной вертикальной антенне, верхняя часть которой считается неизлучающей (рис. 2.11,*б*). Распределение тока в такой антенне описывается выражением (2.4), в котором вместо $\ell/2$ используется эквивалентная высота $h_{\text{э}} = h + b_{\text{э}}$.

По известному распределению тока ДН Г-образной антенны определяется с помощью формулы (2.3), но так как относительная длина антенны мала и $h \ll \lambda$, то ДН остаётся близкой по форме к ДН элементарного вибратора, описываемой функцией вида $\sin\theta$.

Собственная (резонансная) длина Г-образной антенны и индуктивность «удлинительной» катушки определяется по формулам (2.31) и (2.32) соответственно, в которые вместо высоты h подставляется эквивалентная высота $h_{\text{э}}$.

Действующая высота Г-образной антенны определяется по формуле, аналогичной (2.10),

$$h_{\text{д}} = \frac{1}{I_{\text{кл}}} \int_0^h I_0 \sin[k(h_{\text{э}} - z)]\, dz,$$

откуда после вычисления интеграла окончательно можно получить

$$h_{\text{д}} = \frac{2\sin[k(h_{\text{э}} - h/2)]\sin(kh/2)}{k \sin kh_{\text{э}}} \approx h\left(1 - \frac{h}{2h_{\text{э}}}\right). \tag{2.34}$$

Из выражения (2.34) следует, что чем больше эквивалентная высота $h_{\text{э}}$, тем ближе действующая высота антенны $h_{\text{д}}$ к её геометрической высоте h.

2.6. Увеличение направленности симметричных вибраторов

Особенностью симметричного вибратора является подключение к его клеммам двухпроводной симметричной линии питания или коаксиального кабеля к двум близлежащим концам вибратора. При этом на двух симметричных его половинах, называемых иногда плечами, возбуждается стоячая волна тока с узлами его распределения на концах вибратора.

В то же время правомерно задаться вопросом: а нельзя ли возбудить токи вдоль вибратора таким образом, чтобы пучность тока имела место на его удалённых концах?

Это привело бы к тому, что при отклонении от направления, перпендикулярного направлению продольной оси вибратора, имела место расфазировка поля в дальней зоне в точке наблюдения (приёма) от наиболее удалённых симметрично расположенных концов вибратора с повышенными амплитудами и, следовательно, более значительное снижение уровня поля, чем при малых или нулевых амплитудах тока. В результате вибратор, например полуволновой длины с пучностью тока на удалённых концах, может иметь более узкую ДН и более высокий КНД по сравнению с вибратором той же длины при его классическом способе питания с узлом тока на удалённых концах [8].

При возбуждении симметричного вибратора классическим способом (с нулями на концах вибратора) распределение тока определяется формулой (2.4), диаграмма направленности — выражением (2.7).

В случае распределения тока вдоль плеч вибратора с пучностью тока на удалённых его концах

$$I(z) = I_0 \cos\left[k\left(\frac{\ell}{2} - |z|\right)\right]. \tag{2.35}$$

Подставляя (2.35) в (2.3) и выполняя интегрирование, можно найти ДН симметричного вибратора

$$F_\theta(\theta) = -\frac{2I_0}{k}\frac{1}{\sin\theta}\left[\cos\theta\sin\left(\frac{k\ell}{2}\cos\theta\right) - \sin\frac{k\ell}{2}\right]. \tag{2.36}$$

Для полуволнового вибратора

$$F_\theta(\theta) = -\frac{2I_0}{k}\frac{1}{\sin\theta}\left[\cos\theta\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right) - 1\right].$$

В соответствии с формулой (2.36) были рассчитаны нормированные ДН симметричного вибратора для различных значений параметра $s = k\ell/2 = \pi\ell/\lambda$. Полученные графики приведены на рис. 2.12. Сплошной линией показаны ДН классического симметричного вибратора с центральным питанием, пунктиром — ДН вибратора с пучностью тока на удалённых концах. Как следует из приведённых данных, имеется область длин вибратора, в которой для случая пучности на удалённых концах вибратора ДН имеет меньшую ширину, что говорит о более высоком КНД.

На рис. 2.13 приведены графики зависимости КНД симметричного вибратора в зависимости от его длины. Из приведённых данных

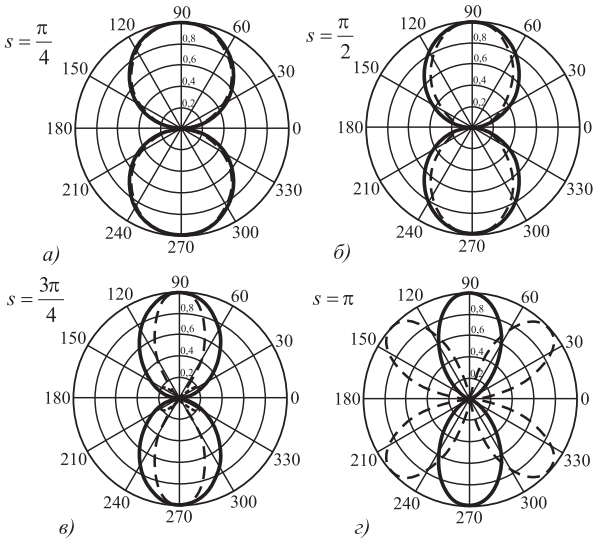


Рис. 2.12. Диаграмма направленности симметричного вибратора

следует, что при общей длине вибратора от $0{,}25\lambda$ до $0{,}81\lambda$ при питании вибратора с пучностью тока на удалённых от центра концах имеется выигрыш в КНД. График на рис. 2.14 иллюстрирует зависимость указанного выигрыша в децибелах от длины вибратора. При оговоренной длине выигрыш оставляет от 0,1 до 1,8 дБ.

Входное сопротивление симметричного вибратора с возбуждением на удаленных концах можно рассчитать, как обычно, через мощность излучения:

$$R_{\Sigma\text{п}} = 60 \int_0^{\pi} \left[\sin \frac{k\ell}{2} - \cos\theta \sin\left(\frac{k\ell}{2} \cos\theta \right) \right]^2 \frac{1}{\sin\theta}\, d\theta. \qquad (2.37)$$

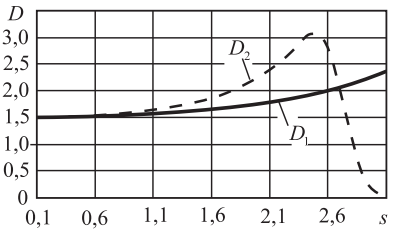


Рис. 2.13. Зависимости КНД симметричного вибратора от его длины

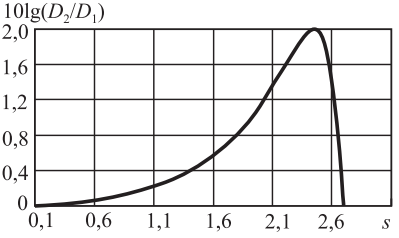


Рис. 2.14. Зависимость выигрыша в КНД от длины симметричного вибратора

Рассчитанное по формуле (2.37) входное сопротивление составляет примерно 64,664 Ом, что близко к значению 73,1 Ом, соответствующему классическому распределению.

Как следует из приведённого анализа, имеется потенциальная возможность повышения направленности симметричных вибраторов путём реализации распределения тока с пучностью на удалённых концах.

2.7. Поле провода с бегущей волной тока. V-образные и ромбические антенны

Противоположностью режиму стоячей волны тока является режим бегущей волны, при котором комплексная амплитуда тока распределена вдоль провода по закону

$$I(z) = I_0 \mathrm{e}^{-j\beta z}, \tag{2.38}$$

где β — коэффициент фазы волны тока.

Как видно из (2.38), в режиме бегущей волны модуль амплитуды тока вдоль провода практически не меняется. Однако формула (2.38) не учитывает ослабление амплитуды тока как за счёт излучения, так и за счёт потерь в проводе (коэффициент затухания α полагается равным нулю). В некоторой степени это справедливо потому, что для обеспечения режима бегущей волны провод должен быть нагружен на активное сопротивление $R_{\text{н}}$, равное волновому сопротивлению провода (рис. 2.15).

После подстановки (2.38) в выражение (2.3), определяющее ДН провода, можно получить

$$F_\theta(\theta) = -\sin\theta \int_{-\ell/2}^{\ell/2} I_0 \mathrm{e}^{-i\beta z} \mathrm{e}^{ikz\cos\theta}\, dz. \tag{2.39}$$

Вычислив интеграл в (2.39), окончательно можно найти

$$F_\theta(\theta) = k\ell I_0 \frac{\sin\xi}{\xi} \sin\theta = k\ell I_0 \operatorname{sinc}\xi \sin\theta, \tag{2.40}$$

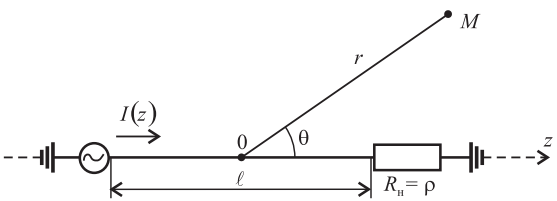


Рис. 2.15. Провод с бегущей волной тока

где

$$\xi = \frac{k\ell}{2}\left(\frac{\beta}{k} - \cos\theta\right). \tag{2.41}$$

Подставив (2.40) в (1.23), можно определить напряженность электрического поля

$$\mathbf{E}_\omega = -30 I_0 k^2 \ell \frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r} \operatorname{sinc}\,\xi \sin\theta\, \mathbf{e}_\theta. \tag{2.42}$$

Таким образом, в любой точке M дальней зоны вектор $\mathbf{E}$ лежит в плоскости, проходящей через ось провода и точку наблюдения, а ДН определяется произведением двух функций: $\operatorname{sinc}\xi$ и $\sin\theta$.

Так как замедление $\gamma = \beta/k = c/v$ невелико и составляет 1,02...1,05, то при анализе (2.40) можно считать, что при изменении угла θ от 0 до π аргумент ξ меняется в пределах $0 \leqslant \xi \leqslant k\ell$.

Графики функций $\operatorname{sinc}\xi$, $\sin\theta$ и $F_\theta(\theta)$ для $\ell = 1{,}5\lambda$ $(k\ell = 3\pi)$ приведены на рис 2.16. Из графиков следует, что главный лепесток ДН ограничен значениями аргумента $\xi_{01} = 0$, $\xi_{02} = \pi$ (рис. 2.16,*а*) и отклонен от оси провода на некоторый угол $\theta_{\text{гл}}$ (рис. 2.16,*б*), а так как ДН симметрична относительно этой оси, то в пространстве направления главного излучения образуют конус.

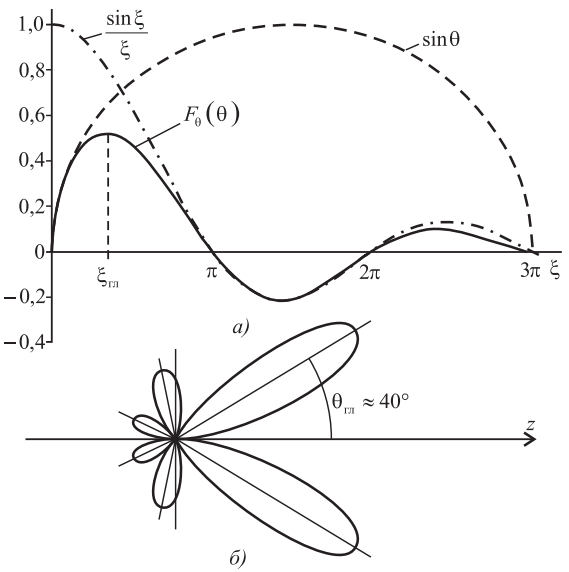


Рис. 2.16. Диаграмма направленности провода с бегущей волной тока

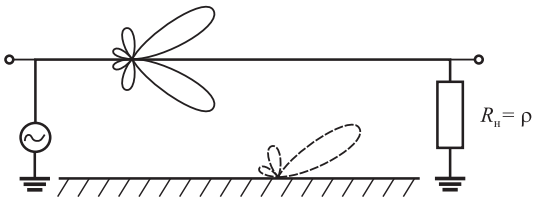


Рис. 2.17. Антенна Бевереджа

Угловое положение главного лепестка можно найти из выражения (2.40), решив приближенное уравнение

$$\xi_{гл} = \frac{k\ell}{2}(1 - \cos\theta_{гл}) \approx 0{,}37\pi,$$

откуда

$$\cos\theta_{гл} \approx 1 - 0{,}37\lambda/\ell. \qquad (2.43)$$

Из формулы (2.43) следует, что чем длиннее излучающий провод, тем сильнее главный лепесток его ДН прижат к оси провода.

Провод в режиме бегущей волны тока может быть использован самостоятельно (антенна Бевереджа), а также как элемент V-образных и ромбических антенн.

Антенна Бевереджа (рис. 2.17) представляет собой одиночный провод в режиме бегущей волны тока, расположенный над плоской проводящей поверхностью (например, над поверхностью Земли) [9]. Высота подвеса провода выбирается из условия, чтобы отраженное от поверхности излучение складывалось в фазе с прямым излучением.

Горизонтальная *V-образная антенна* (рис. 2.18) состоит из двух горизонтальных расходящихся проводов с бегущей волной тока, расположенных под острым углом $2\varphi_0$ [9].

Для того чтобы поля обоих проводов в главном направлении OM складывались в фазе, угол $2\varphi_0$ выбирается равным удвоенному углу $\theta_{гл}$ отклонения главного лепестка ДН одиночного провода от оси этого провода (рис. 2.18). Кроме того, провода антенны должны возбуждаться в противофазе с тем, чтобы горизонтальные составляющие излучаемых вдоль оси антенны полей складывались, а вертикальные составляющие взаимно уничтожались.

Примерный вид ДН V-образной антенны показан на рис. 2.18 вдоль оси OM антенны. Её особенностью является наличие значительных по уровню боковых лепестков (до 0,5 по напряжённости от уровня главного лепестка). Кроме того, антенна излучает некоторую часть мощности на вертикальной поляризации вне направления оси антенны (так называемое *кроссполяризованное* поле).

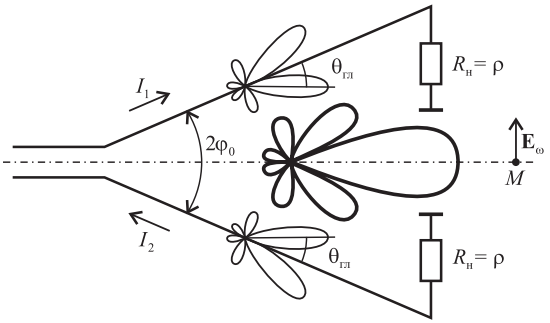


Рис. 2.18. Горизонтальная V-образная антенна

Так как с изменением длины волны угол $\theta_{гл}$ меняется сравнительно медленно, V-образная антенна оказывается весьма широкополосной. К недостаткам антенны, кроме наличия боковых лепестков высокого уровня, следует отнести её низкий КПД, что объясняется наличием двух включённых параллельно согласующих сопротивлений, обеспечивающих режим бегущей волны.

Более совершенными параметрами обладает горизонтальная *ромбическая антенна*, предложенная американским инженером Брюсом в 1931 году [11, 12]. Она состоит из двух V-образных антенн, соединённых встречно, последовательно одна за другой (рис. 2.19). Питание подводится к одному из острых углов ромба, а активное нагрузочное сопротивление, равное волновому сопротивлению ромба, подключено к противоположному острому углу.

Принцип выбора острого угла $2\varphi_0$ между проводами аналогичен его выбору для V-образной антенны. Примерный вид ДН ромбической антенны показан в центре рис. 2.19. При этом главный и боковые лепестки ДН формируются за счёт сложения полей, излучаемых проводами, образующими ромб.

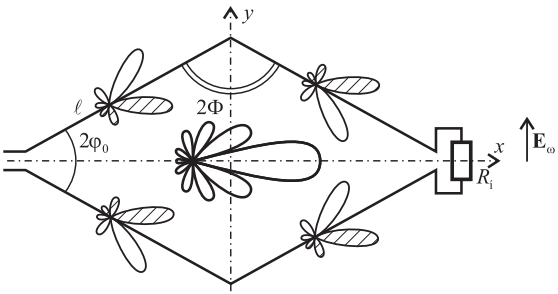


Рис. 2.19. Горизонтальная ромбическая антенна

При размещении V-образной или ромбической антенны над плоской поверхностью Земли на высоте H главный максимум ДН отклоняется от этой плоскости на угол $\Delta_{\text{гл}}$. Величина этого угла зависит от соотношения фаз прямой и отражённой от Земли волн, которые, в свою очередь, определяются относительной высотой подвеса антенны над Землёй H/λ и отражающими свойствами этой поверхности. Наибольшее отклонение от горизонтального направления при заданном H/λ происходит, когда коэффициент отражения близок к значению -1 (идеально проводящая почва или диэлектрическая почва при скользящем падении волны). При этом угол $\Delta_{\text{гл}}$ определяется соотношением

$$\sin\Delta_{\text{гл}} = \frac{\lambda}{4H}. \tag{2.44}$$

Положение главного максимума ДН мало меняется при изменении электрических свойств почвы, поэтому практически во всех случаях формулой (2.44) можно пользоваться.

Наличие угла отклонения $\Delta_{\text{гл}}$ усложняет соотношение между углами $\theta_{\text{гл}}$ и φ_0, поскольку для совмещения направления главного максимума ДН антенны с направлением $\Delta_{\text{гл}}$ должно выполняться условие вида (рис. 2.20)

$$\cos\theta_{\text{гл}} = \cos\Delta_{\text{гл}}\cos\varphi_0. \tag{2.45}$$

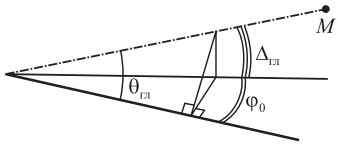


Рис. 2.20. К выбору параметров V-образной и ромбической антенн

Условие (2.45) совместно с выражением (2.43) позволяет выбрать параметры ромбической антенны и сформировать максимум излучения строго под углом $\Delta_{\text{гл}}$ к горизонту. В [5] показано, что для максимизации КУ под углом $\Delta_{\text{гл}}$ геометрические параметры ромба должны удовлетворять соотношениям:

$$\frac{\ell}{\lambda} = \frac{0{,}5}{1-\sin\Phi\cos\Delta_{\text{гл}}}; \quad \Phi = 90^\circ - \Delta_{\text{гл}}, \tag{2.46}$$

где ℓ — длина стороны; Φ — половина тупого угла ромба (рис. 2.19). При этом высота подвеса антенны должна удовлетворять условию (2.44).

Ромбическая антенна может работать в довольно широком диапазоне длин волн

$$0{,}8\lambda_0 \leqslant \lambda \leqslant 2{,}5\lambda_0,$$

где λ_0 — расчётная (*строительная*, *номинальная*) длина волны, для которой ведется проектирование системы.

Напряженность поля, создаваемого ромбической антенной, определяется выражением

$$\mathbf{E}_\omega = 60 I_0 (k\ell)^2 \cos\Phi \frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r} \mathrm{e}^{-j\Psi(\theta,\varphi)} [F_\theta(\theta,\varphi)\mathbf{e}_\theta + F_\varphi(\theta,\varphi)\mathbf{e}_\varphi], \qquad (2.47)$$

где

$$\Psi(\theta,\varphi) = k\ell[1 - \sin\Phi\sin\theta\cos\varphi];$$
$$F_\theta(\theta,\varphi) = \cos\theta\sin\varphi F_0(\theta,\varphi); \quad F_\varphi(\theta,\varphi) = [\cos\varphi - \sin\theta\sin\Phi]F_0(\theta,\varphi);$$
$$F_0(\theta,\varphi) = \mathrm{sinc}\left\{\frac{k\ell}{2}[1 - \sin\theta\sin(\Phi+\varphi)]\right\} \mathrm{sinc}\left\{\frac{k\ell}{2}[1 - \sin\theta\sin(\Phi-\varphi)]\right\}. \qquad (2.48)$$

Из формул (2.47) и (2.48) видно, что ромбическая антенна излучает линейно поляризованное поле, вектор напряженности которого параллелен плоскости ромба. ДН основной поляризации определяется функцией $F_\varphi(\theta,\varphi)$, функция $F_\theta(\theta,\varphi)$ определяет кроссполяризационную ДН.

Присутствие идеально проводящей земной поверхности учитывается за счет умножения (2.47) на функцию

$$F_з(\theta) = \sin(kH\sin\theta), \qquad (2.49)$$

называемую *множителем земли*. В случае реальной поверхности множитель земли определяется на основе коэффициентов Френеля и различен для каждой компоненты поля (2.47). Выражение для множителей реальной земли можно найти, например, в [5, 7].

КПД ромбической антенны приближенно может быть определён как [4]

$$\eta = \frac{P_\Sigma}{P_\mathrm{a}} \approx 1 - \mathrm{e}^{-4\alpha\ell}, \qquad (2.50)$$

где α — коэффициент затухания волны тока, определяемый излучением проводов:

$$4\alpha\ell \approx \frac{R_\Sigma}{\rho}. \qquad (2.51)$$

Сопротивление излучения R_Σ лежит в пределах 500...800 Ом. Волновое сопротивление антенны ρ обычно составляет 600...700 Ом. Поэтому КПД ромбической антенны в рабочем диапазоне меняется в пределах $0{,}4 < \eta < 0{,}8$.

Входное сопротивление ромбической антенны как согласованной двухпроводной линии равно её волновому сопротивлению ρ и практически не зависит от частоты.

Ромбическая горизонтальная антенна обозначается буквами РГ, за которыми следует несколько чисел:

$$\text{РГ}\frac{\Phi}{a}b,$$

где Φ — половина тупого угла ромба в градусах; $a = \ell/\lambda_0$ — длина стороны ромба в строительных длинах волн; $b = H/\lambda_0$ — высота подвеса антенны в строительных длинах волн. Например, антенна с $\Phi = 65°$; $\ell = 4\lambda_0$, $H = \lambda_0$ обозначается так:

$$\text{РГ}\frac{65}{4}1.$$

Положительными качествами ромбической антенны являются возможность работы в широком диапазоне частот, простота конструкции, надёжность в эксплуатации. Однако она имеет и два существенных недостатка: сравнительно низкий КПД и высокий уровень боковых лепестков.

Заметное уменьшение уровня первых боковых лепестков и сужение главного лепестка, а следовательно, увеличение КНД и КУ достигается в двойной ромбической антенне, предложенной Г.З. Айзенбергом [5]. Эта антенна состоит из двух одинаковых питаемых синфазно ромбических антенн, которые расположены параллельно друг другу с небольшим разносом по высоте. При этом вторая антенна смещена по горизонтали относительно первой в направлении малой диагонали на расстояние D_1 порядка λ_0 (рис. 2.21).

Для обозначения двойной ромбической антенны используются буквы РГД, например

$$\text{РГД}\frac{70}{6}1{,}25.$$

Так как обе антенны, входящие в РГД, включены параллельно, то волновое сопротивление антенны в два раза ниже, чем у одиночной

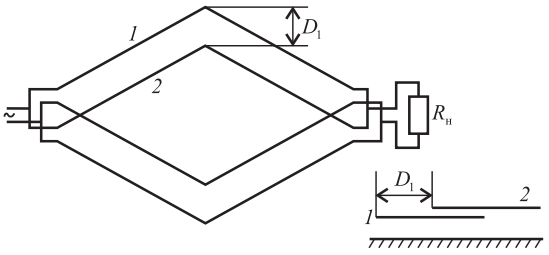


Рис. 2.21. Двойная ромбическая антенна

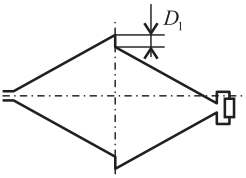


Рис. 2.22. Ромбическая антенна с изломом



Рис. 2.23. Вертикальная ромбическая антенна

ромбической антенны. Это приводит согласно (2.50) и (2.51) к увеличению коэффициента затухания α и соответствующему увеличению КПД (до 0,65...0,85).

Значение КУ двойной антенны увеличивается относительно КУ обычной ромбической антенны по диапазону в 1,5...2 раза.

Эффекта снижения уровня боковых лепестков в ромбической антенне можно добиться и другими способами [13–15]. В частности, поскольку ромбическая антенна уже состоит из двух антенн, то боковые лепестки могут быть снижены при смещении в горизонтальной плоскости оси одной V-образной антенны относительно оси другой (рис. 2.22). Такая *ромбическая антенна с изломом* была предложена А.М. Сомовым и А.А. Былинкиным [15].

Наряду с рассмотренными выше горизонтальными ромбическими антеннами существуют их вертикальные несимметричные аналоги [9]. В вертикальных ромбических антеннах (рис. 2.23) роль второй половины ромба выполняет зеркальное отображение в Земле.

Ромбические антенны могут использоваться и как передающие, и как приёмные антенны, различие между ними, в основном, сводится к исполнению поглощающего сопротивления. В передающих антеннах оно может выполняться в виде длинной двухпроводной линии с большим затуханием (стальные или фехралевые провода), в приёмных используются более простые проволочные и мастичные сопротивления.

Классические ромбические антенны предназначены для использования в ВЧ диапазоне. Однако ряд работ [10, 16] показывают принципиальную возможность применения ромбических антенн в диапазонах УВЧ и СВЧ. Такие антенны могут быть снабжены рефлектором и выполняться с использованием микрополосковых технологий.

Вопросы к главе 2

1. Назовите основные разновидности распределения стоячей волны тока вдоль провода.

2. Какова пространственная форма диаграммы направленности резонансного симметричного вибратора?

3. Как соотносятся физическая и действующая длины симметричного вибратора?

4. Что называется сопротивлением излучения вибратора?

5. Чему равно входное сопротивление симметричного полуволнового и волнового вибраторов?

6. Что необходимо предпринять для расширения диапазона рабочих частот вибратора?

7. Каковы особенности шлейф-вибратора Пистолькорса?

8. В чём состоят особенности расчёта направленных свойств несимметричного вибратора над земной поверхностью?

9. Как выглядит диаграмма направленности провода с бегущей волной тока?

10. В чем заключаются преимущества и недостатки режима бегущей волны по сравнению с режимом стоячих волн?

11. Назовите антенны, в которых используется режим бегущей волны.

12. В какой полосе частот способна работать ромбическая антенна?

13. Как можно уменьшить уровень боковых лепестков ромбической антенны?

ГЛАВА 3
ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

3.1. Конструкции и принцип действия

Щелевая антенна представляет собой небольшое узкое продолговатое отверстие, прорезанное в металлической поверхности (экране) и возбуждаемое высокочастотным электромагнитным полем. Такая щель может излучать по обе стороны от металлического экрана и тогда её называют щелевой антенной *с двухсторонним излучением*. Если щель излучает в одну сторону от экрана, то она называется антенной *с односторонним излучением*. На практике находят применение щели с односторонним излучением, возбуждаемые примыкающим к экрану металлическим волноводом или объёмным резонатором (рис. 3.1).

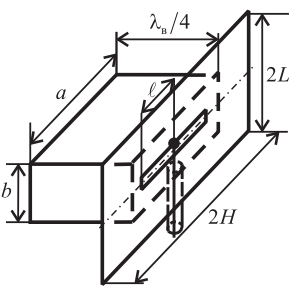


Рис. 3.1. Щелевая антенна с односторонним излучением

Наиболее широкое применение находят узкие прямоугольные щели, длина которых близка к половине длины волны (так называемые полуволновые щели). Каждую половину такой щели можно рассматривать как короткозамкнутый отрезок длинной линии, образованной краями щели. Напряжение вдоль такой линии распределяется по синусоидальному закону с узлом в конце линии. Можно считать, что по такому же закону будет распределяться электрическое поле щели.

Как известно, четвертьволновый отрезок короткозамкнутой линии эквивалентен настроенному параллельному контуру. Поэтому полуволновая щель с возбуждением в центре является резонансной. Однако в отличие от полуволнового вибратора здесь резонанс *параллельный*.

3.2. Применение принципа двойственности для анализа щелевых антенн

Зная закон распределения поля вдоль щели, можно определить её поле излучения, ДН и другие параметры. Однако гораздо проще определить поле излучения с помощью *принципа двойственности*, сформулированного впервые в 1944 году для щелей в плоских экранах А.А. Пистолькорсом [17, 18]. Согласно этому принципу векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ поля излучения щелевой антенны в безграничном экране имеют такое же направление в пространстве и являются такими же функциями координат, что и векторы $\mathbf{H}$ и $\mathbf{E}$ поля излучения симметричного ленточного вибратора, имеющего такие же размеры, как и щель, и распределение тока такое же, как распределение поля или напряжения вдоль щели. Данный принцип базируется на инвариантности уравнений Максвелла относительно замены $\mathbf{E} \to \mathbf{H}$, $\mathbf{D} \to \mathbf{B}$, $\mathbf{H} \to -\mathbf{E}$, $\mathbf{B} \to -\mathbf{D}$, $\rho^e \to \rho^m$, $\mathbf{J}^e \to \mathbf{J}^m$, где верхние индексы «$e$» и «$m$» означают соответственно электрические и магнитные заряды и токи.

Использование принципа двойственности даёт для поля излучения полуволновой щели

$$E_{\omega\varphi} = -\frac{j}{\pi} U_{\text{щ}} \frac{\mathrm{e}^{-ikr}}{r} \frac{\cos(0{,}5\pi\cos\theta)}{\sin\theta}; \tag{3.1}$$

$$H_{\omega\theta} = \frac{E_{\omega}\varphi}{Z_0} = -\frac{E_{\omega}\varphi}{120\pi}, \tag{3.2}$$

где $U_{\text{щ}}$ — амплитуда напряжения в центре щели: $U_{\text{щ}} = E_{\text{щ}}\delta$; δ — ширина щели.

Таким образом, ДН полуволновой щели в безграничном экране совпадает по форме с ДН полуволнового вибратора, но поляризация поля излучения ортогональна поляризации поля излучения вибратора (рис. 3.2). Это остаётся справедливым при любой длине цели.

Если сравнить поле излучения полуволновой щели (3.1) с полем излучения полуволнового вибратора (2.9), то для того, чтобы в одной и той же точке наблюдения M амплитуды этих полей были равны, должно выполняться условие

$$U_{\text{щ}} = \frac{1}{2} Z_0 I_{\text{в}}, \tag{3.3}$$

где $I_{\text{в}}$ — амплитуда тока в центре вибратора.

Излучающие свойства щели более удобно характеризовать проводимостью излучения $G_{\Sigma\text{щ}}$, исходя из соотношения

$$P_{\Sigma\text{щ}} = \frac{1}{2} U_{\text{щ}}^2 G_{\Sigma\text{щ}}, \tag{3.4}$$

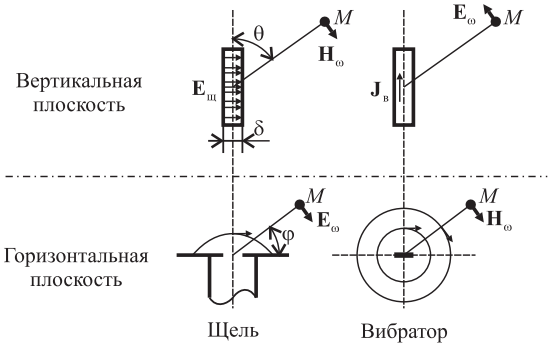


Рис. 3.2. Сравнение щелевой антенны и симметричного вибратора

где $P_{\Sigma щ}$ — мощность излучения щели. Эту мощность можно сравнить с мощностью излучения симметричного вибратора

$$P_{\Sigma в} = \frac{1}{2} I_{в}^2 R_{\Sigma в}. \tag{3.5}$$

Если щель является односторонней, то она излучает в полупространство. Следовательно, при выполнении условия равенства амплитуд указанных полей

$$P_{\Sigma в} = 2P_{\Sigma щ}, \tag{3.6}$$

или

$$I_{в}^2 R_{\Sigma в} = 2U_{щ}^2 G_{\Sigma щ}. \tag{3.7}$$

Отсюда с учётом соотношения (3.3) можно получить

$$G_{\Sigma щ} = \frac{2R_{\Sigma в}}{Z_0^2} = \frac{2}{120^2 \pi^2} R_{\Sigma в}. \tag{3.8}$$

Соотношение (3.8) можно обобщить и на полные сопротивления вибратора и щели:

$$Y_{щ} = \frac{2Z_{в}}{Z_0^2}. \tag{3.9}$$

Из выражения (3.9) следует, что резонансная длина щели, как и симметричного вибратора, несколько меньше половины длины волны.

Используя формулы (3.8) и (3.9), можно рассчитать входную проводимость односторонней щелевой антенны. В случае полуволновой щели она равна $G_{\Sigma щ} \approx 0{,}001027$ Ом$^{-1}$ или $R_{\Sigma щ} \approx 1000$ Ом, для двухсторонней щели проводимость будет в два раза выше, а сопротивление — в два раза меньше.

КНД узкой односторонней полуволновой щели совпадает с КНД симметричного вибратора и равен 1,64, КНД односторонней щели в два раза выше и равен 3,28.

3.3. Сложные щелевые антенны

Отдельные щели в качестве антенн применяются редко. Большее распространение нашли волноводно-щелевые антенны, представляющие собой систему щелей, возбуждаемых прямоугольным (рис. 3.3), реже круглым волноводом.

Такие антенны являются линейной решёткой излучателей (щелей) с последовательным возбуждением их волноводом (см. главу 5). В этих антеннах находят применение щели, слабо связанные с волноводом. Обычно это продольные щели, несколько смещённые с оси симметрии широкой стенки (рис. 3.3,*а*), и наклонные щели на узкой стенке прямоугольного волновода (рис. 3.3,*б*).

Оба вида щелей возбуждаются поперечными токами, текущими по стенкам внутри полости волновода, поэтому каждую щель можно характеризовать некоторой относительной проводимостью g_n. Для продольных щелей

$$g_n = G_n W_э = 2{,}09 \frac{a}{b} \frac{\Lambda}{\lambda} \sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi\lambda}{2\Lambda}\right), \tag{3.10}$$

где Λ — длина волны в волноводе.

Для волноводов с соотношением размеров $a \approx 2{,}3b$ при длине волны $\lambda \approx 0{,}7\Lambda$ справедливо выражение

$$g_n \approx 1{,}7 \sin^2(\pi x/a). \tag{3.11}$$

Для наклонных щелей при $\psi < \pi/6$ проводимость

$$g_n = 2{,}09 \frac{a}{b} \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^4 \frac{\Lambda}{\lambda} \sin^2\psi. \tag{3.12}$$

Для того же волновода, как и для формулы (3.11), выражение (3.12) можно записать в виде

$$g_n \approx 1,7 \sin^2\psi. \tag{3.13}$$

Волновод с прорезанными в нем щелями можно представить в виде эквивалентной длинной линии, нагруженной проводимостями щелей (рис. 3.4).

Возможны две разновидности системы щелей:

- синфазная система, в которой щели расположены на расстоянии, равном $\Lambda/2$ и возбуждаются синфазно (рис. 3.4,*а*);

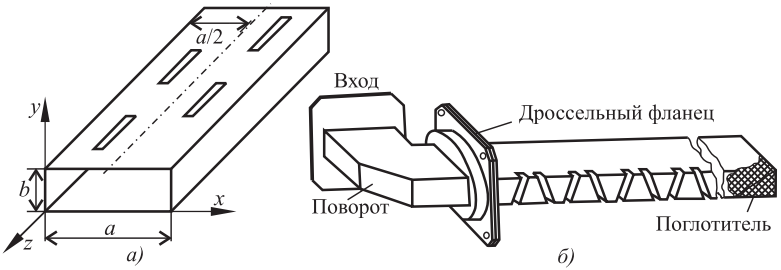


Рис. 3.3. Сложные щелевые антенны

- система бегущей волны, у которой $d \neq \Lambda/2$ (рис. 3.4,*б*), а щели возбуждаются со сдвигом фаз $\pi/2$.

На конце антенны первого типа для обеспечения режима стоячей волны устанавливается четвертьволновый короткозамкнутый отрезок волновода.

В антенне второго типа на конце волновода включена согласованная поглощающая нагрузка ($G_{\text{н}} = G_0$), что обеспечивает при настроенных щелях и $g_i \ll 1$ режим бегущей волны.

В синфазной антенне проводимости щелей трансформируются на вход антенны без изменения:

$$g_{\text{вх}} = \sum_{i=1}^{N} g_i. \tag{3.14}$$

Условие согласования входа антенны с питающим волноводом определяется уравнением

$$\sum_{i=1}^{N} g_i = 1 \tag{3.15}$$

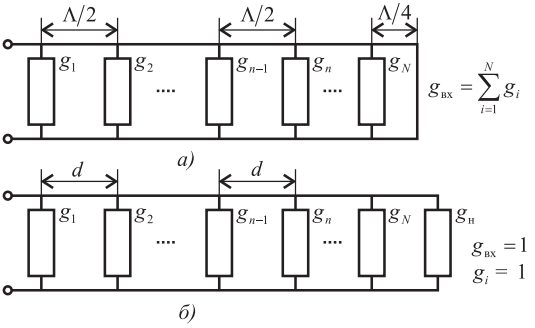


Рис. 3.4. Эквивалентная схема сложной щелевой антенны

и выполняется только в узкой полосе частот, примыкающей к той, в которой выполняется равенство для расстояния между щелями, обеспечивающего их синфазное возбуждение, $d = \Lambda/2$.

Главный максимум ДН антенны с синфазным возбуждением направлен перпендикулярно плоскости размещения щелей.

В антенне осевого излучения для любой щели справедлива эквивалентная схема, представленная на рис. 3.5. В ней отрезок волновода, находящийся за i-й щелью, заменён проводимостью, равной волновой проводимости волновода, что справедливо, если в антенне сохраняется режим бегущей волны. Мощность P_i, излучаемая рассматриваемой щелью, характеризуется коэффициентом связи

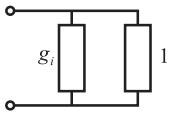


Рис. 3.5. Эквивалентная схема щели

$$\alpha_i = \frac{P_i}{P_{\text{подв}\,i}} = \frac{P_i}{P_i + \sum\limits_{n=i+1}^{N+1} P_n} = \frac{g_i}{1+g_i}, \tag{3.16}$$

откуда

$$g_i = \frac{\alpha_i}{1-\alpha_i}. \tag{3.17}$$

Для определения коэффициентов связи щелей и их проводимостей необходимо учитывать распределение излучаемой мощности по щелям. Обычно задаётся распределение амплитуд поля вдоль антенны $f(z)$ (рис. 3.6). Распределение мощности по антенне вдоль системы щелей определяется квадратом функции $f(z)$. Мощность, излучаемая любым излучателем пропорциональна произведению $f^2(z_i)$ на расстояние между щелями d,

$$P_i \sim f^2(z_i)d, \tag{3.18}$$

где z_i — координата i-й щели.

Для облегчения расчетов проводимости g_i вводится коэффициент излучаемой i-й щелью мощности

$$m_i = P_i/P_{\text{подв}}. \tag{3.19}$$

Согласно (3.18) коэффициенты m_i должны быть пропорциональны $f^2(z_i)$:

$$m_i = Af^2(z_i). \tag{3.20}$$

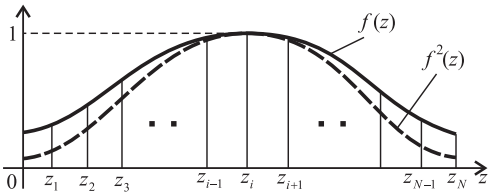


Рис. 3.6. Примерный вид распределения амплитуд поля вдоль антенны

Для всей антенны должно выполняться условие

$$\sum_{i=1}^{N} m_i = A \sum_{i=1}^{N} f^2(z_i). \tag{3.21}$$

Коэффициент пропорциональности A находится из условия энергетического баланса всей антенны

$$\sum_{i=1}^{N} m_i = \eta = \frac{1}{P_{\text{подв}}} \sum_{i=1}^{N} P_i, \tag{3.22}$$

где η — КПД антенны.

Используя (3.21), из уравнения (3.22) можно найти

$$A = \eta \left[\sum_{i=1}^{N} f^2(z_i) \right]^{-1}. \tag{3.23}$$

При этом коэффициенты m_i легко определяются, если задаться КПД антенны:

$$m_i = \eta f^2(z_i) \left[\sum_{i=1}^{N} f^2(z_i) \right]^{-1}. \tag{3.24}$$

По известным коэффициентам мощности m_i определяются также коэффициенты связи α_i, следовательно, и относительные проводимости щелей g_i:

$$\alpha_1 = \frac{P_1}{P_{\text{подв}}} m_1; \quad \alpha_2 = \frac{P_2}{P_{\text{подв}} - P_1} = \frac{m_2}{1 - m_1} \quad \text{и т.д.},$$

или в общем виде

$$\alpha_i = m_i \left[1 - \sum_{n=1}^{i-1} m_n \right]^{-1}. \tag{3.25}$$

С учётом найденных проводимостей g_i и типа щелей по формулам (3.10)–(3.13) можно определить их геометрические параметры.

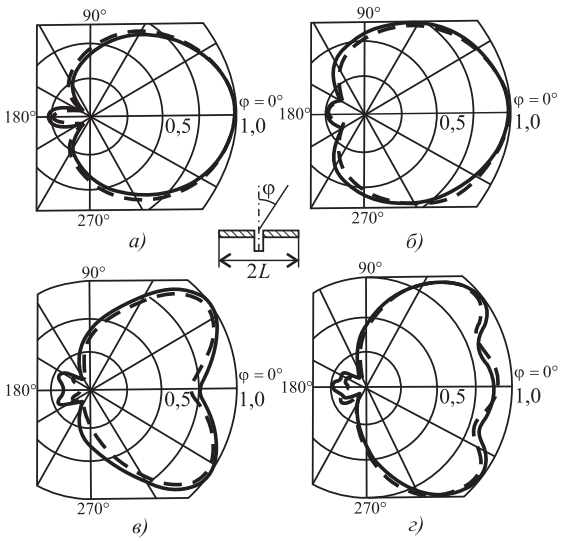


Рис. 3.7. Диаграмма направленности щелевой антенны в плоскости вектора **E** в экране конечных размеров высотой $2H$ и шириной $2L$: *а* — $L/\lambda = 0{,}5$; $H/\lambda = 0{,}5$; *б* — $L/\lambda = 0{,}5$; $H/\lambda = 0{,}25$; *в* — $L/\lambda = 1{,}0$; $H/\lambda = 1{,}0$; *г* — $L/\lambda = 1{,}5$; $H/\lambda = 1{,}5$

Щелевые антенны могут применяться в тех случаях, когда антенны, по различным соображениям, необходимо и целесообразно размещать на сравнительно плоской металлической поверхности. Такой поверхностью может быть борт автомобиля, конструктивные элементы самолётов и вертолётов, танков и кораблей. В этом случае щелевая антенна может состоять из одной щели или из системы излучателей в виде щелей. Вид, поляризация и форма диаграммы направленности антенны в этом случае будет зависеть от количества излучателей в виде щелей и конфигурации их возбуждения и размещения.

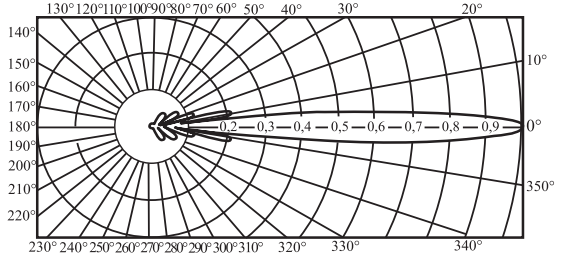


Рис. 3.8. Диаграмма направленности в плоскости вектора **E** волноводно-щелевой антенны из 16 равномерно и синфазно возбужденных щелей

Типичные диаграммы направленности одиночных щелей и их сочетания приведены на рис. 3.7 и 3.8.

Как следует из приведенных графиков, щелевые антенны могут иметь как широкие диаграммы направленности, излучатели с которыми можно использовать в качестве облучателей сложных антенн, или быть остронаправленными, обладая узкой ДН и высоким КНД.

Информацию о щелевых антеннах также можно найти в [19, 20].

Вопросы к главе 3

1. Что представляет собой щелевая антенна?
2. Какой вид резонанса имеет место в щелевой антенне?
3. Назовите основные положения принципа двойственности.
4. Каким образом можно рассчитать диаграмму направленности щелевой антенны?
5. Как ориентирован вектор напряжённости электрического поля щелевой антенны?
6. Что представляют собой волноводно-щелевые антенны?

ГЛАВА 4
АНТЕННЫ В РЕЖИМЕ ПРИЁМА

4.1. Общие характеристики приёмных антенн

Приёмная антенна предназначена для приёма радиоволн, т. е. для преобразования энергии этих волн в энергию токов высокой частоты, поступающую на вход приёмника. Поэтому задача анализа механизмов работы приёмной антенны заключается в определении мощности, выделяемой на входе приёмника, и исследовании особенностей направленных свойств, определяющих зависимость этой мощности от направления прихода волны.

Таким образом, *диаграммой направленности приёмной антенны* $F(\theta, \varphi)$ называется зависимость напряжения (или мощности) на выходе антенны (входе приёмника) от направления прихода принимаемой волны. Поляризационный множитель $\mathbf{p}(\theta, \varphi)$ в случае приёмной антенны характеризует степень восприимчивости антенны к поляризации принимаемой волны.

Для приемной антенны, как и для передающей, можно ввести понятия КНД, КУ, действующей длины или действующей площади.

Коэффициентом направленного действия приёмной антенны называется отношение квадрата модуля амплитуды напряжения на входе приёмника $U_{\text{пр}}$ при приёме с данного направления к квадрату модуля напряжения $U_{\text{ср}}$, среднего по всем возможным угловым положениям источника,

$$D(\theta_0, \varphi_0) = |U_{\text{пр}}|^2 / |U_{\text{ср}}|^2.$$

КНД характеризует избирательные свойства антенны при приёме с различных направлений и выражается через ДН формулами (1.41) и (1.42).

Коэффициент усиления приёмной антенны определяется как отношение мощностей, поступающих на вход согласованного приёмника при использовании исследуемой и эталонной антенн.

Действующей длиной приёмной антенны называется отношение ЭДС $\mathcal{E}_{\text{пр}}$, возникающей в антенне при приёме, к напряженности поля E_ω, действующего на антенну,

$$\ell_{\text{д}} = \mathcal{E}_{\text{пр}}/E_\omega.$$

Эффективной площадью приёмной антенны называется отношение максимальной мощности $P_{\text{пр}}$, которая может быть отдана антенной в согласованную нагрузку без учета потерь в антенне, к плотности потока энергии в плоской волне, приходящей к антенне. С учетом (1.30) эффективная площадь

$$S_{\text{эф}} = \frac{240\pi P_{\text{пр}}}{E_\omega^2}.$$

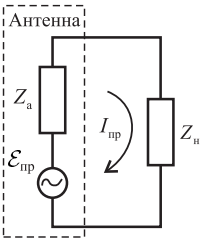


Рис. 4.1. Эквивалентная схема приёмной антенны

Вместо входного сопротивления приёмная антенна характеризуется *выходным сопротивлением.* Понятие сопротивления антенны при приёме $Z_{\text{а}}$ вытекает из эквивалентной схемы приёмной антенны, показанной на рис. 4.1. Для приёмника, подключенного к выходу антенны и имеющего сопротивление $Z_{\text{н}}$, антенна является источником ЭДС с некоторым внутренним сопротивлением $Z_{\text{а}}$, причем согласно определению действующей длины $\mathcal{E}_{\text{пр}} = E_\omega \ell_{\text{д}}$.

4.2. Применение принципа взаимности для анализа приёмных антенн

Теория приёмных антенн может быть основана на определении законов распределения тока, возбуждаемого в антенне принимаемой радиоволной. Этот путь оказывается довольно сложным с математической точки зрения, поэтому пользуются более простым *принципом взаимности* (*обратимости*), что позволяет связать свойства и параметры приёмной антенны со свойствами и параметрами этой же антенны, полученными для неё в режиме передачи.

Пусть, для примера, имеются две простые проволочные антенны, причем сначала передающей является первая антенна 1, а приёмной — вторая антенна 2 (рис. 4.2,*а*). К зажимам первой антенны подключено последовательно некоторое сопротивление $Z_{\text{н}1}$ (которым является выходное сопротивление передатчика), а к зажимам второй — $Z_{\text{н}2}$ (может быть входное сопротивление приёмника). Передающая антенна возбуждается от передатчика некоторым ЭДС $\mathcal{E}_1$, а в приёмной ан-

тенне благодаря излучаемому первой антенной полю возбуждается и протекает ток $I_{\text{пр}2}$.

Величина тока в передающей антенне определяется законом Ома

$$I_1 = \mathcal{E}_1/(Z_{\text{н}1} + Z_{a1}), \quad (4.1)$$

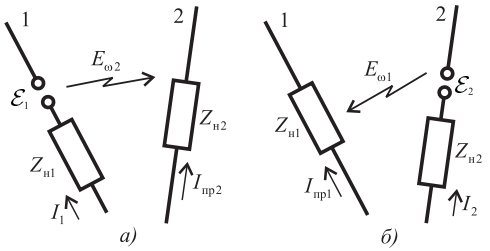


Рис. 4.2. Применение принципа взаимности

где Z_{a1} — сопротивление 1-й антенны в режиме передачи.

Напряжённость электрического поля, создаваемого первой антенной в окрестностях 2-й антенны от тока (4.1), согласно формуле идеальной радиопередачи (1.51)

$$E_{\omega 2} = \frac{30kI_1\ell_{\text{д}1}}{r}F_1(\theta,\varphi) = A\ell_{\text{д}1}I_1F_1(\theta,\varphi), \quad (4.2)$$

где $A = 30k/r = 60\pi/(r\lambda)$ — постоянная величина, зависящая от расстояния между антеннами r и длины волны λ; $F_1(\theta,\varphi)$ — ДН 1-й антенны в режиме передачи.

После подстановки в выражение (4.2) тока I_1, определяемого по формуле (4.1), можно выразить ЭДС в первой антенне через её параметры и напряженность поля:

$$\mathcal{E}_1 = \frac{E_{\omega 2}(Z_{a1} + Z_{\text{н}1})}{A\ell_{\text{д}1}F_1(\theta,\varphi)}. \quad (4.3)$$

Пусть теперь антенна 2 работает как передающая, а антенна 1 — как приёмная (рис. 4.2,*б*). Выполнив аналогичные рассуждения, можно получить

$$\mathcal{E}_2 = \frac{E_{\omega 1}(Z_{a2} + Z_{\text{н}2})}{A\ell_{\text{д}2}F_2(\theta,\varphi)}. \quad (4.4)$$

Если среда, окружающая антенны, линейна и изотропна, то зажимы антенн можно отождествить с зажимами четырехполюсника. В этом случае можно использовать принцип взаимности, известный из теории электрических цепей [21]. Согласно этому принципу отношение приложенной к передающей антенне ЭДС к току в приёмной антенне для обеих схем (рис. 4.2,*а* и *б*) является величиной постоянной:

$$\frac{\mathcal{E}_1}{I_{\text{пр}2}} = \frac{\mathcal{E}_2}{I_{\text{пр}1}}. \quad (4.5)$$

Подставляя в (4.5) значения ЭДС, определяемые из формул (4.3)

и (4.5), можно получить

$$\frac{E_{\omega 2}(Z_{a1}+Z_{\text{н}1})}{A\ell_{\text{д}1}F_1(\theta,\varphi)I_{\text{пр}2}}=\frac{E_{\omega 1}(Z_{a2}+Z_{\text{н}2})}{A\ell_{\text{д}2}F_2(\theta,\varphi)I_{\text{пр}1}}. \tag{4.6}$$

Группируя в (4.6) параметры, относящиеся только к первой и только ко второй антеннам, можно найти

$$\frac{I_{\text{пр}1}(Z_{a1}+Z_{\text{н}1})}{E_{\omega 1}\ell_{\text{д}1}F_1(\theta,\varphi)}=\frac{I_{\text{пр}2}(Z_{a2}+Z_{\text{н}2})}{E_{\omega 2}\ell_{\text{д}2}F_2(\theta,\varphi)}. \tag{4.7}$$

Так как антенны выбраны независимо и произвольно, то отношение (4.7) должно быть равно некоторой константе:

$$\frac{I_{\text{пр}}(Z_a+Z_{\text{н}})}{E_{\omega}\ell_{\text{д}}F(\theta,\varphi)}=C. \tag{4.8}$$

Постоянную величину C можно определить, если рассмотреть антенну с известными параметрами, например элементарный вибратор, для которого наводимая ЭДС

$$\mathcal{E}_{\text{пр}}=E_{\omega}\ell_{\text{д}}\sin\theta. \tag{4.9}$$

Сравнивая выражение (4.9) с ЭДС исследуемой приёмной антенны, определяемой как числитель в (4.8), получаем, что $C=1$. Тогда ток в приёмной антенне

$$I_{\text{пр}}=\frac{E_{\omega}\ell_{\text{д}}F(\theta,\varphi)}{Z_a+Z_{\text{н}}}. \tag{4.10}$$

Выражение (4.10) позволяет построить эквивалентную схему приёмной антенны (см. рис. 4.1), в которой ЭДС или электрическое напряжение на входе антенны

$$\mathcal{E}_{\text{пр}}=\ell_{\text{д}}E_{\omega}F(\theta,\varphi). \tag{4.11}$$

В выражениях (4.7)–(4.11) величины $\ell_{\text{д}}$, $F(\theta,\varphi)$ и Z_a представляют собой характеристики приемной антенны, полученные для неё ранее в режиме передачи. Отсюда следует, что, во-первых, ДН приёмной антенны, определяемая как зависимость наводимой ЭДС от направления прихода волны, совпадает с ДН той же антенны в режиме передачи. Во-вторых, внутреннее сопротивление приёмной антенны как генератора равно сопротивлению той же антенны в режиме передачи, где вместо выходного сопротивления передатчика необходимо использовать входное сопротивление приёмника. В-третьих, из формулы (4.11) следует ранее данное определение действующей высоты $\ell_{\text{д}}$ как параметра, связывающего ЭДС приёмной антенны с напряжён-

ностью электрического поля падающей волны в случае её прихода с главного направления $F(\theta_{\text{гл}}, \varphi_{\text{гл}}) = 1$. Численно действующая длина приемной антенны оказывается равной действующей длине той же антенны в режиме передачи.

Формула (4.11) справедлива, если приемная антенна и принимаемая ей волна имеют одну поляризацию. В общем случае, когда поляризация падающей волны не совпадает с поляризацией волны, излучаемой той же антенной в режиме передачи, в выражении (4.11) должно появиться скалярное произведение $(\mathbf{E}_\omega \mathbf{F}(\theta, \varphi))$:

$$\mathcal{E}_{\text{пр}} = \ell_{\text{д}}(\mathbf{E}_\omega \mathbf{F}(\theta, \varphi)). \tag{4.12}$$

Указанная зависимость подчёркивает важность согласования поляризации приёмной антенны с поляризацией падающей на неё волны, которая, вообще говоря, не всегда совпадает с поляризацией передающей антенны.

4.3. Мощность, передаваемая приёмной антенной в нагрузку

Эквивалентная схема приёмной антенны, представленная на рис. 4.1, позволяет определить мощность, передаваемую приёмной антенной в нагрузку (на вход приёмника),

$$P_{\text{н}} = \frac{1}{2} I_{\text{пр}}^2 R_{\text{н}}. \tag{4.13}$$

Подставляя в (4.13) ток приёмной антенны $I_{\text{пр}}$, вычисленный согласно (4.10), можно получить

$$P_{\text{н}} = \frac{E_\omega^2 \ell_{\text{д}}^2 F^2(\theta, \varphi)}{2|Z_a + Z_{\text{н}}|^2} R_{\text{н}}. \tag{4.14}$$

Для характеристики степени согласования антенны и нагрузки вводят *коэффициент согласования*

$$\zeta = \frac{4 R_a R_{\text{н}}}{|Z_a + Z_{\text{н}}|^2}. \tag{4.15}$$

Как видно из (4.15), коэффициент согласования изменяется от нуля до единицы. При полном согласовании, когда $\zeta = 1$, должны выполняться условия:

$$X_{\text{н}} = -X_a \quad \text{и} \quad R_{\text{н}} = R_a, \quad \text{или} \quad Z_{\text{н}} = Z_{\text{а}}^*, \tag{4.16}$$

где * — знак комплексного сопряжения.

Можно показать, что если условия (4.16) выполняются, то при прочих равных условиях выделяемая в нагрузке мощность (4.14) будет максимальной.

Выражение (4.14) с учетом (4.15) можно преобразовать к виду

$$P_{\text{н}} = \frac{E_{\omega}^2}{2Z_c} \frac{Z_c \ell_{\text{д}}^2 F^2(\theta, \varphi)}{4R_a} \zeta, \tag{4.17}$$

где Z_c — волновое сопротивление среды.

Множитель $E_{\omega}^2/(2Z_c)$ представляет собой среднее значение вектора Пойнтинга падающей волны $\Pi_{\text{ср}}$, т. е. количество энергии, переносимой волной через единицу поверхности за 1 секунду. Дробь в формуле (4.17), которая оказывается между этим множителем и коэффициентом согласования, имеет физическое значение *эффективной поглощающей площади приёмной антенны* $S_{\text{эф}}$. С учетом этого (4.17) имеет вид

$$P_{\text{н}} = \Pi_{\text{ср}} S_{\text{эф}} \zeta. \tag{4.18}$$

Исходя из определения КНД и формулы идеальной радиопередачи (1.48), можно получить

$$\ell_{\text{д}}^2 F^2(\theta, \varphi) = \frac{D R_{\Sigma}}{30k^2} = \frac{D R_{\Sigma} \lambda^2}{120\pi^2}. \tag{4.19}$$

Принимая во внимание, что КПД антенны вычисляется по формуле (1.61), выражение (4.17) с учетом (4.19) можно преобразовать к виду

$$P_{\text{н}} = \Pi_{\text{ср}} \eta D \frac{\lambda^2}{4\pi} \zeta. \tag{4.20}$$

Из формул (1.46), (4.18) и (4.20) следует связь между КУ антенны и её эффективной площадью:

$$S_{\text{эф}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} G, \tag{4.21}$$

или

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{эф}}. \tag{4.22}$$

Применительно к антеннам СВЧ, имеющим плоский раскрыв (апертуру) площадью $S_{\text{р}}$,

$$S_{\text{эф}} = g S_{\text{р}}, \tag{4.23}$$

где g — результирующий коэффициент эффективности антенны, зависящий от распределения поля в раскрыве и активных потерь во всей антенне и фидерном тракте.

4.4. Эквивалентная шумовая температура антенны

Для оценки качества радиоприёма кроме мощности сигнала на входе приёмника необходимо иметь представление о мощности помех, создаваемых различными источниками. Эти источники, а соответственно и создаваемые ими помехи, могут быть *внешними* и *внутренними*.

К внешним помехам относятся:

- атмосферные, создаваемые грозами;
- промышленные, создаваемые электроприборами и агрегатами;
- интерференционные, возникающие за счёт сигналов посторонних радиостанций;
- космические, появляющиеся за счёт радиоизлучения Солнца, звёзд и других космических объектов;
- тепловые, создаваемые тепловым излучением Земли, атмосферы, гидрометеоров.

Внутренние помехи создаются тепловым движением электронов во входных цепях приёмника и в антенно-фидерном устройстве.

В диапазонах гектометровых (средних) и мириаметровых (длинных) волн внешние помехи значительно превышают внутренние шумы. Отношение сигнал/шум в этом случае пропорционально КНД антенны и не зависит от её КПД. В связи с этим в этих диапазонах целесообразно увеличивать направленность антенны, не считаясь с некоторым снижением её КПД.

В диапазонах декаметровых (коротких) и более коротких волн внутренние шумы соизмеримы с внешними помехами или несколько превышают их.

Мощность внутренних шумов, например, приёмника определяется по формуле Найквиста

$$P_{\text{ш}} = kTB, \tag{4.24}$$

где $k \approx 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура входных цепей приёмника; B — энергетическая полоса пропускания приёмника.

По аналогии с формулой (4.24) оценивают мощность внешних источников помех, вводя в неё вместо температуры входных цепей T эквивалентную шумовую температуру (ШТ) антенны $T_{\text{а}}$:

$$P_{\text{п}} = kT_{\text{а}}B. \tag{4.25}$$

Эквивалентной шумовой температурой антенны $T_{\text{а}}$ (для

краткости — просто *шумовой температурой антенны*) называется термодинамическая температура сопротивления, равного входному сопротивлению антенны и выделяющего на входе приёмника ту же мощность, что и рассматриваемые источники внешних помех. Величина $T_{\text{а}}$ зависит от *яркостной температуры* источника помех $T_{\text{я}}(\theta, \varphi)$, её распределения в пространстве и от направленных свойств антенны, характеризуемых её КНД:

$$T_{\text{а}} = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} T_{\text{я}}(\theta, \varphi) D(\theta, \varphi) d\Omega. \tag{4.26}$$

Яркостная температура земли приблизительно равна её абсолютной физической температуре (излучение определяется тепловым движением молекул).

Яркостная температура атмосферы зависит от частоты и наличия гидрометеоров, так как её шумовое излучение носит резонансный характер. На рис. 4.3 представлены зависимости яркостной температуры атмосферы $T_{\text{я}}$ от частоты при различных углах возвышения β главного лепестка ДН антенны над горизонтальной плоскостью.

При определении эквивалентной шумовой температуры антенны по (4.26) заметный вклад могут внести составляющие, появляющиеся за счёт приёма шумов по боковым лепесткам. Это объясняется тем, что боковые лепестки могут быть направлены под малыми углами возвышения на поверхность земли. Вклад в эквивалентную температуру каждым боковым лепестком может быть оценен приближенно с помощью соотношения

$$T_{\text{а}\,n} = a_n T_{\text{я}\,n}, \tag{4.27}$$

где a_n — доля мощности, излучаемой в пределах n-го лепестка; $T_{\text{я}\,n}$ — средняя яркостная температура источников шумов в телесном угле, в котором заключён рассматриваемый боковой лепесток.

При использовании (4.27) интеграл в выражении (4.26) заменяется суммой температур, вносимых как главным, так и боковыми лепестками.

Полная шумовая температура слагается из шумовой температуры антенны, определяемой внешними помехами, и из собственной шумовой температуры антенны, определяемой потерями в ней:

$$T_{\text{а полн}} = T_{\text{а}} + T_{\text{п}}. \tag{4.28}$$

Шумовая температура, связанная с потерями, $T_{\text{п}}$ определяется по известному КПД антенны η и её физической температуре T_0:

$$T_{\text{п}} = (1 - \eta) T_0. \tag{4.29}$$

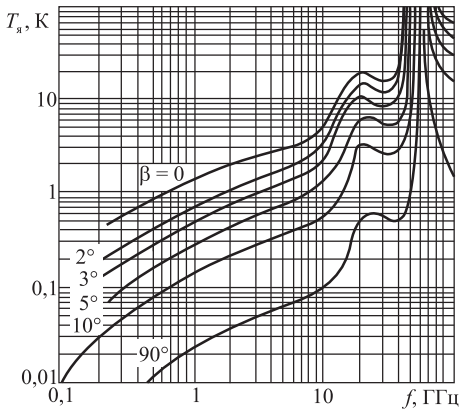


Рис. 4.3. Зависимость яркостной шумовой температуры атмосферы от частоты

В диапазонах СВЧ потери в антенне малы (КПД антенны близок к единице), поэтому можно считать

$$T_{\text{а полн}} \approx T_{\text{а}}.$$

Более точным методом расчёта эквивалентной шумовой температуры антенн является *метод фрагментации окружающего антенну пространства* [22]. Данный метод вместо яркостной ШТ окружающей среды использует её действующее значение, определяемое в той же сферической системе координат, что и ДН антенны. *Действующая шумовая температура* (ДШТ) представляет собой усреднённое значение ШТ окружающей среды для любого из углов отклонения от направления максимума приёма при всех возможных значениях угла вращения выбранного направления относительно направления главного максимума.

Согласно методу фрагментации шумовая температура антенны с осесимметричной ДН определяется по формуле

$$T_{\text{а}} = \frac{G_0}{2}\left[\int_0^{\alpha} T_{\text{а}0}(\alpha,\theta) f^2(\theta)\sin\theta\, d\theta + \right.$$
$$+ \int_{\alpha}^{\pi-\alpha} [T_{\text{в,г}}(\alpha,\theta) + T_{\text{а}1,2}(\alpha,\theta)] f^2(\theta)\sin\theta\, d\theta +$$
$$\left. + \int_{\pi-\alpha}^{\pi} T_{\text{в}0,\text{г}0}(\alpha,\theta) f^2(\theta)\sin\theta\, d\theta \right], \qquad (4.30)$$

где G_0 — коэффициент усиления антенны; α — угол наклона антенны к горизонту (направление максимума ДН); $T_{\text{а}0}(\alpha,\theta)$ и $T_{\text{а}1,2}(\alpha,\theta)$ —

ДШТ атмосферы в секторах $0 < \theta < \alpha$ и $(\pi - \alpha) < \theta < \pi$ соответственно; $T_{\text{в,г}}(\alpha, \theta)$ и $T_{\text{в0,г0}}(\alpha, \theta)$ — ДШТ земной поверхности для вертикальной или горизонтальной составляющих теплового излучения в секторах $\alpha < \theta < (\pi - \alpha)$ и $(\pi - \alpha) < \theta < \pi$ соответственно; $f^2(\theta)$ — нормированная по мощности ДН антенны.

В формуле (4.30) в зависимости от вклада в шумовую температуру того или иного фактора окружающее антенну пространство фрагментировано на три области. Так, первый интеграл определяет вклад в шумовую температуру антенны атмосферы, второй — атмосферы и земной поверхности, третий — только земной поверхности.

Значения ДШТ атмосферы могут быть приближенно определены по формулам:

$$T_{\text{a}0}(\alpha, \theta) = \frac{T_{\text{з}}}{\sqrt{a_{\text{a}}^2 - b_{\text{a}}^2}};$$

$$T_{\text{a}1}(\alpha, \theta) = \frac{2T_{\text{з}}}{\pi\sqrt{a_{\text{a}}^2 - b_{\text{a}}^2}} \operatorname{arctg} C(a_{\text{a}}, b_{\text{a}});$$

$$T_{\text{a}2}(\alpha, \theta) = \frac{T_{\text{з}}}{\pi\sqrt{a_{\text{a}}^2 - b_{\text{a}}^2}} \ln D(a_{\text{a}}, b_{\text{a}}),$$

где

$$a_{\text{a}} = \sin\alpha\cos\theta + \sin p; \quad b_{\text{a}} = \sin\theta\cos\alpha; \quad p = T_{\text{з}}/T_{\text{гор}},$$

$T_{\text{з}}$ и $T_{\text{гор}}$ — яркостная ШТ атмосферы в направлении зенита и горизонта соответственно;

$$C(a_{\text{a}}, b_{\text{a}}) = \frac{\sqrt{a_a^2 - b_{\text{a}}^2}}{a_{\text{a}} + b_{\text{a}}} \sqrt{\frac{\sin(\theta + \alpha)}{\sin(\theta - \alpha)}};$$

$$D(a_{\text{a}}, b_{\text{a}}) = \left| \frac{\sqrt{(a_a^2 - b_{\text{a}}^2)\sin(\theta + \alpha)} + (a_{\text{a}} + b_{\text{a}})\sqrt{\sin(\theta - \alpha)}}{-\sqrt{(a_a^2 - b_{\text{a}}^2)\sin(\theta + \alpha)} + (a_{\text{a}} + b_{\text{a}})\sqrt{\sin(\theta - \alpha)}} \right|.$$

В случае абсолютно черной земной поверхности (густая трава, кустарник, плотный лесной массив и т.д.) ее яркостная шумовая температура равна абсолютной физической температуре T_0. Действующая шумовая температура абсолютно черной земной поверхности не зависит от поляризации и определяется выражениями:

$$T_{\text{в,г}}(\alpha, \theta) = \frac{T_0}{\pi} \arccos[\operatorname{tg}\alpha \operatorname{ctg}\theta];$$

$$T_{\text{в0,г0}}(\alpha, \theta) = T_0.$$

При конкретизации физических условий, т. е. направленных свойств антенны, диапазона рабочих частот, угла наклона антенны к

горизонту, (4.30) позволяет рассчитать ШТ антенны с высокой точностью.

Для характеристики приемных антенн СВЧ, применяемых в системах спутниковой и космической связи, в радиоастрономии пользуются шумовой добротностью.

Шумовой добротностью приемной системы называется выраженное в децибелах отношение коэффициента усиления антенны к шумовой температуре приемной системы, приведенной к выходу антенны,

$$Q = 10 \lg \frac{G}{T_{\text{с}}}, \text{ дБ}/K. \tag{4.31}$$

Шумовую температуру приёмной системы, входящую в (4.31), можно определить по формуле

$$T_{\text{с}} = T_{\text{а}} + T_0 \frac{1 - \eta_{\text{ф}}}{\eta_{\text{ф}}} + \frac{T_{\text{МШУ}}}{\eta_{\text{ф}}}, \tag{4.32}$$

где $T_{\text{МШУ}}$ — шумовая температура малошумящего устройства приёмника; $\eta_{\text{ф}}$ — коэффициент передачи фидера, соединяющего антенну и приёмник.

4.5. Рамочные антенны

Рамочные антенны (рамки) в настоящее время используются гораздо чаще в качестве приёмных. Это связано с двумя их особенностями: наличием в их ДН глубоких и резких минимумов (нулей) и пониженной чувствительностью к атмосферным и промышленным помехам. Направленные свойства рамок используются для определения направления прихода волны (для радиопеленгации), а также для борьбы с помехами. При этом используются главным образом вертикальные рамки.

Пусть имеется приёмная прямоугольная рамка (рис. 4.4), размеры которой d и h малы по сравнению с рабочей длиной волны. Пусть на рамку под углом φ к оси Ox (рис. 4.4,*б*) падает вертикально поляризованная волна, распространяющаяся в горизонтальной плоскости.

Общая ЭДС рамки будет определяться разностью электродвижущих сил, возбуждаемых в вертикальных сторонах рамки, параллельных вектору напряжённости электрического поля падающей волны:

$$E_{\text{р}} = E_1 - E_2 = E_{\omega} h (\mathrm{e}^{0,5jkd\cos\varphi} - \mathrm{e}^{-0,5jkd\cos\varphi}). \tag{4.33}$$

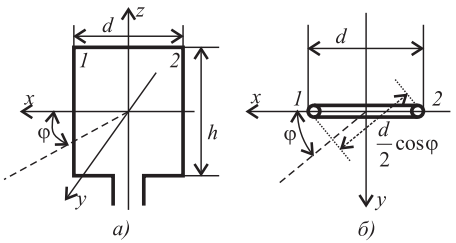


Рис. 4.4. К расчету ЭДС в рамочной антенне

С помощью формул Эйлера выражение (4.33) преобразуется к виду [23]

$$E_{\text{р}} = 2jE_{\omega}h\sin\left(\frac{kd}{2}\cos\varphi\right). \tag{4.34}$$

При условии $d \ll \lambda$ в формуле (4.34) можно использовать приближение $\sin x \approx x$. С учетом этого

$$E_{\text{р}} \approx jE_{\omega}khd\cos\varphi = jE_{\omega}kS_{\text{р}}\cos\varphi, \tag{4.35}$$

где $S_{\text{р}}$ — площадь рамки.

Из формулы (4.35) следует, что ДН рамки в плоскости *Oxy* имеет вид «восьмёрки» (рис. 4.5,*б*):

$$F_{\text{р}}(\varphi) = \cos\varphi,$$

где угол φ отсчитывается от плоскости рамки. При этом в направлениях, перпендикулярных плоскости рамки (вдоль оси *Oy*), ДН имеет глубокие нули (с этих направлений приём радиоволн невозможен).

Сравнивая (4.35) и (4.11), можно обнаружить, что действующая высота рамки прямо пропорциональна её площади:

$$h_{\text{д}} = kS_{\text{р}} = 2\pi S_{\text{р}}/\lambda.$$

Соотношение (4.35) справедливо для малых рамок любой формы (круглые, треугольные и др.).

Для увеличения действующей высоты рамки, следовательно, и ЭДС на её клеммах, можно использовать два способа: во-первых, увеличить число витков, во-вторых, использовать магнитный сердечник. Действующая высота многовитковой рамки прямо пропорциональна числу её витков N:

$$h_{\text{д}} = 2\pi NS_{\text{р}}/\lambda.$$

Увеличение числа витков ограничивается увеличением индуктив-

ности рамки, что влечёт за собой ухудшение условий согласования с входом приёмника. Действующая высота рамки с магнитным сердечником прямо пропорциональна его эквивалентной относительной магнитной проницаемости $\mu_{эф}$:

$$h_д = 2\pi\mu_{эф} N S_р/\lambda.$$

В настоящее время в качестве сердечников часто используют феррит, поэтому рамки с таким сердечником называют *ферритовыми антеннами* (рис. 4.5). Величина $\mu_{эф}$ пропорциональна относительной магнитной проницаемости μ материала, а также зависит от формы сердечника. Дня стержневых сердечников

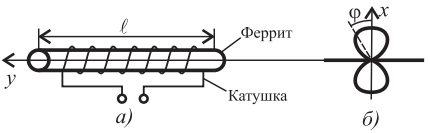


Рис. 4.5. Ферритовая антенна

$$\mu_{эф} \approx \frac{\mu}{1 + (\mu - 1)P},$$

где P — коэффициент размагничивания.

Для длинных стержневых сердечников справедлива эмпирическая зависимость

$$P \approx 0{,}84(d/\ell)^{1{,}7},$$

где ℓ — длина сердечника. Из приведенной формулы видно, что с увеличением отношения ℓ/d величина P приближается к нулю.

Катушки ферритовых антенн из-за нежелательности увеличения индуктивностей и связанных с этим низких добротностей входных резонансных контуров приёмников выполняются обычно намоткой проводов в один слой.

Вопросы к главе 4

1. Какими параметрами характеризуется приёмная антенна?
2. Как связаны характеристики антенны в режиме передачи и в режиме приёма?
3. Каковы условия выделения в нагрузке максимальной мощности, принятой в антенне?
4. Что называют яркостной шумовой температурой окружающей среды?
5. Что называется эквивалентной шумовой температурой антенны и от чего она зависит?
6. Какую форму диаграммы направленности имеет рамочная антенна?
7. От каких параметров зависит действующая высота рамки?
8. Для каких целей применяется рамочная антенна?

ГЛАВА 5
ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ СИСТЕМЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

5.1. Диаграмма направленности системы излучателей. Теорема умножения диаграмм направленности

Достаточно часто направленности и усиления одиночной антенны, например симметричного вибратора, бывает недостаточно. Поэтому во многих случаях используется несколько излучателей, объединенных в одну антенну. Кроме этого, практически любую антенну также можно представить в виде совокупности излучателей. В связи с этим возникает задача исследования характеристик направленности такой системы.

Система из нескольких совместно действующих излучателей называется *антенной решеткой* (АР).

Поле, создаваемое системой из N излучателей, согласно принципу суперпозиции, определяется как геометрическая сумма полей, создаваемых в точке наблюдения каждым из излучателей в отдельности:

$$\mathbf{E}_{\omega N} = \sum_{n=1}^{N} \mathbf{E}_{\omega n}, \tag{5.1}$$

где

$$\mathbf{E}_{\omega n} = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi}\frac{\mathrm{e}^{-jkr_n}}{r_n} A_n \mathbf{F}_n(\theta_n, \varphi_n) \tag{5.2}$$

— поле, создаваемое отдельным n-м излучателем; A_n — комплексная амплитуда тока n-го излучателя; $\mathbf{F}_n(\theta_n, \varphi_n)$ — комплексная векторная ДН n-го излучателя; r_n — расстояние от n-го излучателя до точки наблюдения.

При вычислении поля (5.1) в дальней зоне, когда для всех N излучателей выполняются условия $\rho_n \ll r$, где ρ_n — расстояние от центра системы координат до n-го источника, r — расстояние до точки наблюдения M (рис. 5.1), можно ввести следующие упрощения.

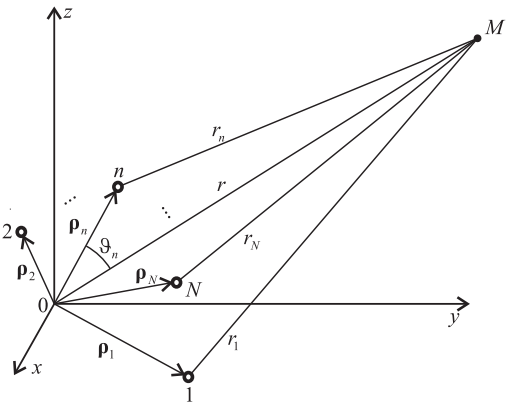


Рис. 5.1. К расчету напряженности поля системы излучателей

В знаменателе (5.2)

$$r_n \approx r, \tag{5.3}$$

В показателе экспоненты

$$kr_n \approx kr - k\rho_n \cos\vartheta_n, \tag{5.4}$$

где ϑ_n — угол между направлением на n-й источник и направлением на точку M.

Расположение каждого излучателя обычно характеризуют радиус-вектором $\boldsymbol{\rho}_n$, длина которого $|\boldsymbol{\rho}_n| = \rho_n$. В этом случае второе слагаемое в выражении (5.4) может быть вычислено как скалярное произведение векторов:

$$k\rho_n \cos\vartheta_n = (\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}_n). \tag{5.5}$$

где $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_r$ — волновой вектор.

С учетом (5.2)–(5.5) выражение (5.1) принимает вид

$$\mathbf{E}_{\omega N} = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r}\sum_{n=1}^{N} A_n \mathbf{F}_n(\theta_n, \varphi_n)\mathrm{e}^{j(\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}_n)}. \tag{5.6}$$

Сравнивая (5.6) и (1.23), можно заключить, что ДН системы излучателей определяется выражением

$$\mathbf{F}_N(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{N} A_n \mathbf{F}_n(\theta_n, \varphi_n)\mathrm{e}^{j(\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}_n)}. \tag{5.7}$$

Поиск результирующего поля по формуле (5.6) упрощается, ес-

ли система состоит из идентичных и одинаково ориентированных в пространстве излучателей. В этом случае

$$\mathbf{F}_n = \mathbf{F}_1; \quad \theta_n = \theta; \quad \varphi_n = \varphi. \tag{5.8}$$

С учетом (5.8) выражение (5.7) можно переписать в виде

$$\mathbf{F}_N(\theta, \varphi) = \mathbf{F}_1(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^{N} A_n e^{j(\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}_n)}. \tag{5.9}$$

Вводя обозначение

$$F_{\text{реш}}(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{N} A_n e^{j(\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}_n)}, \tag{5.10}$$

выражение (5.9) можно представить в виде

$$\mathbf{F}_N(\theta, \varphi) = \mathbf{F}_1(\theta, \varphi) F_{\text{реш}}(\theta, \varphi). \tag{5.11}$$

Формула (5.11) является математической записью одного из фундаментальных законов в теории антенн — *теоремы умножения диаграмм направленности.*

Теорема. Диаграмма направленности решётки идентичных, одинаково возбуждаемых и ориентированных в пространстве излучателей представляет собой произведение ДН одного излучателя на *множитель решётки* (5.10), не зависящий от типа излучателя, а определяемый исключительно геометрией антенной решетки, амплитудами и фазами токов излучателей.

В предположении, что излучатели ненаправленные, из выражения (5.10) можно выявить физический смысл множителя решётки $F_{\text{реш}}(\theta, \varphi)$.

Множитель решётки представляет собой ДН решётки (системы) гипотетических ненаправленных излучателей, расположенных в фазовых центрах реальных излучателей и возбуждаемых так же, как они.

Обычно ДН отдельного излучателя (элемента сложной антенной системы) значительно шире ДН всей антенны, поэтому в основном направленные свойства антенны определяет именно множитель решётки. В связи с этим целесообразно более подробно рассмотреть свойства и параметры решётки ненаправленных излучателей.

В зависимости от геометрии расположения излучателей антенные решетки можно разделить на линейные, дуговые, кольцевые, плоские (прямоугольные, гексагональные и др.), выпуклые (цилиндрические, конические, сферические и др.) и пространственные (объёмные).

Далее основное внимание будет уделено линейным решёткам как основным элементам сложных плоских и объёмных антенных решёток, которые с помощью последовательного применения теоремы умножения ДН могут быть представлены в виде линейных решёток.

5.2. Диаграммы направленности линейных решёток из ненаправленных излучателей

5.2.1. Множитель линейной эквидистантной решетки

Антенная решетка называется линейной, если все её излучатели расположены вдоль одной прямой. Важным частным случаем линейной решетки является *линейная эквидистантная решетка*, в которой соседние излучатели находятся на одинаковом расстоянии d друг от друга (рис. 5.2).

Пусть сдвиг фазы тока между любыми двумя соседними излучателями составляет α. Тогда комплексная амплитуда n-го излучателя

$$A_n = |A_n| \mathrm{e}^{-j(n-1)\alpha}. \tag{5.12}$$

С учетом того, что (см. рис. 5.2)

$$\boldsymbol{\rho}_n = (n-1)d\,\mathbf{e}_z, \quad (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{e}_z) = \cos\theta,$$

множитель решетки (5.10) принимает вид

$$F_{\text{лин.реш}}(\theta) = \sum_{n=1}^{N} |A_n| \mathrm{e}^{j(n-1)(kd\cos\theta - \alpha)} = \sum_{n=1}^{N} |A_n| \mathrm{e}^{j(n-1)\psi}, \tag{5.13}$$

где

$$\psi = kd\cos\theta - \alpha \tag{5.14}$$

— сдвиг фазы между полями, создаваемыми в точке наблюдения M двумя соседними излучателями.

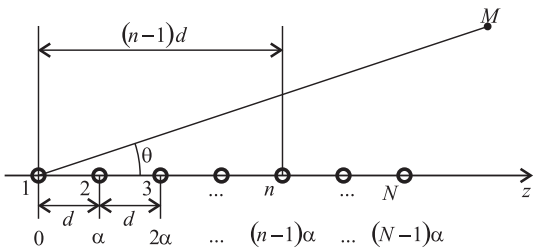


Рис. 5.2. Линейная эквидистантная решетка

В выражении (5.14) первое слагаемое определяется опережением по фазе поля второго излучателя относительно первого, возникающим при распространении волн. Второе слагаемое определяется отставанием по фазе тока, а следовательно, и поля от него в точке наблюдения от второго излучателя относительно поля от первого на угол α.

Распределение амплитуд токов вдоль решетки может быть, вообще говоря, произвольным. Однако на практике обычно встречаются следующие виды распределений:

- равномерное распределение, когда все амплитуды токов возбуждения равны: $|A_n| = |A_1|, n = \overline{1, N}$;
- экспоненциальное распределение, при котором амплитуды изменяются по экспоненте от одного края решетки к другому;
- симметричное, обычно спадающее от центра к краям распределение.

Следует отметить, что амплитудное распределение относительно слабо сказывается на направленных свойствах антенны, особенно на главном лепестке ДН. Поэтому выявление основных направленных свойств линейной решетки проводится для случая равномерного распределения амплитуд. В этом случае в формуле (5.13) можно положить $|A_n| = 1$. С учетом этого

$$F_{\text{равн.реш}}(\theta) = \sum_{n=1}^{N} \mathrm{e}^{j(n-1)\psi}. \tag{5.15}$$

Правая часть выражения (5.15) представляет собой сумму N членов геометрической прогрессии, первый член которой равен $b_1 = 1$, знаменатель прогрессии $q = \mathrm{e}^{j\psi}$.

Используя известную формулу

$$\sum_{n=1}^{N} b_n = \frac{b_1(q^N - 1)}{q - 1},$$

выражение (5.15) можно преобразовать к виду

$$F_{\text{равн.реш}}(\theta) = \frac{\mathrm{e}^{jN\psi} - 1}{\mathrm{e}^{j\psi} - 1} = \mathrm{e}^{j(N-1)\psi/2} \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)}. \tag{5.16}$$

Интерес представляет изменение амплитуды поля, поэтому множитель перед дробью в (5.16) можно опустить:

$$F_{\text{равн.реш}}(\theta) = \frac{\sin(N\psi/2)}{\sin(\psi/2)}. \tag{5.17}$$

Выражение (5.17) описывает ненормированную ДН, максимум ко-

торой достигается при $\psi = 0$ и равен N. Следовательно, нормированная ДН

$$f_{\text{равн.реш}}(\theta) = \frac{\sin(N\psi/2)}{N\sin(\psi/2)}. \tag{5.18}$$

Умножив числитель и знаменатель дроби (5.18) на величину $\psi/2$, нормированную ДН можно представить в виде

$$f_{\text{равн.реш}}(\theta) = \frac{\operatorname{sinc}(N\psi/2)}{\operatorname{sinc}(\psi/2)}, \tag{5.19}$$

где $\operatorname{sinc} x = \sin x/x$.

При расчетах ДН антенн на компьютере выражение (5.19) иногда оказывается предпочтительным по сравнению с (5.18), поскольку имеет меньше неопределенностей.

Функция множителя линейной эквидистантной решётки (5.18) имеет период 2π (рис. 5.3), поэтому для её анализа достаточно ограничиться значениями аргумента в пределах $0 \leqslant \psi \leqslant 2\pi$. На границах этого интервала функция достигает абсолютных максимумов, равных 1.

При значении аргумента

$$\psi_0 = m\frac{2\pi}{N}, \quad m = 1, 2, \ldots, (N-1), \tag{5.20}$$

функция $f_{\text{равн.реш}}(\theta)$, определяющая ДН решетки, обращается в нуль. Число нулей ДН $M_{\text{нулей}} = N - 1$.

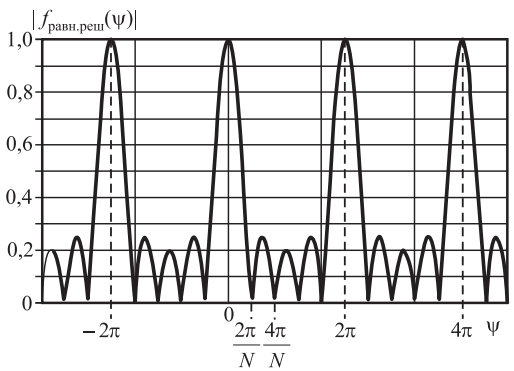


Рис. 5.3. Функция множителя линейной эквидистантной решетки для пяти излучателей

Таблица 5.1

Относительная величина первого бокового лепестка

N	3	4	5	6	7	12	50
$f_{\text{бок.м}}$	0,333	0,271	0,247	0,236	0,229	0,218	0,213

Значения аргумента

$$\psi_{\text{бок.м}} \approx (2m+1)\frac{\pi}{N}, \quad m = 1, 2, \ldots, (N-2),$$

определяют положение максимумов боковых лепестков $f_{\text{равн.реш}}(\psi)$. Первые боковые лепестки при этом являются наибольшими по амплитуде, остальные лепестки уменьшаются по мере удаления от главного. Общее число боковых лепестков $M_{\text{бок.м}} = N - 2$.

Амплитуда первого бокового лепестка, вообще говоря, зависит от числа элементов решетки (табл. 5.1). Однако если N достаточно велико ($N > 10$), то относительный уровень наибольшего бокового лепестка практически не зависит от N и составляет примерно 0,21 ($-13{,}5$ дБ).

Реальной ДН соответствует та часть графика функции (5.18), которая определяет пределы изменения аргумента ψ при изменениях угла θ от нуля до 180°:

$$kd - \alpha \geqslant \psi \geqslant -kd - \alpha. \tag{5.21}$$

Ширина интервала (5.21) равна $2kd$ и не зависит от соотношения между kd и α. Большее практическое значение имеют решётки, у которых в этом интервале находится один главный максимум. Для этого необходимо, но не всегда достаточно, чтобы интервал $2kd$ был меньше 4π, что соответствует $d < \lambda$. Обычно единственный главный максимум соответствует $\psi = 0$, тогда его положение в пространстве определяется из (5.14):

$$\cos\theta_{\text{гл}} = \frac{\alpha}{kd}. \tag{5.22}$$

В зависимости от соотношения kd и α выделяют пять основных режимов работы и, соответственно, типов линейных эквидистантных АР: режим нормального излучения (синфазная решетка), режим наклонного излучения, режим осевого излучения, режимы обратного наклонного и осевого излучений.

5.2.2. Режим нормального излучения

При $\alpha = 0$ интервал изменения ψ множителя решётки оказывается симметричен относительно нулевого значения (рис. 5.4), а главный

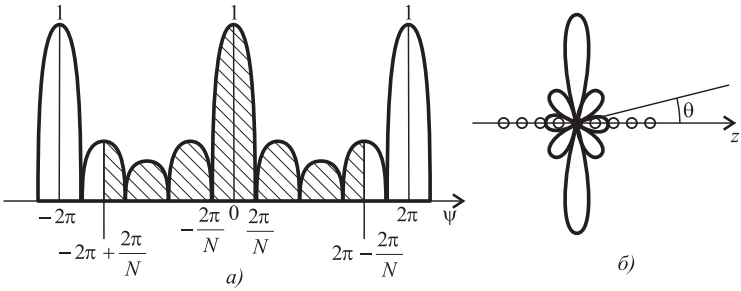


Рис. 5.4. Диаграмма направленности решетки нормального излучения

максимум — перпендикулярен оси решётки: $\theta_{\text{гл}} = \pi/2$. Такой режим называют *режимом нормального излучения*. Поскольку в этом режиме все элементы решетки излучают в фазе, говорят о *синфазной решетке*.

Значение $kd = 2\pi d/\lambda$ выбирается так, чтобы интервал изменения аргумента не захватывал главных максимумов, симметрично расположенных на значениях $\psi = \pm 2\pi$, для этого необходимо соблюсти условие (рис. 5.4,*а*)

$$\frac{d}{\lambda} \leqslant 1 - \frac{1}{N}. \tag{5.23}$$

Ширина ДН по уровню половинной мощности

$$2\Delta\theta^{\circ}_{0,5} = (60...51^{\circ})\frac{\lambda}{Nd}, \tag{5.24}$$

причём константа 60° относится к решёткам с $N = 2$, 51° — к решёткам с $N \to \infty$.

5.2.3. Режим наклонного излучения

При фазовом сдвиге $0 < \alpha < kd$ интервал изменения ψ сдвигается в сторону отрицательных значений (рис. 5.5). Полученная система носит название р*ешётки с наклонным излучением* или *фазированной антенной решётки* (ФАР).

Условие получения одного главного максимума реализуется при выполнении неравенств

$$-kd - \alpha > -2\pi, \quad kd + \alpha < 2\pi, \tag{5.25}$$

которые выполняются для всех $\alpha < kd$ при $d \leqslant \lambda/2$.

Направление главного излучения определяется соотношением (5.22). При возбуждении АР от питающей линии $\alpha = \beta d$, β — коэффи-

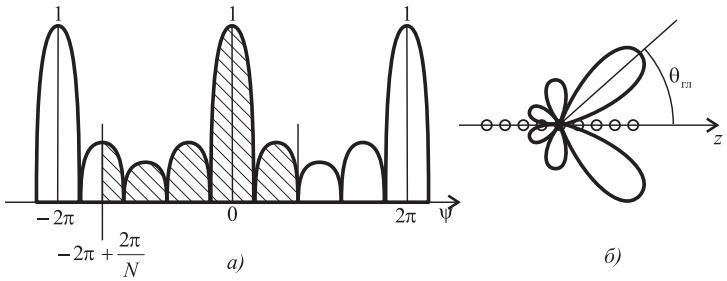


Рис. 5.5. Диаграмма направленности решетки наклонного излучения

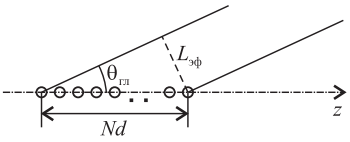


Рис. 5.6. К расчету эффективной длины решетки

циент распространения в питающей линии. С учетом этого

$$\cos\theta_{\text{гл}} = \beta/k = \lambda/\Lambda, \qquad (5.26)$$

где Λ — длина волны в питающей линии.

Ширина ДН определяется формулой (5.24), куда вместо длины решётки Nd необходимо подставить её эффективное значение (рис. 5.6)

$$L_{\text{эф}} = Nd\sin\theta_{\text{гл}}. \qquad (5.27)$$

Из формулы (5.27) следует, что при отклонении от нормали к оси решётки главный лепесток расширяется, поскольку эффективный размер решётки, его определяющий, при этом уменьшается.

5.2.4. Режим осевого излучения

Решётка, для которой выполняется условие $\alpha = kd$, называется *решёткой осевого излучения*. Правая граница интервала изменения ψ определяется значением $\psi = 0$ (рис. 5.7,*а*). Условие (5.25) выполняется при $d < \lambda/2$; обычно в решётках осевого излучения берут $d \approx 0{,}25\lambda$.

Главный максимум направлен вдоль оси решётки (рис. 5.7,*б*). Ширина главного лепестка ДН

$$2\Delta\theta^{\circ}_{0,5} \approx 108^{\circ}\sqrt{\lambda/L}, \qquad (5.28)$$

где $L = Nd$ — длина антенной решетки.

Согласно (5.28) при прочих равных условиях главный лепесток АР осевого излучения значительно шире, чем у синфазной антенны такой же длины. Объясняется это тем, что при малых θ функция $\cos\theta$

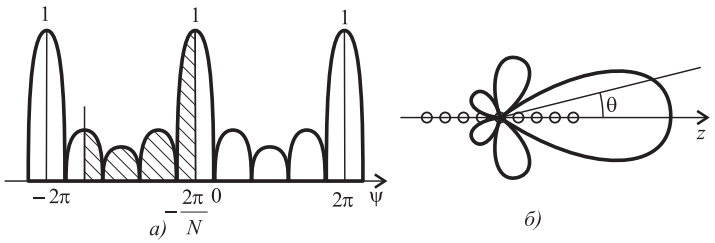


Рис. 5.7. Диаграмма направленности решетки осевого излучения

меняется медленно, следовательно, фазы полей от соседних излучателей (слагаемое $kd\cos\theta$) отличаются мало.

Максимальный КНД в антеннах осевого излучения

$$D_0 \approx 4L/\lambda. \tag{5.29}$$

5.2.5. Оптимальные решётки осевого излучения

Сужение главного лепестка и, следовательно, заметное увеличение КНД может быть реализовано при сохранении линейных размеров решётки, если несколько увеличить сдвиг фаз токов α между соседними излучателями. При таком увеличении для $\alpha > kd$ правая граница интервала изменения ψ смещается влево, отсекая часть главного лепестка (рис. 5.8). При этом несколько снижается напряжённость поля в главном направлении, но это уменьшение незначительно. Оно начинает заметно сказываться при переходе через границу, определяемую половиной ширины главного лепестка диаграммы по нулевому уровню.

Существует оптимальный сдвиг фаз $\alpha_{\text{опт}}$, при котором КНД антенны достигает максимума. Правая граница интервала ψ при этом оказывается на границе $\psi = -\pi/N$ (рис. 5.8), т. е.

$$kd - \alpha_{\text{опт}} = kd - \beta_{\text{опт}} d = -\frac{\pi}{N}, \tag{5.30}$$

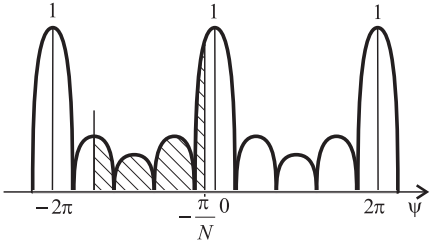


Рис. 5.8. Множитель оптимальной решетки

что эквивалентно соотношению

$$\beta_{\text{экв}} L - kL = \pi. \tag{5.31}$$

Таким образом, в оптимальном режиме поля от излучателей на оси антенны в дальней зоне складываются с небольшим π/N сдвигом по фазе. Поля крайних излучателей при этом оказываются противофазными.

Ширина главного лепестка ДН оптимальной АР осевого излучения по уровню половинной мощности определяется соотношением

$$2\Delta\theta^{\circ}_{0,5} \approx 63^{\circ}\sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \tag{5.32}$$

КНД такой решётки в главном направлении

$$D_0 = \frac{8L}{\lambda}. \tag{5.33}$$

5.2.6. Режим обратного осевого излучения

При дальнейшем увеличении α левая граница интервала изменения ψ входит в пределы главного лепестка с максимумом на $\psi = -2\pi$. Главный максимум ДН будет направлен при этом под углом $\theta_{\text{гл}} = 180^{\circ}$, т. е. вдоль оси решётки обратного направления (рис. 5.9).

Так же, как в решетке осевого излучения, для обеспечения наличия в ДН одного главного лепестка расстояние между излучателями d должно быть меньше половины длины волны. Точно так же здесь можно установить границу интервала изменения ψ так, чтобы несколько увеличить КНД (рис. 5.9,*а*). Его величина и ширина ДН может быть определена по формулам (5.33) и (5.32) соответственно.

В отличие от решётки осевого излучения здесь $\alpha > kd$, т. е. $\beta_{\text{экв}} \gg k$. Это эквивалентно тому, что возбуждение излучателей должно производиться с большим замедлением, что затрудняет реализацию таких решёток.

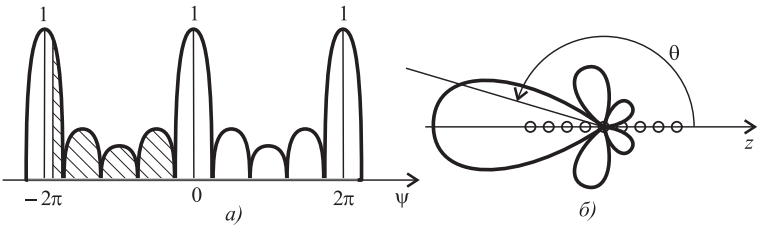


Рис. 5.9. Диаграмма направленности решетки обратного осевого излучения

5.2.7. Режим обратного наклонного излучения

Если α станет ещё больше ($\alpha \gg kd$, $\beta_{\text{экв}} \gg k$), то левая граница перемещается за главный максимум на $\psi = 2\pi$ (рис. 5.10,*а*). В пространстве главный лепесток будет отклонён от оси решётки на угол, лежащий в пределах $90^\circ < \theta_{\text{гл}} < 180^\circ$ (рис. 5.10,*б*). В этом случае возбуждение излучателей должно производиться от линии с ещё большим замедлением, что делает подобные решетки малоэффективными.

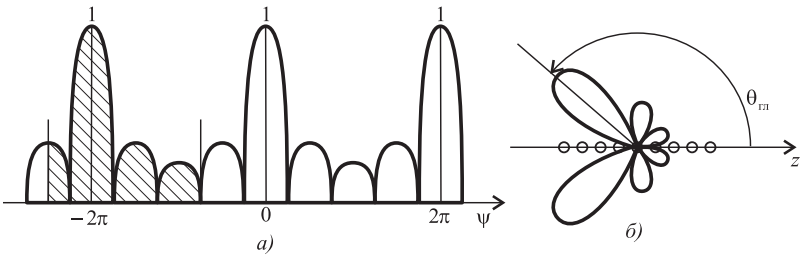


Рис. 5.10. Диаграмма направленности решетки обратного наклонного излучения

5.2.8. Линейная непрерывная система

От линейной эквидистантной решётки можно перейти к *линейной непрерывной излучающей системе*. Для этого необходимо устремить $N \to \infty$ и $d \to 0$ так, чтобы их произведение, т. е. длина решётки, оставалось постоянной: $Nd = L = \text{const}$.

В предположении, что возбуждающий ток распространяется вдоль оси решётки с коэффициентом распространения β,

$$\alpha = \beta d,$$

аргумент (5.14) приобретает вид

$$\psi = d(k\cos\theta - \beta).$$

Отсюда видно, что при $d \to 0$ аргумент $\psi \to 0$. В связи с этим можно использовать приближение

$$\sin\frac{\psi}{2} \approx \frac{\psi}{2}.$$

С учетом сказанного ДН линейной непрерывной системы (множитель решётки) приобретает следующий вид:

$$f_{\text{непр.реш}}(\theta) = \lim_{\substack{N\to\infty \\ d\to 0}} f_{\text{равн.реш}}(\theta) = \frac{\sin[Nd(k\cos\theta - \beta)/2]}{Nd(k\cos\theta - \beta)/2}. \qquad (5.34)$$

Вводя обозначение

$$\frac{kL}{2}\left(\frac{\beta}{k}-\cos\theta\right)=\xi, \tag{5.35}$$

выражение (5.34) можно представить в виде

$$f_{\text{непр.реш}}(\theta)=\frac{\sin\xi}{\xi}=\operatorname{sinc}\,\xi. \tag{5.36}$$

Функция (5.36) имеет один главный максимум, а уровень первого (максимального) бокового лепестка равен 0,212 ($-13{,}5$ дБ).

5.2.9. Неэквидистантные линейные решетки

При разработке АР большого размера возникают трудности, связанные с резким усложнением конструкции при возрастании числа излучателей. Эти трудности преодолеваются путем использования так называемых *неэквидистантных* решеток, т. е. решеток с неодинаковыми расстояниями между элементами.

При неэквидистантном размещении элементов устраняется периодичность множителя решетки относительно координаты ψ, благодаря чему ликвидируются (или значительно уменьшаются по величине) главные дифракционные максимумы высших порядков. Поэтому можно сократить число излучателей без существенного расширения главного лепестка и увеличения УБЛ; управлять уровнем боковых лепестков в различных секторах ДН; упростить схему возбуждения элементов решетки.

При исследовании неэквидистантных АР решаются прямая и обратная задачи. В первом случае рассчитываются ДН по известному закону расположения элементов АР. Для этого обычно используется общая формула вида (5.10), вычисление по которой ведется с помощью ЭВМ.

Решение обратной задачи связано с нахождением оптимального (или квазиоптимального) размещения элементов с учетом некоторых заданных условий. Ряд методов решения обратной задачи рассмотрен в [24, 25].

5.3. Линейные решётки с неравномерным амплитудным распределением

Равномерные АР обладают довольно высокими уровнями излучения в области боковых лепестков диаграммы. Одним из способов его уменьшения является переход к неравномерному — спадающему от

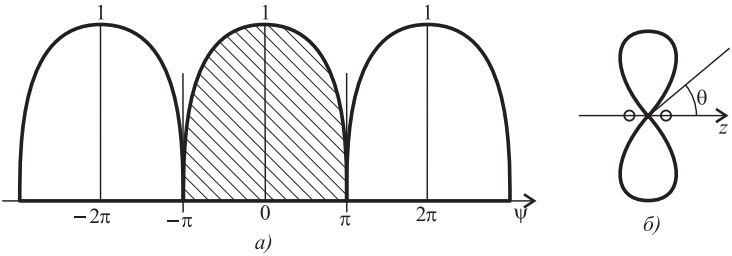


Рис. 5.11. Диаграмма направленности двухэлементной антенной решетки

центра к краям решётки — амплитудному распределению. При этом имеется возможность создать такое амплитудное распределение, при котором боковых лепестков в диаграмме вообще не будет. Для изучения особенностей такого распределения можно рассмотреть двухэлементную решётку. Функция множителя решётки (5.18) при $N = 2$ принимает вид

$$f_2(\theta) = \cos(\psi/2), \tag{5.37}$$

где ψ по-прежнему определяется (5.14). График функции $|f_2(\theta)|$ приведён на рис. 5.11,*а*.

Для синфазной двухэлементной решётки ($\alpha = 0$, $\psi = kd\cos\theta$) можно выбрать расстояние между излучателями d так, чтобы в ДН был только один главный лепесток (заштрихованная область функции на рис. 5.11,*а*). Тогда из условия определения фазы в направлении нуля (5.20)

$$\psi_0 = kd = \pi. \tag{5.38}$$

Из равенства (5.38) можно получить $d = \lambda/2$ и множитель решётки

$$f_2(\theta) = \cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right). \tag{5.39}$$

В пространстве диаграмма направленности (5.39) представляет собой сплюснутый тороид (рис. 5.11,*б*).

Для реализации более узкой ДН в решётке необходимо ненаправленный излучатель заменить направленным, состоящим из двух ненаправленных (рис. 5.12). При этом фактически образуется трехэлементная решётка с удвоенной амплитудой тока в среднем излучателе. Её ДН, согласно теореме умножения ДН, описывается выражением (5.39), возведён-

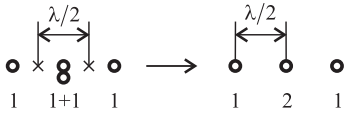


Рис. 5.12. Формирование трехэлементной решетки

Таблица 5.2

Биномиальное распределение амплитуд

N															
1							1								
2						1		1							
3					1		2		1						
4				1		3		3		1					
5			1		4		6		4		1				
6		1		5		10		10		5		1			
7	1		6		15		20		15		6		1		
...	...	–	...	–	...	–	...	–	...	–	...	–	...	–	

ным в квадрат, т. е. имеет вид

$$f_3(\theta) = \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right).$$

Аналогично можно образовать трехэлементную решётку из двухэлементных излучателей и подойти к четырехэлементной АР с отношением амплитуд токов 1, 3, 3, 1 и ДН вида

$$f_4(\theta) = \cos^3\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right).$$

Рекуррентно продолжая процесс, можно построить решетку с любым числом излучателей N такую, что её ДН не будет иметь боковых лепестков. Амплитуды токов в такой решетке относятся как биномиальные коэффициенты, сведённые в соответствующую строку пирамиду Паскаля (табл. 5.2), а ДН определяется выражением вида

$$f_N(\theta) = \cos^{N-1}\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right). \qquad (5.40)$$

Таким образом, любая линейная АР с биномиальным распределением амплитуд токов обладает ДН без боковых лепестков. Однако так называемые биномиальные АР не получили заметного распространения на практике из-за слабого возбуждения крайних излучателей и нерационального использования пространства, занимаемого решёткой.

Исследования американского инженера Дольфа [26] показали, что между двумя крайними случаями — равномерной и биномиальной АР — можно найти оптимальное компромиссное решение. Диаграмма направленности решётки с таким распределением обладает наименьшим уровнем боковых лепестков при заданной ширине главного лепестка или, наоборот, наименьшей шириной главного лепестка при заданном уровне боковых лепестков. Диаграммы направленности оптимальных решёток описываются полиномами Чебышева и имеют практически одинаковые по уровню боковые лепестки (рис. 5.13). Соответствующее распределение амплитуд токов в излучателях оптимальной решетки имеет некоторое увеличение к краю антенны (рис. 5.14).

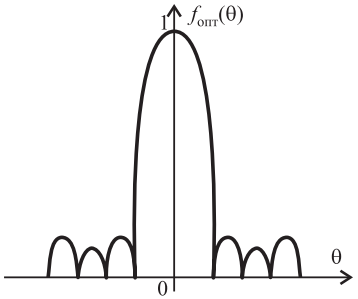


Рис. 5.13. Диаграмма направленности оптимальной решетки

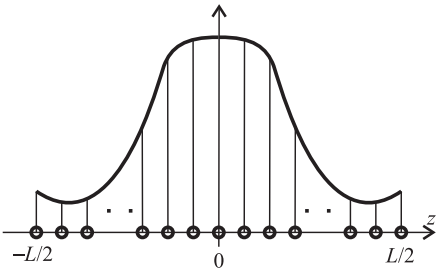


Рис. 5.14. Распределение амплитуд в оптимальной решетке

Таблица 5.3

Коэффициенты расширения главного лепестка

$\xi_{\text{б.л}}^{\text{дБ}}$	-10	-20	-30	-40
$K_{0,5}^{\circ}$	66°	109°	150°	191°

Распределение в оптимальной решетке определяется по заданному уровню боковых лепестков $\xi_{\text{б.л}}$ или ширине диаграммы направленности $2\Delta\theta_{0,5}$. При этом имеет место общая закономерность: чем ниже уровень боковых лепестков, тем шире главный лепесток. Например, для решетки длиной $L = Nd = 24\lambda$ ширина главного лепестка

$$2\Delta\theta_{0,5}^{\circ} = K_{0,5}^{\circ}\lambda/L,$$

где $K_{0,5}^{\circ}$ — коэффициент, определяемый из табл. 5.3 по заданному уровню боковых лепестков.

Таким образом, снижение уровня боковых лепестков достигается ценой расширения главного лепестка, следовательно, ценой уменьшения КНД антенны. При сохранении неизменной ширины ДН на данной частоте приходится удлинять антенну. Так, при необходимости снизить уровень боковых лепестков с -10 до -40 дБ с сохранением прежней ширины главного лепестка длину антенны нужно увеличить почти в 4 раза.

Реализация оптимальных распределений токов ведёт также к увеличению потерь в системе питания. Поэтому на практике применяют синфазные неэквидистантные решётки с равными амплитудами токов в излучателях (рис. 5.15).

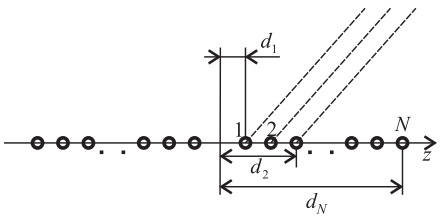


Рис. 5.15. Неэквидистантная антенная решетка

Комбинацией поля симметрично расположенных излучателей можно получить ДН решётки, описываемую суммой косинусов,

$$F(\theta) = \sum_{n=1}^{N} \cos(k d_n \cos\theta).$$

При сохранении общего усреднённого расстояния между излучателями $d_{\text{ср}} = \lambda/2$ можно подобрать такое размещение элементов в решётке, которое будет эквивалентно Дольф-Чебышевскому амплитудному распределению.

Неэквидистантное расположение позволяет при выборе $d_{\text{ср}} > \lambda$ заметно уменьшить количество излучателей. При этом в ДН можно избежать появления вторичных главных максимумов, однако КНД антенны уменьшается пропорционально уменьшению числа излучателей.

5.4. Кольцевые антенные решетки

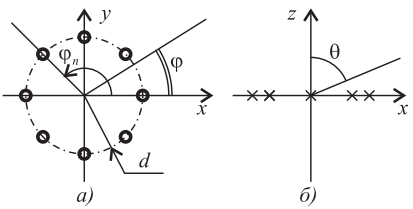


Рис. 5.16. Кольцевая антенная решетка

Кольцевые антенные решетки, выполненные из равномерно расположенных по окружности излучателей (рис. 5.16,*а*), применяются в основном в качестве приемных антенн для радиосвязи. Используются решетки из одного или нескольких концентрических колец. Кольцевые решетки позволяют сформировать несколько независимых управляемых или неуправляемых ДН для приёма сигналов, приходящих с любого азимутального направления в пределах 360°.

Диаграмма направленности кольцевой решетки из ненаправленных излучателей (множитель решетки) определяется выражением [5, 24]

$$F_N(\theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{N} I_n \exp\{-j[\psi_n - kd\sin\theta\cos(\varphi-\varphi_n)]\}, \qquad (5.41)$$

где N — число излучателей в решетке; I_n — амплитуда тока в n-м излучателе; ψ_n — фаза тока в n-м излучателе; d — радиус кольца; $\varphi_n = 2\pi n/N$ — азимутальный угол, определяющий положение n-го излучателя.

Если все излучатели сфазированы в направлении (θ_0, φ_0), т. е.

$$\psi_n = kd \sin\theta_0 \cos(\varphi_0 - \varphi_n),$$

а решетка является равномерно возбуждаемой ($I_n = 1$), то с учетом обозначений

$$\rho = d\sqrt{(\sin\theta\cos\varphi - \sin\theta_0\cos\varphi_0)^2 + (\sin\theta\sin\varphi - \sin\theta_0\sin\varphi_0)^2};$$

$$\cos\xi = \frac{d}{\rho}(\sin\theta\cos\varphi - \sin\theta_0\cos\varphi_0),$$

из (5.41) можно получить

$$F_N(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{N} \exp\{jk\rho\cos(\xi - \varphi_n)\}. \tag{5.42}$$

Используя известное соотношение [27]

$$\exp\{jk\rho\cos(\xi - \varphi_n)\} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} j^p J_p(k\rho) e^{jp(\xi - \varphi_n)},$$

где $J_p(x)$ — функция Бесселя порядка p, выражение (5.42) можно преобразовать к виду

$$F_N(\theta, \varphi) = N\left[J_0(k\rho) + 2\sum_{m=1}^{\infty} j^{mN} J_{mN}(k\rho)\cos(mN\xi)\right]. \tag{5.43}$$

При выводе формулы (5.43) после изменения порядка суммирования было учтено, что при значениях p, не кратных N, суммирование по n дает нуль, а при $p = mN$ $(m = 0, \pm1, \pm2\ldots)$ суммирование по n дает $Nj^{mN}J_{mN}(k\rho)e^{jmN\xi}$.

Членами, стоящими в выражении (5.43) под знаком суммы, можно пренебречь, если N достаточно велико, настолько, что порядок функции Бесселя больше её аргумента. Поскольку максимальное значение $\rho \approx 2d$, стоящими под знаком суммы членами можно пренебречь при расстояниях между элементами решетки, меньших $\lambda/2$. При больших значениях расстояния в ДН появляются побочные максимумы, связанные с отброшенными членами.

Ширина ДН по нулям в горизонтальной плоскости $2\Delta\varphi_0$ определяется из соотношения

$$\sin\frac{\Delta\varphi_0}{2} \approx 0,19\frac{\lambda}{d} \quad \text{или} \quad 2\Delta\varphi_0^\circ \approx 43^\circ\frac{\lambda}{d},$$

уровень первого лепестка составляет 0,4 (-8 дБ).

Основным недостатком однокольцевых антенн является высокий уровень боковых лепестков. Снижение уровня лепестков возможно за счет неравномерного амплитудного распределения токов в элементах решетки, однако это приводит к усложнению схемы формирования ДН.

Уменьшенный уровень боковых лепестков можно получить, используя многокольцевые решетки. Результирующее поле, создаваемое такой решеткой, равно сумме полей каждого кольца. Поля колец должны быть сфазированы таким образом, чтобы в направлении максимума ДН они складывались синфазно. При достаточно плотном расположении излучателей в каждом кольце

$$F_{\text{реш}}(\theta, \varphi) = \sum_{m=1}^{M} I_m N_m J_0(k\rho_m),$$

где I_m — амплитуда тока в излучателях m-го кольца; N_m — число излучателе в m-м кольце; ρ_m — приведенный радиус, пропорциональный радиусу d_m m-го кольца.

Вопросы к главе 5

1. Объясните физический смысл теоремы умножения диаграмм направленности.
2. Что такое эквидистантная линейная решётка излучателей?
3. Назовите основные режимы работы линейной антенной решетки.
4. Какие из режимов работы антенной решетки нашли применение на практике?
5. Что происходит с уровнем боковых лепестков диаграммы направленности антенной решетки при увеличении количества излучателей?
6. Укажите способ уменьшения уровня боковых лепестков антенной решетки.
7. Как зависит ширина главного лепестка от вида амплитудного распределения?
8. Можно ли спроектировать антенную решетку, диаграмма направленности которой лишена боковых лепестков?
9. Что такое кольцевая антенная решетка?
10. Как можно уменьшить уровень боковых лепестков в кольцевой антенной решетке?

ГЛАВА 6
МНОГОВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ

6.1. Двухвибраторные антенны

Исследование свойств многовибраторных антенн целесообразно начинать с простейшей двухвибраторной антенны, обеспечивающей однонаправленное излучение (рис. 6.1). Такую антенну часто называют системой *вибратор-рефлектор* или *вибратор-директор* (в зависимости от того, какой элемент считается опорным). Если опорный элемент «В» находится со стороны направления максимального излучения (как на рис. 6.1,*а*), то оставшийся элемент называется *рефлектором* (отражателем), в противном случае — *директором*. Для определенности дальнейшие рассуждения проводятся для системы вибратор-рефлектор.

С учётом свойств функции (5.18), характеризующей направленные свойства двухэлементной антенной решётки, определяются пара-

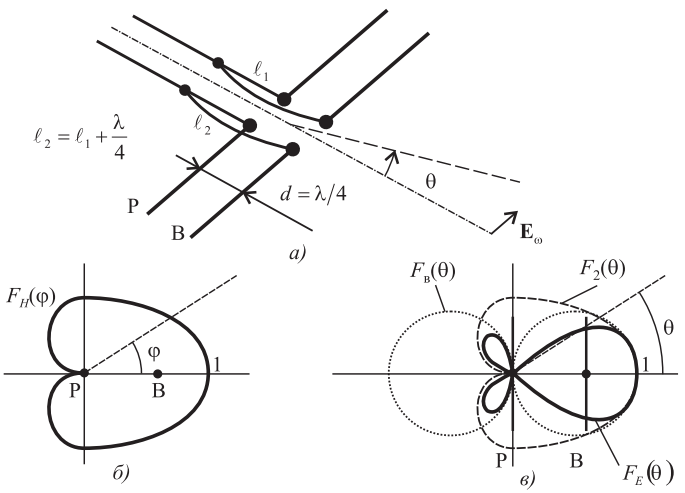


Рис. 6.1. Система вибратор-рефлектор

метры указанной системы $d = \lambda/4$ и $\alpha = \pi/2$. Следовательно, вибратор должен быть помещён на расстоянии четверти длины волны от рефлектора, а его ток должен отставать по фазе от тока в рефлекторе на 90° (или, другими словами, ток в рефлекторе должен опережать ток в вибраторе на 90°). Последнее обеспечивается использованием различных длин питающих линий (рис. 6.1,*а*):

$$\ell_2 = \ell_1 + \lambda/4. \tag{6.1}$$

Диаграмма направленности системы вибратор-рефлектор в плоскости, перпендикулярной их осям, где вибраторы имеют ненаправленное излучение, имеет вид кардиоиды (рис. 6.1,*б*). Она описывается функцией (5.18) после подстановки в неё соотношений (6.1)

$$F_H(\varphi) = F_2(\varphi) = \cos\left[\frac{\pi}{4}(1 - \cos\varphi)\right]. \tag{6.2}$$

Диаграмма направленности $F_E(\theta)$ системы вибратор-рефлектор в плоскости, проходящей через оси вибраторов, по теореме умножения ДН, является произведением ДН одного излучателя (вибратора) $F_{\text{в}}(\theta)$ на множитель решетки $F_2(\theta)$:

$$F_E(\theta) = F_2(\theta)F_{\text{в}}(\theta) = \cos\left[\frac{\pi}{4}(1 - \cos\varphi)\right]\frac{\cos[(\pi/2)\sin\theta)]}{\cos\theta}. \tag{6.3}$$

Множитель решётки в данном случае совпадает с выражением для ДН системы ненаправленных излучателей (6.2) в плоскости, перпендикулярной осям вибраторов, при замене φ на θ. График диаграммы направленности (6.3) показан на рис. 6.1,*в*.

Наличие рефлектора слабо сказывается на излучении в переднее $(0 \leqslant \theta \leqslant \pi/2)$ полупространство, однако почти полностью устраняет излучение в заднее $(\pi/2 \leqslant \theta \leqslant \pi)$ полупространство и, таким образом, создаёт однонаправленное излучение. Это свойство служит причиной широкого применения системы вибратор-рефлектор в качестве элемента различных типов многовибраторных антенн.

Кроме рассмотренного активного (т. е. питаемого током) рефлектора, в системе можно использовать пассивный рефлектор, ток в котором возбуждается полем активного вибратора. Для создания требуемого соотношения фаз (опережения по фазе) входное сопротивление рефлектора должно носить *индуктивный* характер, и, следовательно, его длина должна быть несколько больше половины длины волны (рис. 6.2,*а*).

При этом индуктивном характере входного сопротивления рефлектора наведенный в нем ток отстает по фазе от тока в активном вибраторе на 270°, что эквивалентно опережению фазы на 90°.

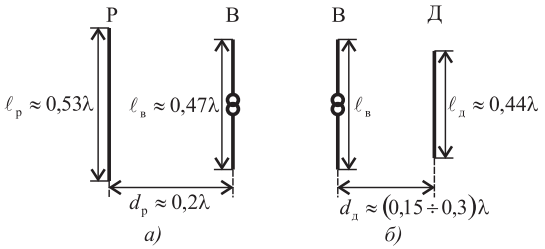


Рис. 6.2. Системы с пассивным рефлектором и директором

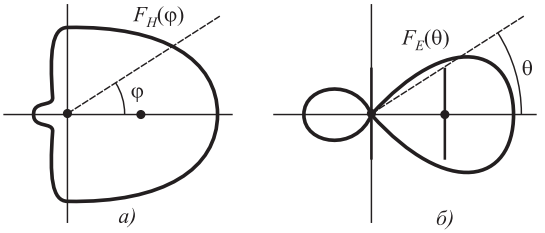


Рис. 6.3. Диаграмма направленности антенны с пассивным элементом

Особенностью такой системы из двух вибраторов является характер её ДН в задней полусфере: излучение хотя и невелико, но ДН не имеет чёткого нуля (рис. 6.3).

Вместо системы вибратор-рефлектор может быть рассмотрена система вибратор-директор. Очевидно, что ток в директоре должен отставать по фазе от тока в вибраторе на 90°. В случае пассивного директора его входное сопротивление должно носить *ёмкостный* характер, а его длина должна быть несколько *меньше* половины длины волны (рис. 6.2,*б*). ДН системы вибратор-директор аналогична ДН системы вибратор-рефлектор (см. рис. 6.3).

6.2. Антенна типа «волновой канал»

С помощью одного рефлектора или одного директора значительного увеличения направленности добиться невозможно. Для решения этой проблемы используются многовибраторные антенны. Простейшей из них является антенна типа «*волновой канал*» (*директорная антенна*), состоящая из активного вибратора и пассивных элементов: рефлектора и нескольких директоров (рис. 6.4). Антенна «волновой канал» была изобретена в 1926 году японским инженером Синтаро Удо в сотрудничестве с Хидэцугу Яги [28, 29]. Поэтому такую антенну часто называют *антенной Уда–Яги*.

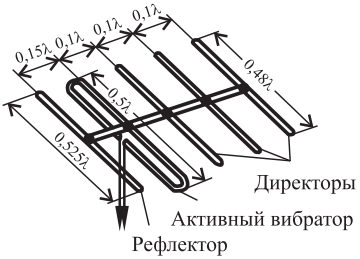


Рис. 6.4. Антенна «волновой канал»

Принцип действия антенны типа «волновой канал» удобно рассматривать на примере конструкции, состоящей из трёх элементов: активного вибратора, рефлектора и директора (рис. 6.5,*а*). Эта антенна является объединением в единое целое двух схем: вибратор-рефлектор и вибратор-директор. Главный лепесток ДН при этом (по сравнению с каждой из схем в отдельности) имеет несколько меньшую ширину, уровень заднего излучения также уменьшается.

Дальнейшее увеличение направленности излучения достигается за счет наращивания числа директоров (рис. 6.5,*б*). Такая система является антенной осевого излучения, и её параметры определяются длиной антенны L/λ:

$$2\Delta\theta_{0,5} \approx (51...63^\circ)\sqrt{\lambda/L}; \tag{6.4}$$

$$D \approx (6...10)L/\lambda. \tag{6.5}$$

В формулах (6.4) и (6.5) меньшие значения численных коэффициентов следует использовать для относительно длинных антенн, когда $L/\lambda \geqslant 2$, большие — для коротких антенн с длиной $L/\lambda \leqslant 1$.

Диаграмма направленности одного из вариантов антенны «волновой канал» приведена на рис. 6.6.

В связи с тем, что рефлектор и директоры являются пассивными элементами, влияние активного вибратора на них будет тем меньше, чем дальше от него они расположены. Поэтому с увеличением числа директоров рост коэффициента усиления замедляется. Для рефлектора эффект ослабления действия дополнительных элементов выражен гораздо сильнее, поэтому более одного рефлектора применяют достаточно редко. Вместо этого рефлектор иногда выполняют из нескольких параллельных вибраторов (рис. 6.7).

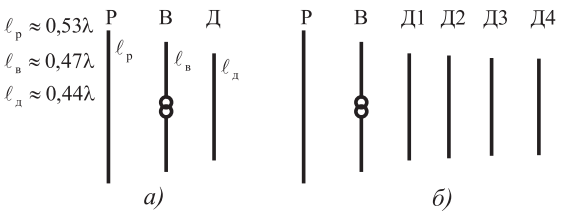


Рис. 6.5. Схема антенны «волновой канал»

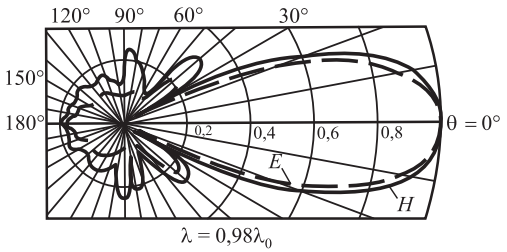


Рис. 6.6. Диаграмма направленности антенны «волновой канал» в E-плоскости

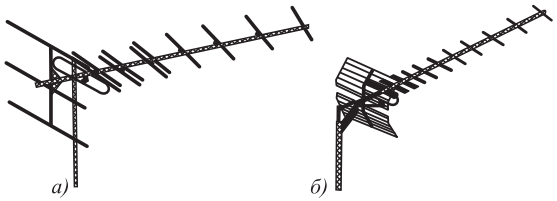


Рис. 6.7. Варианты рефлекторов антенны «волновой канал»

Расстояние между активным вибратором и рефлектором обычно берется равным $(0,15...0,25)\lambda$. Первый директор обычно отстоит от активного вибратора на $(0,1...0,35)\lambda$. Такое же расстояние выбирается между последующими директорами. Иногда для расширения диапазона рабочих частот первый директор устанавливают на малом (около $0{,}05\lambda$) расстоянии от активного вибратора.

Длина активного вибратора выбирается из условия минимизации (по модулю) реактивной составляющей входного сопротивления (с учетом наведенных сопротивлений). Длины рефлектора и директоров отличаются от длины активного вибратора примерно на 5...10 % в сторону удлинения и укорочения соответственно.

С целью уменьшения боковых лепестков и увеличения КНД длины директоров по мере их удаления от активного вибратора, как правило, уменьшают, а расстояния между ними, наоборот, увеличивают.

Достоинством антенны «волновой канал» является простота её конструкции. В частности, пассивные вибраторы (рефлектор и директоры) могут быть непосредственно прикреплены (приварены, прикручены винтом) в средней точке к несущему металлическому стержню. Это возможно, так как в середине вибраторов имеет место нуль напряжения, следовательно, токи в несущем стержне не возникнут.

Основным недостатком антенны «волновой канал» является ограниченность её рабочего диапазона. При отклонении длины волны от расчетной происходит рассогласование антенны и питающего фи-

дера (значительно увеличивается КСВ), расширяется главный лепесток, возрастает уровень боковых лепестков, увеличивается обратное излучение. Антенна может использоваться в полосе частот примерно 5...15 % от центральной частоты.

Другим недостатком антенны Уда–Яги является необходимость подстройки антенны для достижения расчетных характеристик. При этом сложность настройки возрастает с увеличением числа директоров. По этой причине, а также с целью обеспечения механической прочности для достижения высоких коэффициентов усиления вместо одной длинной антенны «волновой канал» предпочтительнее использовать несколько коротких, объединенных в систему.

В качестве активного вибратора обычно применяется петлевой вибратор (разд. 2.4). Это объясняется тем, что за счет влияния пассивных вибраторов входное сопротивление активного вибратора уменьшается. При использовании обычного полуволнового активного вибратора его входное сопротивление уменьшается до 20...30 Ом, что затрудняет согласование антенны с питающей линией. Собственное сопротивление петлевого вибратора велико (около 300 Ом), поэтому даже под влиянием соседних пассивных элементов оно остается достаточным для нормального согласования. Кроме этого, петлевой вибратор (подобно пассивным вибраторам) можно крепить в точке нулевого потенциала непосредственно к металлическому стержню (рис. 6.4). Использование петлевого вибратора также позволяет несколько расширить рабочий диапазон частот антенны.

В настоящее время разработано большое число различных конструкций директорных антенн [9, 10, 30]. Они находят широкое применение в метровом и дециметровом диапазонах длин волн. Кроме этого, антенны «волновой канал» можно исполнять в печатном виде, что позволяет использовать их в сантиметровом диапазоне.

6.3. Вибраторные антенны бегущей волны

6.3.1. Описание антенны и её условные обозначения

Вибраторная антенна бегущей волны (АБВ) является широкодиапазонной антенной ВЧ диапазона и применяется обычно в режиме приёма радиоволн. Антенна состоит из ряда идентичных горизонтальных симметричных вибраторов, подключённых к собирательной линии питания через равные линейные промежутки посредством элементов связи с сопротивлением $Z_{\text{св}}$ (рис. 6.8).

К концу собирательной линии питания, обращенному к направлению прихода принимаемой волны, подключается поглощающий резистор $R_н$ с сопротивлением, равным волновому сопротивлению собирательной линии. К противоположному концу собирательной линии присоединяется вход приёмника.

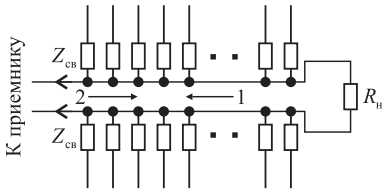


Рис. 6.8. Вибраторная антенна бегущей волны

Антенну бегущей волны в ВЧ диапазоне подвешивают на высоте, равной 16...40 м над землёй так, чтобы оси симметричных вибраторов были ориентированы горизонтально, параллельно друг другу и перпендикулярно направлению прихода фронта волны с горизонтальной поляризацией. Общая длина антенны обычно составляет около 100 м. Число вибраторов, их длина, волновое сопротивление собирательной линии и сопротивление элементов связи выбирают из условия реализации оптимальных электрических параметров в пределах возможно более широкого диапазона волн. Так, при выборе в качестве элементов связи резисторов оказывается возможным использовать одну антенну для приёма во всём коротковолновом диапазоне [5].

Для повышения направленности применяют две или четыре параллельно соединённых антенны бегущей волны. На рис. 6.9 представлена сложная антенна бегущей волны, состоящая из двух параллельных одиночных антенн.

Дальнейшее улучшение направленных свойств может быть получено при подключении нескольких антенн бегущей волны последовательно одна за другой (рис. 6.10). Каждая из антенн, входящих в

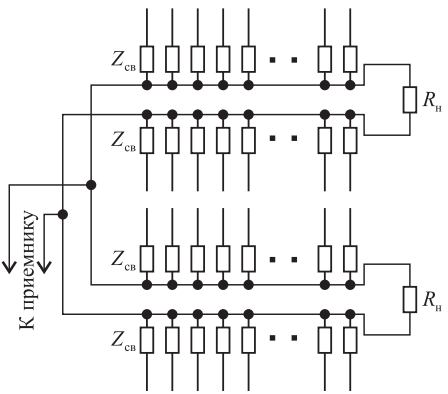


Рис. 6.9. Параллельное соединение антенн бегущей волны

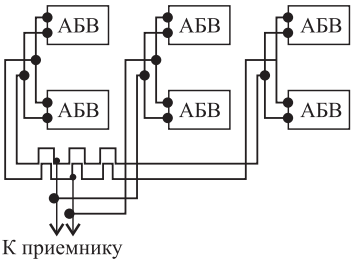


Рис. 6.10. Сложная антенна бегущей волны

сложную систему, соединяется с приёмником фидерной линией, длина которой подбирается так, чтобы ЭДС на входе приёмника от отдельных антенн складывались оптимальным образом. Такая схема подключения антенн позволяет осуществлять электрическое управление углом наклона ДН в вертикальной плоскости за счёт применения фазовращателей, управляющих фазой сигнала, принимаемого отдельными парами параллельно включённых антенн.

Условное обозначение антенны бегущей волны начинается с букв БС, где первая литера «Б» означает режим бегущей волны в собирательной линии питания. Вторая литера указывает на характер сопротивления связи. Так, в случае применения в этом качестве активных сопротивлений антенну обозначают буквами БС, при использовании реактивных сопротивлений связи — буквами БЕ (ёмкостные сопротивления связи) или БИ (индуктивные сопротивления).

Число параллельно подключенных антенн бегущей волны обозначают цифрой, расположенной вслед условному обозначению. Сложная антенна бегущей волны из двух параллельно включённых антенн с резисторами в качестве элементов связи обозначается как БС2. При последовательном подключении число антенн, расположенных одна за другой, обозначается цифрой перед условным обозначением антенны.

Для обозначения основных конструктивных данных антенны к её условному буквенному обозначению добавляются соответствующие цифровые данные. Полное условное обозначение одиночной антенны бегущей волны с резисторами в качестве элементов связи записывается так:

$$\text{БС}\frac{N}{\ell}\frac{R}{\ell_1}H,$$

где N — число симметричных вибраторов в полотне антенны, ℓ — длина плеча симметричного вибратора, м; R — сопротивление резистора, подключённого к каждому из плеч симметричного вибратора, Ом; ℓ_1 — расстояние между двумя соседними вибраторами вдоль собирательного фидера, м; H — высота подвеса полотна антенны над землёй, м.

Так, например, запись вида $\text{БС2}\frac{21}{8}\frac{200}{4{,}5}25$ обозначает антенну бегущей волны из двух параллельно соединённых полотен с резисторами

в качестве элементов связи при общем числе вибраторов $N = 21$, длине одного плеча $\ell = 8$ м, расстоянии между вибраторами $\ell_1 = 4{,}5$ м, сопротивлении связи $R = 200$ Ом и высоте подвеса над поверхностью почвы $H = 25$ м.

Для антенн с реактивным сопротивлением связи в условном обозначении вместо значения сопротивления R указывают значение ёмкости элемента связи в сантиметрах* (антенны БЕ) или индуктивности в микрогенри (антенны БИ).

6.3.2. Принцип действия и электрические характеристики антенны бегущей волны

При рассмотрении особенностей работы и расчете характеристик антенн бегущей волны для удобства их рассматривают как передающие. Для собирательной линии симметричные вибраторы, имеющие входное сопротивление $Z_{\text{в}}$ каждый, вместе с элементами связи представляют нагрузки $Z_{\text{в}} + 2R_{\text{св}}$, включённые на расстоянии ℓ_1 одна от другой (рис. 6.11).

Включение таких нагрузок эквивалентно изменению распределённых параметров собирательной линии, что приводит к уменьшению фазовой скорости в ней. Это изменение должно быть малым, чтобы во всей линии сохранялся режим бегущей волны, а амплитуды токов в вибраторах можно было бы считать одинаковыми. Для этого сопротивление связи $R_{\text{св}}$ выбирают примерно равным волновому сопротивлению линии W.

На практике амплитудное распределение в антенне отличается от равномерного. При расчете характеристик антенны его считают экспоненциальным:

$$I_n = I_0 \mathrm{e}^{-j\gamma\ell_1 n}, \tag{6.6}$$

где γ — усредненный коэффициент распространения в собирательной линии.

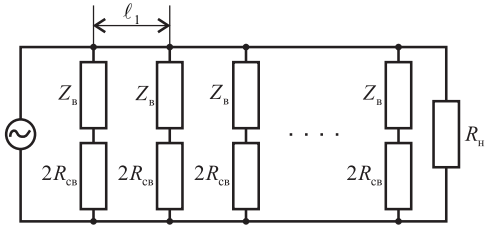


Рис. 6.11. Эквивалентная схема антенны бегущей волны

* Единица измерения ёмкости в системе единиц СГС

При сделанных допущениях антенну БС можно рассматривать как линейную решетку осевого излучения, а её ДН в горизонтальной плоскости и вертикальной плоскостях определять с помощью теоремы умножения ДН (5.11).

В горизонтальной плоскости (рис. 6.12,*а*):

$$F_{\text{гориз}}(\varphi) = F_1(\varphi)F_N(\varphi), \tag{6.7}$$

где

$$F_1(\varphi) = \frac{\cos(k\ell\sin\varphi) - \cos k\ell}{\cos\varphi} \tag{6.8}$$

— ДН одного вибратора;

$$F_N(\varphi) = \frac{\exp[N\ell_1(jk\cos\varphi - \gamma)] - 1}{\exp[N\ell_1(jk\cos\varphi - \gamma)] - 1} \tag{6.9}$$

— множитель решетки.

Ширина главного лепестка в горизонтальной плоскости $2\Delta\varphi_{0,5}$ оценивается тем же соотношением (6.4), что и для антенны «волновой канал». Однако из-за влияния неравенства амплитуд токов в вибраторах и изменения фазовой скорости волны в собирательной линии реальная ДН будет несколько шире, чем определяемая соотношением (6.4).

ДН в вертикальной плоскости (рис. 6.12,*б*)

$$F_{\text{верт}}(\Delta) = F_N(\Delta)F_{\text{з}}(\Delta), \tag{6.10}$$

где $F_N(\Delta)$ — множитель решетки, определяемый выражением (6.9)

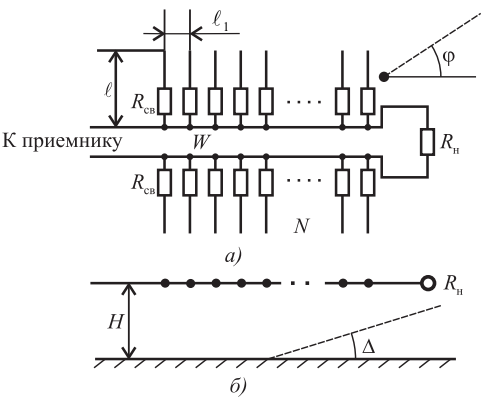


Рис. 6.12. К расчету ДН антенны бегущей волны

после замены φ на Δ; $F_з(\Delta)$ — множитель земли, который для идеальной земли имеет вид (2.49).

Принцип формирования ДН в вертикальной плоскости (6.10) показан на рис. 6.13.

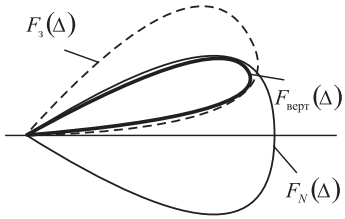


Рис. 6.13. Диаграмма направленности в вертикальной плоскости

При высоте подвеса антенны над землёй, равной 17 м, угол отклонения главного лепестка от горизонта $\Delta_{гл}$ в диапазоне волн 16...64 м изменяется от 12° до 30°. Ширина ДН в вертикальной плоскости при этом в 2...1,5 раза меньше, чем в горизонтальной плоскости.

Полная диаграмма направленности получается путем объединения выражений (6.7) и (6.10):

$$F(\Delta, \varphi) = F_1(\varphi) F_N(\Delta, \varphi) F_з(\Delta), \tag{6.11}$$

где множитель $F_N(\Delta, \varphi)$ по-прежнему описывается выражением (6.9), в котором $\cos\varphi$ заменен произведением $\cos\varphi\cos\Delta$.

Существенным преимуществом антенн бегущей волны перед другими антеннами ВЧ диапазона, в частности перед ромбическими антеннами, является более низкий уровень боковых лепестков.

Входное сопротивление антенны можно приближенно считать равным эквивалентному волновому сопротивлению собирательной линии:

$$Z_{вх} = \frac{k}{\gamma} W \approx \tau W, \tag{6.12}$$

где $\tau = v_ф/c$ — коэффициент замедления в линии; $v_ф$ — фазовая скорость волны в линии.

КНД антенны можно определить по формуле (1.41) путем численного интегрирования полной ДН (6.11).

Коэффициент полезного действия антенны

$$\eta = 1 - \frac{P_{св}}{P_0} - \frac{P_н}{P_0} = (1 - e^{-2\alpha L}) \frac{R_в}{R_в + 2R_{св}}, \tag{6.13}$$

где P_0 — подводимая к антенне мощность; $P_{св}$ — мощность, выделяемая на сопротивлениях связи; $P_н$ — мощность, выделяемая на сопротивлении нагрузки; α — погонное затухание в собирательной линии; L — длина антенны.

Коэффициент усиления антенны можно определить по формуле (1.46), исходя из вычисленных значений КНД и КПД (6.13).

Главным достоинством антенны БС является её расширенная полоса рабочих частот и малый уровень боковых лепестков, а главным недостатком — пониженный КПД, а следовательно, и КУ. Последнее объясняется тем, что часть высокочастотной энергии поглощается нагрузочным сопротивлением и сопротивлением связи. По этим причинам антенны типа БС находят применение в качестве приемных антенн декаметрового диапазона.

Заметное увеличение КУ антенны достигается при параллельном включении двух полотен антенн БС (антенна БС2), причём расстояние между полотнами выбирается равным примерно 25 м. Диаграмма направленности антенны БС2 в горизонтальной плоскости более узкая по сравнению с одиночной антенной, уровень боковых лепестков также становится ниже. За счёт этого КУ антенны БС2 во всём диапазоне оказывается практически в 2 раза выше КУ одиночной антенны.

6.3.3. Выбор параметров антенны бегущей волны

Волновое сопротивление собирательной линии и сопротивление связи определяют КПД антенны. Так, чем больше волновое сопротивление собирательной линии, тем большее значение сопротивления резисторов связи потребуется для обеспечения нормального режима работы антенны, определяемого уменьшением отражения от точек подключения вибраторов, и реализации оптимальной фазовой скорости. Увеличение сопротивления резисторов связи, несмотря на рост КНД, сопровождается уменьшением КПД и соответствующим уменьшением КУ антенны. Поэтому волновое сопротивление собирательной линии выбирают как можно более низким. В частности, если собирательную линию выполнить в виде четырёхпроводного перекрещенного фидера, то её волновое сопротивление можно уменьшить почти до 160 Ом. В этом случае сопротивление резисторов связи в каждом плече вибраторов можно уменьшить до 200 Ом. Именно эти значения сопротивлений связи и приняты для типовых антенн.

Направленные свойства антенны БС существенно зависят от фазового сдвига между токами в первом и последнем вибраторах. Изменение фазового сдвига в рабочем диапазоне волн не должно выходить за приемлемые пределы, равные приблизительно $\pm 1{,}5\pi$.

В первом приближении общий фазовый сдвиг равен сумме отдельных фазовых сдвигов, вносимых каждым вибратором в отдельности. Входное сопротивление вибратора существенно изменяется при изменении длины волны и соответственно изменяется вносимый им фазовый сдвиг, поэтому общее число вибраторов не должно быть слишком большим. Приемлемый диапазон изменения суммарного фазово-

го сдвига получается при количестве вибраторов, не превышающем 20...40. Это накладывает ограничение на общую длину антенны, поскольку расстояние между вибраторами должно быть меньше половины наименьшей длины волны рабочего диапазона во избежание появления дифракционного лепестка ДН и увеличения отражений в собирательной линии.

Длина одного плеча вибратора выбирается равной около 0,7 минимальной длины волны диапазона $\lambda_{\min}$, так как при большей длине плеча направленные свойства вибратора ухудшаются на коротковолновом краю рабочего диапазона. Дальнейшее уменьшение длины вибратора также нежелательно, поскольку это приведёт к увеличению модуля его входного сопротивления и уменьшению связи с собирательной линией на длинноволновом краю рабочего диапазона.

В антеннах с сопротивлениями связи ёмкостного типа (антенны БЕ) длина плеча вибратора принимается равной $0{,}25\lambda_{\min}$, а расстояние между соседними вибраторами около $0{,}125\lambda_{\min}$. Перекрытие рабочего диапазона антенны БЕ получается только двукратным ($\lambda_{\min} = 4\ell$; $\lambda_{\max} = 8\ell$), и для круглосуточной работы в более широком диапазоне необходимо применять две такие антенны.

Коэффициент направленного действия типовых антенн БЕ составляет 20...30, а КПД в коротковолновой части диапазона примерно 15...30 %. С возрастанием длины волны активная часть входного сопротивления вибраторов падает, а ёмкостное сопротивление увеличивается. В длинноволновой части диапазона это приводит к весьма существенному уменьшению связи вибраторов с собирательной линией, снижению КПД антенны до нескольких процентов и, соответственно, уменьшению КУ.

Антенны с резистивными разделительными сопротивлениями (антенны БС) обладают вполне удовлетворительными параметрами в диапазоне более чем четырёхкратного перекрытия и находят более широкое применение. Поскольку сопротивление связи в этом случае не зависит от частоты, то КПД и КУ с ростом длины волны убывает гораздо медленнее, чем в антеннах БЕ, а КНД получается в 1,5...3 раза большим.

Высота подвеса антенны определяется из условия получения максимальной интенсивности приёма под заданными углами наклона к горизонту Δ_0:

$$H = 0{,}25\lambda / \sin \Delta_0.$$

Для приёма лучей, приходящих под углами наклона 7...15°, высота подвеса антенны должна составлять одну-две длины волны. Увели-

чение высоты подвеса антенны приводит к существенному повышению её стоимости. В применяемых в настоящее время типовых антеннах БС высота подвеса не превышает 25 м.

Типовые антенны БС имеют следующие параметры: $L = 90$ м; $N = 21$; $R_{\text{св}} = 200$ Ом; $\ell = 8$ м; $\ell_1 = 4{,}5$ м; $H = 17$ или 25 м. Обозначение типовых антенн:

$$\text{БС}\frac{21}{8}\frac{200}{4,5}17 \quad \text{и} \quad \text{БС}\frac{21}{8}\frac{200}{4,5}25.$$

Такие антенны могут использоваться во всём коротковолновом диапазоне волн от 11 до 100 м.

6.3.4. Сложные антенны бегущей волны с управляемой диаграммой направленности

Увеличение эффективности антенн бегущей волны, как уже отмечалось выше, может быть достигнуто применением сложных систем, состоящих из расположенных последовательно двух, трёх и более антенн типа БС. Такой подход целесообразно использовать и для повышения помехоустойчивости приёма на дальних линиях связи, которая увеличивается за счёт повышения КНД даже при некотором снижении КПД.

На рис. 6.10 приведена схема сложной антенны бегущей волны 3БС2, состоящей из трёх антенн БС2, установленных друг за другом и соединённых между собой через линейный фазовращатель. Длины распределительных фидеров подобраны таким образом, чтобы ЭДС, вносимые антеннами в приёмник, находились приблизительно в фазе.

С помощью фазовращателей можно управлять положением ДН в вертикальной плоскости таких антенн и тем самым обеспечивать эффективное использование антенны.

Диаграмму направленности сложной антенны типа nБС2 можно рассчитывать согласно теореме умножения

$$F_n(\Delta, \varphi) = F_1(\Delta, \varphi) f_n(\Delta, \varphi),$$

где $F_1(\Delta, \varphi)$ — диаграмма направленности одиночной антенны БС2;

$$f_n(\Delta, \varphi) = \frac{\sin\{0{,}5n[kd(1 - \cos\varphi\cos\Delta) - \psi]\}}{\sin\{0{,}5[kd(1 - \cos\varphi\cos\Delta) - \psi]\}}$$

— множитель решётки из n излучателей; d — расстояние между центрами отдельных антенн БС2; ψ — сдвиг фаз, определяемый фазовращателем.

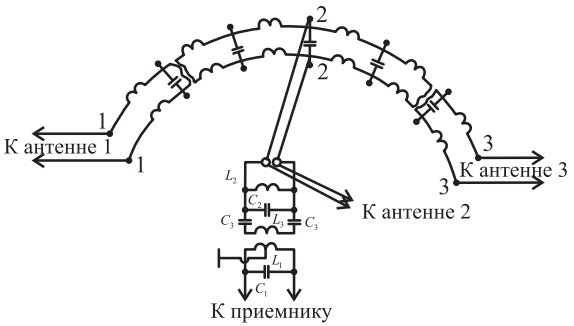


Рис. 6.14. Фазирующее устройство антенн 3БС2 и 2БС2

Если линейный фазовращатель состоит из отрезка двухпроводной линии, то сдвиг фаз $\psi = k\ell_2$, где ℓ_2 — длина дополнительного отрезка линии, k — постоянная распространения волны в линии. В этом случае

$$f_n(\Delta, \varphi) = \frac{\sin\{0{,}5nk[d(1 - \cos\varphi\cos\Delta) - \ell_2]\}}{\sin\{0{,}5k[d(1 - \cos\varphi\cos\Delta) - \ell_2]\}}.$$

Угол наклона Δ_0, при котором множителя решётки $f_n(\Delta, 0)$ достигает максимального значения, не зависит от длины волны и определяется величиной ℓ_2:

$$\cos\Delta_0 = 1 - \ell_2/d.$$

При применении положительных сдвигов фаз ($\psi > 0$) угол наклона максимального приёма увеличивается, при отрицательных ψ — уменьшается.

Управление направлением максимума ДН в вертикальной плоскости антенн 3БС2 и 2БС2 осуществляется линейным фазовращателем — фазирующим устройством (рис. 6.14), предложенным д.т.н. В.Д. Кузнецовым [5]. Как видно из схемы, фазирующее устройство представляет собой искусственную симметричную длинную линию, заменяющую длинную линию с равномерно распределёнными параметрами.

К левым зажимам 1–1 искусственной линии присоединяется антенна 1, к правым зажимам 3–3 — антенна 3, а к сменным по подключению средним зажимам 2–2 — антенна 2. Кроме того, к зажимам 2–2 через переходной трансформатор присоединяется приёмник. Подвижные контакты зажимов 2–2 скользят по искусственной линии.

Длины фидеров и искусственной линии задержки выбраны так, чтобы в среднем положении скользящего контакта, к которому подключается антенна 2, ЭДС от всех антенн складывались на входе при-

ёмника в фазе при приходе луча с направления, соответствующего фазировке собирательных линий антенн.

При передвижении скользящего контакта к зажимам 1-й антенны сдвиг между ЭДС, поступающими на вход приёмника от антенн 1 и 2, а также от антенн 1 и 3 увеличивается, что эквивалентно понижению фазовой скорости (переходу к отрицательным значениям ψ). При передвижении скользящего контакта к зажимам подключения 3-й антенны сдвиг фаз между ЭДС, поступающими на вход приёмника от антенн 1 и 2 и антенн 1 и 3, уменьшается, что соответствует повышению фазовой скорости (переходу к положительным значениям ψ).

Эквивалентная длина искусственной фазирующей линии выбирается из условия обеспечения синфазного сложения ЭДС, поступающих на вход приёмника под необходимыми углами возвышения,

$$\ell_{\text{экв}} = 2d(1 - \cos\Delta_0),$$

где d — расстояние между точками питания антенн БС2 в системе.

Искусственная линия состоит из 68 ячеек задержки фазы с эквивалентной длиной каждой из них, равной 0,52 метра. При такой длине ячейки сдвиг фаз между ЭДС соседних антенн за счёт одной ячейки на короткой волне рабочего диапазона $\lambda = 12{,}5$ м составляет по фазе $31{,}2^\circ$. Каждая элементарная ячейка выполняется в виде двух однослойных катушек индуктивности на каркасе из гетинакса и одного конденсатора. Индуктивность одной катушки 0,2 мкГн, ёмкость конденсатора 10 пФ.

Условием эффективной работы антенной системы 3БС2 является идентичность конструкций, характеристик антенн и фидерных линий. Длины фидеров всех антенн до входов фазирующего устройства должны составлять: длина фидера 1-й антенны равна S; длина фидера 2-й антенны $S + d + 0{,}5\ell_{\text{экв}}$; длина фидера 3-й антенны $S + 2d$. Для выравнивания длин фидеров в пределах до 2,5 м в разрыв фидера от антенны 2 дополнительно включается небольшой отрезок искусственной линии.

6.3.5. Вертикальная антенна бегущей волны

Для приёма вертикально поляризованного поля предложена вертикальная несимметричная антенна с активными элементами связи (БСВН). Антенна может быть использована при необходимости существенного уменьшения стоимости антенны бегущей волны и сокращения времени её сооружения. Возможно также исполнение антенны на основе симметричных вибраторов. При этом упрощается конструкция фидера, отпадает необходимость в применении развитого заземле-

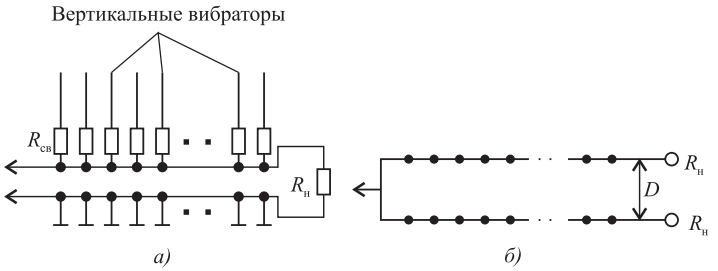


Рис. 6.15. Вертикальная антенна бегущей волны

ния и несколько улучшаются направленные свойства в вертикальной плоскости.

Схема отдельной антенны БСВН приведена на рис. 6.15,*а*. Для повышения направленности целесообразно применять две параллельно соединённых антенны (рис. 6.15,*б*).

По соображениям, изложенным в п. 6.3.3, применяются следующие основные размеры полотна БСВН: длина антенны $L = 90$ м, количество несимметричных вибраторов в полотне $N = 21...42$, длина плеча вибраторов $\ell = 8$ м, расстояние между вибраторами $\ell_1 = 2,25...4,5$ м, расстояние D между соседними полотнами выбирается в пределах 15...25 м.

Собирательная линия антенны БСВН выполняется в виде несимметричного многопроводного фидера с волновым сопротивлением 140...160 Ом. Сопротивления резисторов связи между вибраторами и проводами собирательного фидера выбирается в пределах 350...400 Ом.

По аналогии с антенной БС, вертикальная антенна бегущей волны обозначается следующим образом:

$$\text{БСВН}\frac{N}{\ell}\frac{R_{\text{св}}}{\ell_1}.$$

При этом количество параллельно включенных антенн, как обычно, указывается после буквенного обозначения. Например, антенна на рис. 6.15,*б* обозначается как БСВН2.

Сравнение ДН в горизонтальной плоскости вертикальной и горизонтальной антенн показывает, что у вертикальной антенны уровень боковых лепестков значительно выше.

Антенна БСВН совместно с горизонтальной антенной бегущей волны используется для организации поляризационно-разнесённого приёма. Причём вертикальную антенну можно устанавливать непосредственно под горизонтальной на общей площадке.

6.4. Синфазная горизонтальная диапазонная антенна

Синфазные горизонтальные многовибраторные антенны [5] являются основным типом передающих антенн, позволяющим осуществлять радиосвязь в ВЧ диапазоне на большие расстояния. Основными преимуществами синфазных горизонтальных диапазонных антенн (СГД) являются возможность получения высоких КНД и КУ (при высоком КПД), а также возможность управления ДН.

Антенна состоит из полотна в виде горизонтальных симметричных синфазных вибраторов, рефлектора и питающей системы (рис. 6.16). Полотно антенны состоит из нескольких *рядов* (*этажей*), расположенных на расстоянии d_2 друг от друга. На каждом этаже расположено несколько симметричных вибраторов, расстояние между центрами которых равно d_1. Систему вибраторов, расположенных друг над другом, с точками подключения питания, лежащими на одной вертикальной оси, принято называть *секцией* антенны. Все вибраторы возбуждаются синфазно во всём рабочем диапазоне длин волн $(0,7...3,0)\lambda_0$, где λ_0 — так называемая *строительная* длина волны.

Ограничение рабочего диапазона со стороны коротких волн объясняется опасностью появления на вибраторе участка с током обратного направления и сопутствующим этому ухудшением ДН вибратора. Со стороны длинных волн рабочий диапазон ограничивается ухудшением условий согласования из-за появления во входном сопротивлении вибраторов заметной реактивной ёмкостной составляющей, а также уменьшением активной составляющей и падением сопротивления излучения.

В настоящее время наиболее распространены двух- (трасса длиной 1000...3000 км), четырех- (трасса длиной от 2000 до 6000... 8000 км) и восьмиэтажные (трасса от 6000 км и более) антенны.

Синфазное возбуждение всех вибраторов обеспечивается строением системы высокочастотного питания, при котором все расстояния по линии от входа антенны до клемм каждого вибратора оказываются равными (рис. 6.16,*в*).

Рефлектор, установленный на расстоянии $d_\text{р}$ от полотна антенны, служит для обеспечения однонаправленного излучения. В антенне СГД используются рефлекторы трёх видов: апериодический (обозначается РА), пассивный настраиваемый (РН) и активный (РАД).

Наиболее прост конструктивно и удобен в эксплуатации плоский *апериодический рефлектор* типа РА. Он представляет собой сетку из тонких горизонтальных проводов, расположенных параллельно виб-

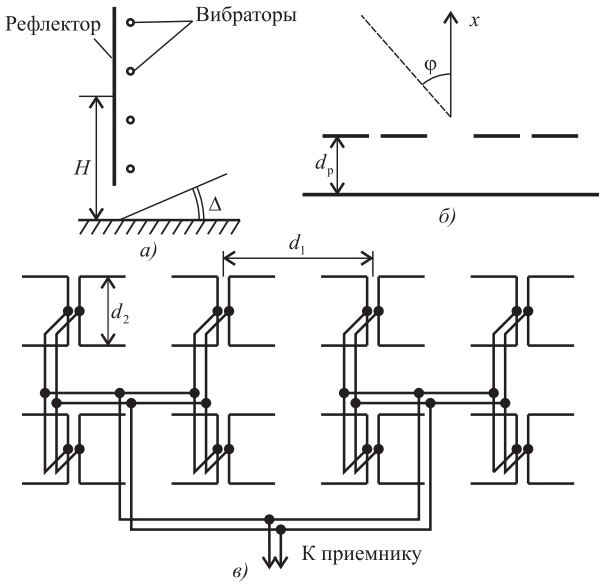


Рис. 6.16. Синфазная горизонтальная антенна

раторам, а по своим отражающим свойствам эквивалентен сплошному металлическому экрану. Густота сетки при этом выбирается такой, чтобы обеспечивалось требуемое ослабление излучения в направлении, противоположном главному. Обычно шаг сетки составляет $(0,035...0,07)\lambda_0$. Размеры апериодического рефлектора выбираются несколько большими, чем размеры полотна антенны.

При расстоянии $d_р = \lambda/4$ волна, идущая к рефлектору, получит набег фазы в 180° за счет распространения до рефлектора и обратно. При отражении от рефлектора волна претерпит мгновенный сдвиг фазы еще на 180°. Таким образом, суммарный набег фазы составит 360°, и две волны (отраженная и неотраженная) будут складываться в фазе. Оптимальные значения $d_р$ лежат в пределах $(0,2...0,3)\lambda_0$.

Недостатком апериодического рефлектора является почти полное отсутствие электрической прозрачности (т. е. возможности прохождения электромагнитных волн, излучаемых другими антеннами). В то же время один и тот же апериодический рефлектор может использоваться для одновременного вещания в двух противоположных направлениях. При этом два независимых активных полотна располагаются по разные стороны от рефлектора.

Пассивный настраиваемый рефлектор представляет собой полотно, идентичное полотну антенны и возбуждаемое за счет простран-

ственной электромагнитной связи между полотном антенны и рефлектором. Необходимые амплитуда и фаза токов, наводимых в вибраторах рефлектора, обеспечиваются подключением соответствующего сопротивления на вход фидера рефлектора.

Активно питаемый рефлектор, так же как и настроенный, представляет собой полотно, идентичное полотну антенны, возбуждаемое как за счет электромагнитной связи между полотнами антенны и рефлектора, так и некоторой частью мощности, подведенной к полотну рефлектора.

С целью оптимального подавления излучения в заднем полупространстве в антеннах с пассивным или активным рефлектором $d_{\text{р}}$ выбирается равным $(0,25...0,27)\lambda_0$.

В полотнах антенн СГД наиболее часто применяются вибраторы с длиной плеча $(0,35...0,45)\lambda_0$, где

$$\lambda_0 = \sqrt{\lambda_{\min}\lambda_{\max}}.$$

Для обеспечения хорошего согласования во всём рабочем диапазоне используют широкодиапазонные вибраторы С.И. Наденeнко (разд. 2.4) с низким волновым и высоким входным сопротивлением, а в местах разветвления фидеров применяются многоступенчатые чебышевские трансформаторы сопротивлений (п. 16.5.5). Всё это позволяет использовать в системе высокочастотного питания двухпроводные линии с волновым сопротивлением около 500 Ом.

Антенны СГД подвешиваются на деревянных, асбоцементных или металлических мачтах высотой 100 м и более.

Синфазная горизонтальная диапазонная антенна условно обозначается буквами СГД. К буквам добавляется дробь m/n, где m — число этажей, n — удвоенное число секций или число *плеч* симметричных вибраторов в этаже. Тип рефлектора указывается после дроби буквами РН, РА или РАД:

$$\text{СГД}\frac{m}{n}\text{РА}.$$

Например, антенна, представленная на рис. 6.16,*в*, имеет обозначение

$$\text{СГД}\frac{4}{8}\text{РА}.$$

Диаграмма направленности антенны СГД РА определяется геометрическими размерами полотна антенны, его расстоянием от апериодического рефлектора и высотой подвеса над землей. В переднем полупространстве ДН может быть приближенно рассчитана заменой рефлектора зеркальным изображением антенны. Влияние земли также учитывается заменой антенны и рефлектора их зеркальными изоб-

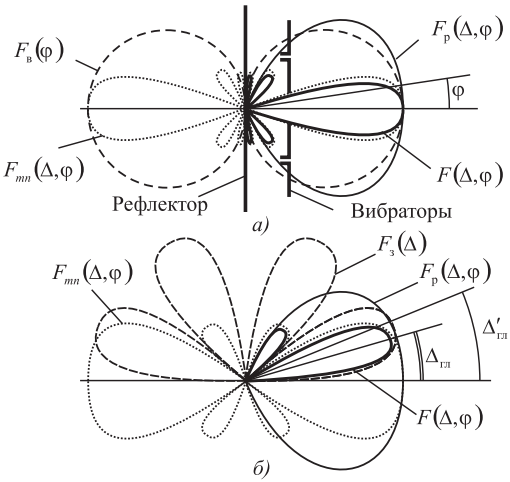


Рис. 6.17. Принцип формирования ДН антенны СГД

ражениями или более точно — с учетом реального коэффициента отражения от земли [5, 7]. Если амплитуды и фазы токов в одной секции одинаковы (различием можно пренебречь), то ДН с учетом теоремы умножения (5.11) может быть представлена в виде

$$F(\Delta,\varphi) = F_1(\varphi)F_{mn}(\Delta,\varphi)F_{\text{р}}(\Delta,\varphi)F_{\text{з}}(\Delta), \tag{6.14}$$

где $F_1(\varphi)$ — ДН одного вибратора (6.8); $F_{\text{з}}(\Delta)$ — множитель земли, определяемый выражением (2.49);

$$F_{mn}(\Delta,\varphi) = \frac{\operatorname{sinc}(0{,}5kd_2m\sin\Delta)}{\operatorname{sinc}(0{,}5kd_2\sin\Delta)}\,\frac{\operatorname{sinc}(0{,}5kd_1n_1\sin\varphi)}{\operatorname{sinc}(0{,}5kd_1\sin\varphi)} \tag{6.15}$$

— множитель решетки; $n_1 = n/2$ — количество симметричных вибраторов на этаже;

$$F_{\text{р}}(\Delta,\varphi) = 2\sin(kd_{\text{р}}\cos\Delta\cos\varphi). \tag{6.16}$$

— множитель, учитывающий влияние рефлектора.

Принцип формирования ДН в горизонтальной плоскости согласно (6.14) поясняется на рис. 6.17,*а*. Ширина главного лепестка при этом в основном определяется множителем (6.15), поэтому её можно оценить по формуле

$$2\Delta\varphi_{0,5} \approx 51^\circ\lambda/(n_1d_1).$$

На рис. 6.17,*б* поясняется принцип формирования ДН в вертикальной плоскости. Как следует из рисунка, угол отклонения от гори-

зонта $\Delta_{\text{гл}}$ максимума излучения или приёма в основном определяется влиянием земли, но оказывается несколько меньше угла $\Delta'_{\text{гл}}$ отклонения нижнего лепестка множителя земли $F_{\text{з}}(\Delta)$, определяемого выражением

$$\sin \Delta'_{\text{гл}} = 0{,}25\lambda/H.$$

Чем больше число этажей m, тем уже главный лепесток и меньше угол $\Delta_{\text{гл}}$. Увеличение высоты подвеса сопровождается сужением и прижатием к земле главного лепестка, а также увеличением УБЛ в вертикальной плоскости. Высота подвеса нижнего этажа обычно выбирается равной $(1,0...1,75)\lambda_0$.

Максимальное расстояние d_1 между секциями выбирают из условия подавления паразитного дифракционного максимума ДН и определяют в зависимости от требуемого сектора углов поворота луча антенны. Чем меньше d_1, тем в больших пределах возможно управление ДН. С другой стороны, расстояние d_1 накладывает ограничение на минимальную рабочую длину волны. В типовых антеннах с сектором управления лучом $\pm 10^\circ$ расстояние d_1 обычно выбирается равным $(0,9...1,0)\lambda_0$, с сектором $\pm(20\ldots30)^\circ$ — равным $(0{,}5...0{,}7)\lambda_0$.

Расстояние между этажами d_2 существенно влияет на входное сопротивление вибраторов и характер его частотной зависимости. С уменьшением расстояния d_2 диапазон согласования вибратора с фидером расширяется. С другой стороны, при фиксированном числе вибраторов величина d_2 определяет ширину ДН в вертикальной плоскости и угол наклона луча. Обычно d_2 лежит в пределах $(0{,}5...0{,}7)\lambda_0$. При использовании в антенне вибраторов с большим поперечным сечением, d_2 может быть увеличено до $0,7\lambda_0$.

Для управления ДН в вертикальной плоскости полотно антенны обычно разбивают на две группы с равным числом вибраторов в каждой группе и изменяют соотношение фаз токов, протекающих в вибраторах различных групп.

6.5. Входные сопротивления многовибраторных антенн. Метод наведённых ЭДС

По известному полю симметричного вибратора в окружающем пространстве можно определить его входное сопротивление, используя для этого энергетические соотношения и понятие о комплексном векторе Пойнтинга $\mathbf{\Pi}_\omega$. В любой точке для поля справедливо равенство [31]

$$\operatorname{div} \mathbf{\Pi}_\omega = 2j\omega(w_{\text{э.ср}} - w_{\text{м.ср}}), \tag{6.17}$$

где $w_{\text{э.ср}}$ и $w_{\text{м.ср}}$ — среднее значение плотности энергии электрической и магнитной составляющих поля соответственно.

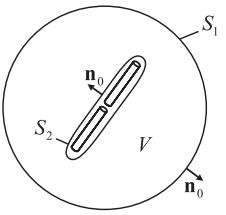


Рис. 6.18. К определению мощности излучения

Представляет интерес объём, заключённый между двумя поверхностями S_2 и S_1 (рис. 6.18). Первая из них S_1 непосредственно прилегает к вибратору, вторая находится в дальней зоне. После интегрирования (6.17) по объему V

$$\int_V \operatorname{div} \mathbf{\Pi}_\omega \, dV = 2j\omega \int_V (w_{\text{э.ср}} - w_{\text{м.ср}}) \, dV. \tag{6.18}$$

Преобразовав левую часть уравнения (6.18) по теореме Остроградского–Гаусса [32], можно найти

$$\int_{S_1} (\mathbf{\Pi}_\omega \cdot \mathbf{n}_0) \, dS - \int_{S_2} (\mathbf{\Pi}_\omega \cdot \mathbf{n}_0) \, dS = 2j\omega \int_V (w_{\text{э.ср}} - w_{\text{м.ср}}) \, dV, \tag{6.19}$$

где $\mathbf{n}_0$ — нормаль к точке поверхности.

Первый интеграл в равенстве (6.19) величина действительная, так как это мощность излучения вибратора. Отсюда следует, что второй интеграл представляет собой комплексную мощность излучения

$$P_{\Sigma\text{к}} = P_\Sigma - 2j\omega \int_V (w_{\text{э.ср}} - w_{\text{м.ср}}) \, dV. \tag{6.20}$$

Представив $P_{\Sigma\text{к}}$ и P_Σ в виде

$$P_{\Sigma\text{к}} = \frac{1}{2} I_{\text{кл}}^2 Z_{\text{вх}}; \quad P_\Sigma = \frac{1}{2} I_{\text{кл}}^2 R_\Sigma, \tag{6.21}$$

из (6.20) для входного сопротивления можно получить

$$Z_{\text{вх}} = R_\Sigma - \frac{4j\omega}{I_{\text{кл}}^2} \int_V (w_{\text{э.ср}} - w_{\text{м.ср}}) \, dV. \tag{6.22}$$

При преобладании в ближней зоне электрического поля входное сопротивление будет иметь ёмкостной характер, магнитного — индуктивный характер.

Использование выражения (6.22) для определения входного сопротивления $Z_{\text{вх}}$ многовибраторных антенн вызывает значительные трудности. Для преодоления этих трудностей был предложен независимо Д.А. Рожанским и Л. Бриллюэном, а затем разработан для инженерного применения Н.Г. Кляцкиным и А.А. Пистолькорсом *метод наведённых ЭДС* [33–35]. Его идею можно пояснить на примере симметричного вибратора (рис. 6.19).

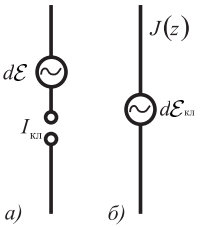


Рис. 6.19. Симметричный вибратор

При работе вибратора на излучение около каждого его элемента индуцируется некоторая тангенциальная составляющая электрического поля E_τ, для её компенсации можно включить противофазную ЭДС (рис. 6.19,*а*)

$$d\mathcal{E} = -(\mathbf{E} \cdot dl) = -E_\tau dz. \tag{6.23}$$

Если на входные клеммы вибратора включить некоторую ЭДС $d\mathcal{E}_{кл}$, то на участке вибратора dz будет протекать ток $J(z)$ (рис. 6.19,*б*). Согласно теореме взаимности [21]

$$\frac{d\mathcal{E}}{I_{кл}} = \frac{d\mathcal{E}_{кл}}{J(z)} \quad \text{или} \quad d\mathcal{E}_{кл} = \frac{J(z)}{I_{кл}} d\mathcal{E}. \tag{6.24}$$

Просуммировав все парциальные ЭДС на клеммах в предположении

$$J(z) = I_{кл} f(z); \quad E_\tau(z) = I_{кл} \psi(z),$$

можно получить

$$\mathcal{E}_{кл} = \frac{1}{I_{кл}} \int_0^\ell J(z)\, d\mathcal{E} = -I_{кл} \int_0^\ell f(z)\psi(z)\, dz, \tag{6.25}$$

где ℓ — длина симметричного вибратора.

После деления полученной ЭДС (6.25) на величину тока определяется полное входное сопротивление вибратора

$$Z_{вх} = \frac{\mathcal{E}_{кл}}{I_{кл}} = -\int_0^\ell f(z)\psi(z)\, dz. \tag{6.26}$$

Таким образом, для вычисления $Z_{вх}$ необходимо знать закон распределения тока вдоль вибратора. В первом приближении принимается, что ток имеет характер стоячей волны в разомкнутой длинной линии без потерь.

Полученное выражение (6.26) легко обобщается на случай многовибраторных антенн. В такой антенне поле на любом участке dz индуцируется не только рассматриваемым вибратором, но и всеми остальными вибраторами:

$$E_\tau = E_{\tau 11} + E_{\tau 12} + \ldots + E_{\tau 1N}. \tag{6.27}$$

С учётом расположения вибраторов в пространстве, можно определить функции $\psi_{1n}(z)$ распределения составляющих $E_{\tau 1n}$ по первому вибратору:

$$E_{\tau 1n} = I_n \psi_{1n}(z), \tag{6.28}$$

где I_n — ток на клеммах n-го вибратора. Из формулы (6.27) с учетом (6.28) следует

$$E_\tau = I_1\psi_{11}(z) + I_2\psi_{12}(z) + \ldots + I_N\psi_{1N}(z). \tag{6.29}$$

После подстановки составляющей (6.29) в (6.23) и последующие формулы для входного сопротивления можно получить

$$Z_{\text{вх}} = Z_{11} + \frac{I_2}{I_1}\zeta_{12} + \ldots + \frac{I_N}{I_1}\zeta_{1N}. \tag{6.30}$$

Первое слагаемое в сумме (6.30) представляет собой *собственное сопротивление* вибратора $Z_{11} \equiv \zeta_{11}$. Каждое из оставшихся слагаемых представляет собой *наведенное сопротивление*, вносимое n-м вибратором во входное сопротивление первого вибратора. Вносимое сопротивление зависит от соотношения амплитуд и фаз токов на клеммах вибраторов и от величины ζ_{1n}, называемой *взаимным сопротивлением*,

$$\zeta_{1n} = -\int_0^\ell f_1(z)\psi_{1n}(z)\,dz. \tag{6.31}$$

Взаимное сопротивление представляет собой сопротивление, вносимое вторым вибратором во входное сопротивление первого вибратора при равенстве токов на их клеммах. Оно зависит от взаимного расположения этих вибраторов и распределения тока по первому вибратору.

При практических расчетах распределение тока обычно считают синусоидальным. В этом случае выполняется баланс мощностей и соотношение взаимностей $\zeta_{1n} = \zeta_{n1}$.

Обобщенное изложение метода наведенных ЭДС приводится в [2, 5, 36]. Формулы для расчета собственного и наведенных сопротивлений можно найти в [5].

Для удобства определения $Z_{\text{вх}}$ в литературе [5, 20] приводятся графики взаимных сопротивлений полуволновых вибраторов, оси которых параллельны (рис. 6.20). Взаимные сопротивления $\zeta(d, h)$ задаются как функции относительных расстояний $d = D/\lambda$ и $h = H/\lambda$ [20], либо как функции фазовых сдвигов kD и kH [5]. При этом h является параметром и выбирается равным нулю или целому числу полуволн, как это бывает в многовибраторных антеннах.

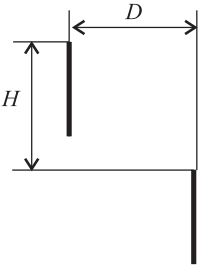


Рис. 6.20. Полуволновые вибраторы

Применение метода наведенных ЭДС к расчету входных сопротивлений можно продемонстрировать на примере системы из вибратора и активного рефлектора.

Как было показано ранее (разд. 2.3), собственное входное сопротивление полуволнового вибратора

$$Z_{11} = 73{,}1 + j42{,}5 \text{ Ом}. \tag{6.32}$$

В системе вибратор-рефлектор ток в рефлекторе опережает ток в вибраторе на 90°, поэтому

$$I_{\text{р}} = I_{\text{в}} e^{j\pi/2} = jI_{\text{в}}. \tag{6.33}$$

Из графиков [37] можно определить

$$\zeta(0{,}25, 0) = 40{,}8 - j28{,}3 \text{ Ом}. \tag{6.34}$$

После подстановки величин (6.32)–(6.34) в (6.30) можно получить для входных сопротивлений вибратора и рефлектора соответственно:

$$Z_{\text{вх в}} = 73{,}1 + j42{,}5 + j(40{,}8 - j28{,}3) = 101{,}4 + j83{,}3 \text{ Ом};$$
$$Z_{\text{вх р}} = 73{,}1 + j42{,}5 + (40{,}8 - j28{,}3)/j = 44{,}8 + j1{,}7 \text{ Ом}.$$

Таким образом, в системе из вибратора и активного рефлектор $2/3$ мощности излучает вибратор, поскольку его активная часть сопротивления почти вдвое больше активной части сопротивления рефлектора. Это обстоятельство благоприятствует использованию пассивного рефлектора.

Вопросы к главе 6

1. Из каких элементов состоит простейшая двухвибраторная антенна?
2. Какую форму диаграммы направленности имеет двухвибраторная антенна в плоскости E?
3. Какую форму диаграммы направленности имеет двухвибраторная антенна в плоскости H?
4. Каковы особенности антенны бегущей волны на сопротивлениях?
5. Какие ещё элементы цепей могут быть использованы в качестве элементов связи в антеннах бегущей волны?
6. Каким образом можно улучшить направленные свойства антенны бегущей волны?
7. Каковы особенности схемы построения антенн бегущей волны?
8. Приведите пример полного условного обозначения одиночной антенны бегущей волны с сопротивлениями.
9. Что такое вертикальная антенна бегущей волны?
10. Поясните принцип действия антенны типа СГД.
11. Как достигается синфазность возбуждения излучателей антенны типа СГД?
12. Какие типы рефлекторов используются в антенне СГД?
13. В чем заключается метод наведенных ЭДС?

ГЛАВА 7
АНТЕННЫ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

7.1. Турникетные антенны

В п. 1.2.4 указывалось, что поле вращающейся поляризации представляет собой сумму полей двух ортогональных линейных поляризаций, одно из которых сдвинуто по фазе относительно другого на 90°.

Таким образом, чтобы антенна излучала поле эллиптической поляризации, она фактически должна состоять из двух совмещённых антенн линейных ортогональных поляризаций, возбуждаемых со сдвигом фазы $\pi/2$. При использовании в качестве таких антенн симметричных вибраторов (рис. 7.1) система носит название *турникетной антенны*. При этом требуемый сдвиг фаз реализуется за счет разных длин питающих линий. Очевидно, что для достижения сдвига фазы $\pi/2$, эти длины должны различаться на $\lambda/4$.

В любой точке наблюдения M поле, согласно принципу суперпозиции, является суммой полей, создаваемых этими вибраторами. Поскольку вибраторы возбуждаются со сдвигом фазы $\pi/2$ (см. рис. 7.1), суммарное поле будет являться полем эллиптической поляризации. Так, в направлении оси *Oz* поляризация поля будет круговой из-за равенства полей вибраторов, излучаемых в главном направлении, а в плоскости *Oxy* — линейной, поскольку вибраторы не излучают в направлении своей оси.

В самом деле, в произвольной точке наблюдения M комплексная амплитуда поля определяется как

$$\mathbf{E}_\omega = E_{\omega 1}(\theta_x)\mathbf{e}_x - jE_{\omega 2}(\theta_y)\mathbf{e}_y, \tag{7.1}$$

где для полуволновых вибраторов

$$\begin{aligned} E_{\omega 1}(\theta_x) &= \frac{60I_0}{r}\frac{\cos(0{,}5\pi\cos\theta_x)}{\sin\theta_x}; \\ E_{\omega 2}(\theta_y) &= \frac{60I_0}{r}\frac{\cos(0{,}5\pi\cos\theta_y)}{\sin\theta_y}. \end{aligned} \tag{7.2}$$

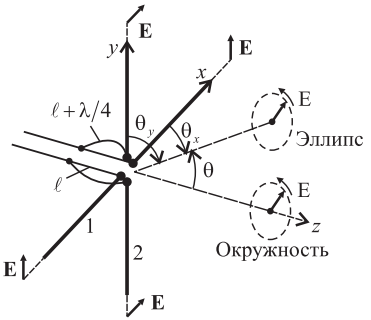


Рис. 7.1. Вибраторная турникетная антенна

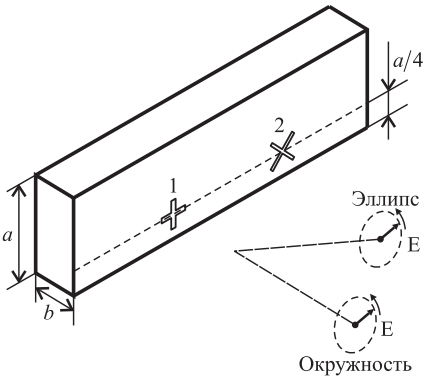


Рис. 7.2. Турникетная антенна в виде крестообразной щели

Соотношения (7.1) и (7.2) обосновывают приведённую выше характеристику поляризации поля, излучаемого турникетной антенной.

Другим примером антенны вращающейся поляризации является крестообразная щель, прорезанная в одной из широких стенок прямоугольного волновода (рис. 7.2). Поскольку продольные и поперечные поверхностные токи на широкой стенке прямоугольного волновода с волной H_{10} сдвинуты по фазе на $\pi/2$ [37], то продольная и поперечная щели, образующие крестообразную структуру 1 на рис. 7.2, будут возбуждаться токами с таким же сдвигом по фазе.

Поле, излучаемое такой крестообразной щелью в переднее полупространство, будет эллиптически поляризованным. Подбором координаты центра щелей можно реализовать равенство амплитуд возбуждения продольной и поперечной щелей, являющееся условием получения круговой поляризации. Расположение крестообразной щели вправо или влево относительно оси волновода (или же смена направления движения волны в волноводе) позволяет выбирать правое или левое вращение круговой поляризации.

Крестообразные щели могут выполняться также из двух наклонно-смещенных щелей с общим центром (структура 2 на рис. 7.2), ориентированных под углом 45° к оси волновода и перпендикулярных между собой. Такие щели имеют лучшие электрические характеристики и обеспечивают более широкие конструктивные возможности.

С учетом принципа двойственности, описанного в разд. 3.2, крестообразную щель можно рассматривать как магнитный вариант турникетной антенны.

7.2. Спиральные антенны

Среди антенн вращающейся (эллиптической) поляризации особое место занимают широкополосные средне- и слабонаправленные *спиральные антенны* [38]. Они применяются в качестве самостоятельных антенн, облучателей линзовых и зеркальных антенн, возбудителей рупорно-волноводных антенн эллиптической поляризации, элементов антенных решеток.

Спиральные антенны относятся к классу антенн поверхностных волн, которые подробно рассмотрены в главе 13.

Простейшая спиральная антенна состоит из витка провода, закрученного по спирали, и рефлектора (рис. 7.3,*а*). Спираль может возбуждаться с помощью питания коаксиальным кабелем, центральный провод которого присоединяется к первому витку спирали, а оплётка — к экрану в виде диска.

В настоящее время существует достаточно много конструктивных разновидностей спиральных антенн, однако почти все варианты можно свести к следующим основным типам: цилиндрической одновитковой (рис. 7.3,*а, б*), цилиндрической многовитковой (рис. 7.3,*в*), конической (рис. 7.3,*г, д*), плоской (рис. 7.3,*е, ж*) и другим нерегулярным спиралям (рис. 7.3,*з, и*).

Работу трех последних типов можно объяснить на основе анализа работы регулярной цилиндрической антенны, у которой геометрические параметры постоянны по всей длине. Поэтому основное внимание уделяется принципам работы именно этой спирали.

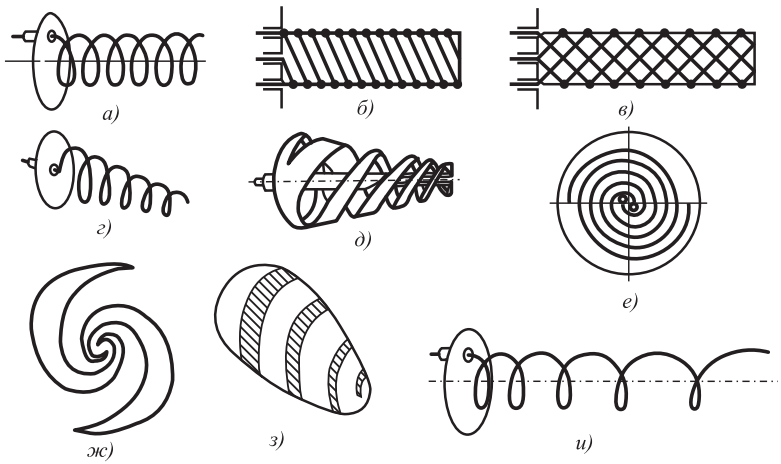


Рис. 7.3. Спиральные антенны

В зависимости от соотношений между длиной витка спирали $L_в = 2\pi a$ и длиной рабочей волны λ спиральная антенна может работать в одном из трех режимов.

Если длина витка *существенно меньше* длины волны, то на протяжении длины одного витка амплитуда и фаза тока остаются практически неизменными (рис. 7.4,*а*) и на спирали устанавливается режим стоячих волн. Антенну при этом можно представить в виде элементарных рамок и вибраторов с синфазными токами. Поле излучения в таком случае имеет эллиптическую поляризацию, а направление главного максимума излучения направлено перпендикулярно продольной оси спирали, в направлении же самой этой оси поле не излучается, поэтому этот режим называется режимом *бокового излучения*. В этом режиме спиральные антенны применяются редко и, главным образом, в качестве приемных.

В случае, когда длина витка *близка* к длине волны, на протяжении одного витка спирали устанавливается режим бегущей волны с формированием на одном витке двух полуволн тока (рис. 7.4,*б*). В этом случае на противоположных сторонах витка направления токов этих полуволн совпадают. В результате максимумы излучений каждого из витков направлены вдаль оси антенны, которая при совпадении фаз полей излучения от отдельных витков представляет собой типичную антенну поверхностной волны (антенну *осевого излучения*). Главный лепесток её ДН направлен вдоль продольной оси, но при этом имеются заметные по уровню боковые лепестки. В главном лепестке поле излучения спирали имеет поляризацию, близкую к круговой.

Режим осевого излучения сохраняется в довольно широком диапазоне частот (с коэффициентом перекрытия примерно 1,8). Спиральные антенны находят широкое применение именно в этом режиме.

Если на витке спирали укладывается *две и более* длины волны, то в антенне сохраняется режим бегущей волны тока, но направление главного максимума излучения отклоняется от направления продольной оси антенны и ДН имеет воронкообразную форму (рис. 7.4,*в*). Несмотря на то что поляризация поля в главном лепестке близка к круговой, этот режим почти не используется.

В дальнейшем рассматривается только режим осевого излучения спиральной антенны, поскольку именно он представляет наибольший практический интерес.

Для того чтобы найти условие, при котором в направлении оси спирали достигается максимум её излучения, необходимо определить фазовые соотношения между полями, создаваемыми в расположенной

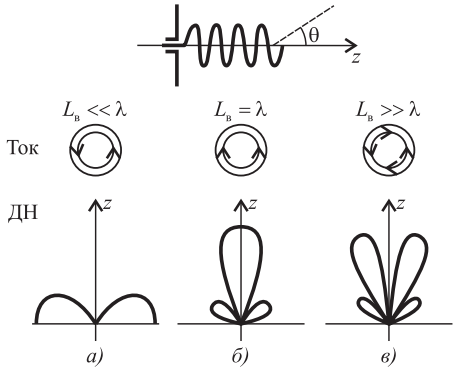


Рис. 7.4. Режимы работы спиральной антенны

на этой оси точке наблюдения M одними и теми же участками соседних витков спирали (рис. 7.5), например начальными участками.

Расстояние между соседними такими участками равно шагу спирали S. Разность фаз полей, создаваемых в точке M первым и вторым участками, определяется, во-первых, отставанием по фазе тока во втором участке при распространении волны вдоль провода и, во-вторых, опережением по фазе поля излучаемого вторым участком за счёт его более близкого расположения к точке наблюдения:

$$\Delta\psi = -\psi_{\text{тока}} + \psi_{\text{поля}} = -\frac{2\pi}{\lambda_{\text{пр}}} L_{\text{в}} + \frac{2\pi}{\lambda} S, \tag{7.3}$$

где $\lambda_{\text{пр}}$ — длина волны в проводе.

Для того чтобы в точке M поля от всех участков спирали складывались в фазе, необходимо, чтобы разность фаз полей $\Delta\psi = 2\pi n$, где n — целое число. При $n = -1$ выражение (7.3) преобразуется к виду

$$\frac{L_{\text{в}}}{\lambda_{\text{пр}}} - \frac{S}{\lambda} = 1, \tag{7.4}$$

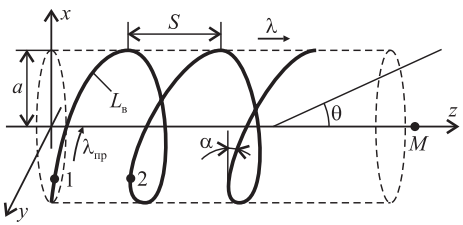


Рис. 7.5. К определению фазовых соотношений

отсюда

$$L_{\text{в}} = \tau(S + \lambda), \tag{7.5}$$

где $\tau = v/c$ — коэффициент, определяющий отношение фазовой скорости v в проводе к скорости света. Его можно определить по формуле [39]

$$\tau = \frac{2\pi a}{\lambda \cos\alpha},$$

где a — радиус спирали; α — угол подъема витка спирали (рис. 7.5).

Условие (7.4) хоть и обеспечивает максимум излучения в направлении оси спирали, но не позволяет достичь максимального КНД в этом направлении. Согласно теории антенных решеток осевого излучения (п. 5.2.5) КНД достигает максимального значения, в случае, если поля отдельных излучателей (витков спирали) складываются в точке наблюдения с некоторым сдвигом фаз. Этот сдвиг должен быть таким, чтобы поля крайних элементов антенны находились в противофазе. В соответствии с этим сдвиг фаз между полями соседних витков должен быть равен

$$\Delta\psi = -2\pi - \frac{\pi}{N}, \tag{7.6}$$

где N — число витков спирали. Требование (7.6) соответствует условию

$$\frac{L_{\text{в}}}{\lambda_{пр}} - \frac{S}{\lambda} = 1 + \frac{1}{2N} \tag{7.7}$$

или

$$L_{\text{в}} = \tau\left(S + \lambda + \frac{\lambda}{2N}\right). \tag{7.8}$$

При удовлетворении соотношения (7.8), однако, не получается круговой поляризации.

Для расчёта диаграмм направленности цилиндрической спиральной антенны в двух ортогональных плоскостях используются приведённые ниже соотношения [38, 39]. В плоскости $\varphi = 0^\circ$ (плоскость *z0x*)

$$F_\theta(\theta) \approx F(\theta)\cos\theta; \quad F_\varphi(\theta) \approx F(\theta)\xi(\theta);$$

в плоскости $\varphi = 90^\circ$ (плоскость *z0y*)

$$F_\theta(\theta) \approx F(\theta)\xi(\theta)\cos\theta; \quad F_\varphi(\theta) \approx F(\theta),$$

где

$$F(\theta) = J_0(ka\sin\theta)\frac{\sin[\pi N\xi(\theta)]}{\xi^2(\theta) - 1};$$

$$\xi(\theta) = (\beta a - ka\cos\theta)\,\mathrm{tg}\,\alpha \approx 1 + ka(1-\cos\theta)\,\mathrm{tg}\,\alpha;$$

$J_0(x)$ — функция Бесселя; θ — угол отклонения от продольной оси антенны; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; β — осевая фазовая постоянная.

Ширину ДН по уровню половинной мощности можно оценить по формуле [39]

$$2\Delta\theta_{0,5} \approx 52^\circ \frac{\lambda}{L_\text{в}}\sqrt{\frac{\lambda}{L_\text{а}}}, \tag{7.9}$$

где $L_\text{а} = NS$ — длина антенны.

КНД антенны в направлении максимума [38, 39]

$$D_0 \approx 15N(ka)^3\frac{\mathrm{tg}\,\alpha}{\cos^2\alpha} \approx 15\left(\frac{L_\text{в}}{\lambda}\right)^2\frac{L_a}{\lambda}. \tag{7.10}$$

Входное сопротивление спиральной антенны удовлетворительно описывается эмпирической формулой Крауса [38, 39]

$$R_\text{вх} \approx 140L_a/\lambda = 140ka. \tag{7.11}$$

Формулы (7.9)–(7.11) применимы к спиральным антеннам с параметрами $N > 3$ и $12^\circ < \alpha < 16^\circ$. Более точные расчетные формулы можно найти в [38].

Коэффициент эллиптичности в направлении оси Oz [39]

$$s = \frac{E_\varphi}{E_\theta} = \frac{j\lambda}{L_\text{в}/\tau - S}. \tag{7.12}$$

Как видно из формулы (7.12), для того чтобы имела место круговая поляризация, необходимо, чтобы выполнялось условие (7.5).

В пределах главного лепестка ДН фазовый центр спиральной антенны практически совпадает с её геометрическим центром. Однако, как показывают исследования [40], спиральная антенна не имеет фазового центра в строгом понимании. Это следует учитывать при использовании спирали в качестве облучателя зеркальной или линзовой антенны.

Угол подъёма спирали обычно выбирается в пределах 12...16°. При этом шаг спирали $S = (0,15...0,3)\lambda$, длина витка $L_\text{в}$ близка к длине волны, замедление $\lambda/\lambda_\text{пр}$ близко к 1,2.

Для уменьшения токов на наружной оболочке коаксиальной линии, уменьшения колебаний входного сопротивления в рабочем диапазоне и ослабления излучения в заднем полупространстве используется металлический диск (рис. 7.3,*а*). Диаметр диска выбирается примерно $(0{,}8...1{,}5)L_\text{а}$.

Если параметры спирали подобраны в соответствии с условием (7.5) или (7.8), то хорошие направленные свойства сохраняются в достаточно широком диапазоне от $0{,}7\lambda_0$ до $1{,}2\lambda_0$, где λ_0 — длина волны, для которой подобрано оптимальное соотношение между $L_в$, τ, N и S.

Для расширения рабочего диапазона частот служат спиральные антенны переменного радиуса: конические (рис. 7.3,*г, д*) и плоские (рис. 7.3,*е, ж*). В таких антеннах излучает в основном та часть спирали, в которой длина витка близка к рабочей длине волны. При этом остальная часть спирали в формировании излучения фактически не участвует. Поэтому рабочий диапазон в этих антеннах определяется длиной крайних витков, а коэффициент перекрытия диапазона равен отношению длин этих витков (их диаметров или радиусов).

Однако излучение конических и плоских спиральных антенн оказывается слабонаправленным. В конической спирали в излучающую область кроме основного витка входят: ближайший больший и 2–3 ближайших меньших витка. Первый играет роль рефлектора, а вторые — роль директоров. В целом излучающая область является некоторым подобием четырех- или пятиэлементной антенны типа «волновой канал». Главное излучение антенны при этом направлено вдоль оси спирали в сторону её конца, ширина ДН по уровню половинной мощности зависит от угла при вершине конуса и угла намотки спирали и обычно лежит в пределах 60...80°.

Ширина ДН цилиндрической спиральной антенны обычно не меньше 20...25°. Для улучшения направленных свойств спиральные антенны объединяют в решетки.

Вопросы к главе 7

1. Назовите отличительные особенности поля с вращающейся поляризацией.
2. Когда и при каких условиях можно получить поле с круговой поляризацией?
3. Какие типы антенн с вращающейся поляризацией Вы знаете?
4. Назовите режимы работы спиральной антенны.
5. Какой из режимов работы спиральной антенны называется рабочим?
6. При каком условии обеспечивается осевое излучение спиральной антенны?
7. С какой целью используются конические спиральные антенны?

ГЛАВА 8
ШИРОКОДИАПАЗОННЫЕ АНТЕННЫ

8.1. Принцип самодополнительности и плоские широкополосные вибраторы

В основу создания плоских широкополосных вибраторов положен *принцип самодополнительности*, впервые сформулированный Букером [41]. Этот принцип характеризует свойства плоских бесконечно протяженных антенн, состоящих из металлических листов произвольной формы и идентичных им по форме отверстий. При возбуждении такой антенны её входное сопротивление в точках подключения ЭДС чисто активно, равно 60π и не зависит от частоты.

Специфические свойства самодополнительных структур связаны с известным из электродинамики *принципом дополнительности* [42]. Две структуры, выполненные из бесконечно тонких проводящих листов, называются дополнительными, если одна из них может быть получена из другой заменой проводящей части плоскости на отверстие и наоборот. Пример дополнительных структур (щелевого излучателя и металлического вибратора) показан на рис. 8.1,*а*. При возбуждении таких структур их входные сопротивления связаны соотношением [41]

$$Z_1 Z_2 = (60\pi)^2. \tag{8.1}$$

Структура (рис. 8.1,*б*), выполненная из треугольных металлических плоскостей бесконечной протяженности с углами при вершинах 90°, является самодополнительной — она совпадает со своей дополнительной структурой с точностью до поворота на 90°.

При подведении питания к вершинам углов эта структура, рассматриваемая как металлический вибратор, характеризуется некоторым входным сопротивлением $Z_{\text{вх}}$. Эта же структура, рассматриваемая как щелевой излучатель, имеет в соответствии с (8.1) входное сопротивление, связанное с сопротивлением дополнительного вибратора $Z_{\text{дв}}$ соотношением

$$Z_{\text{вх}} = (60\pi)^2 / Z_{\text{дв}}.$$

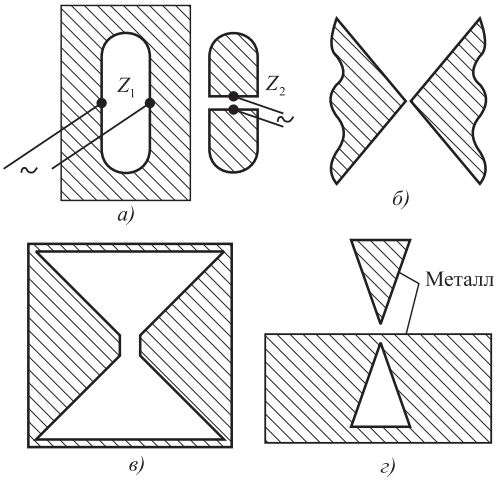


Рис. 8.1. Дополнительные и самодополнительные структуры

Поскольку дополнительный вибратор по форме совпадает с самой рассматриваемой структурой, то $Z_{\text{дв}} = Z_{\text{вх}}$, откуда следует, что $Z_{\text{вх}} = 60\pi$.

Поскольку бесконечные структуры не реализуемы, полное осуществление принципа самодополнительности на практике невозможно. Реально, плоские вибраторы выполняются по схеме, показанной на рис. 8.1,*в*. Однако, как следует из экспериментальных данных, входные сопротивления антенн при конечных размерах металлической части излучателя слабо меняются в широком диапазоне частот и имеют малую реактивную составляющую [5].

Изображенная на рис. 8.1,*в* антенна может быть выполнена с углами у вершин, отличными на 10...15° от прямого угла [43]. При этом существенного ухудшения согласования не произойдет. Оптимальное согласование получится при питании фидером с несколько большим волновым сопротивлением при уменьшении угла и меньшим при увеличении угла.

Плоский вибратор (рис. 8.1,*в*), в отличие от цилиндрических и конических вибраторов, имеет в плоскости, перпендикулярной плоскости расположения вибратора, неосесимметричную ДН овальной формы с меньшей осью в плоскости вибратора.

Возможны также и другие подходы к практической реализации антенн, выполненных по принципу самодополнительности [5, 43]. Один из вариантов таких антенн показан на рис. 8.1,*г*.

8.2. Принцип электродинамического подобия

Внимательное рассмотрение выражений, описывающих характеристики антенн различных типов, показывает, что в эти выражения входят не сами геометрические размеры антенны, а их отношение к длине волны. Это обстоятельство является выражением *принципа электродинамического подобия*, который формулируется следующим образом.

Электрические характеристики антенны остаются неизменными, если сохраняется её форма и соотношение между линейными (геометрическими) размерами и длиной волны. Иными словами, если имеются две антенны одинаковой формы, а размеры этих антенн соотносятся так же, как и длины волн, на которых они работают,

$$\frac{\ell_1}{\ell_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{f_2}{f_1},$$

то характеристики антенн на соответствующих частотах будут одинаковыми. При этом проводимость окружающей среды и материала, из которого изготовлены обе антенны, должны изменяться в соответствии с тем же отношением. Последнее требование при выполнении антенн из металла с высокой удельной проводимостью и при размещении антенн в воздухе может не выполняться.

Принцип электродинамического подобия позволяет применять при экспериментальном исследовании антенн вместо рабочей частоты более высокие частоты (что особо актуально для ВЧ антенн), а также реализовывать частотно-независимые антенны.

Для создания частотно-независимых антенн необходимо использовать такую конфигурацию, чтобы на любой частоте из полосы рабочих частот относительный размер излучающей части антенны оставался постоянным. Это условие обеспечивается в бесконечных структурах, форма которых зависит только от угловых координат («принцип углов») [44].

Для того чтобы антенны были практически реализуемыми, частотно-независимые структуры должны обладать свойством «концевой отсечки тока» [5]. Это свойство предполагает, что на каждой данной волне ток протекает в пределах ограниченного участка частотно-независимой структуры, размер которого определяется длиной волны. За пределами этого участка (называемого *активной областью* антенны) ток быстро затухает (отсекается).

Частотно-независимой антенной, таким образом, является такая антенна конечных размеров, которая в определенном диапазоне волн

обладает всеми свойствами бесконечных антенн. Максимальная длина волны её рабочего диапазона определяется при этом максимальными размерами антенны, а минимальная длина волны — точностью выполнения структуры вблизи точек питания антенны.



Рис. 8.2. Конический вибратор

Примером частотно-независимой антенны, в которой соблюдается принцип углов, может служить представленный на рис. 2.7,*а* и рис. 8.2 конический вибратор.

На практике используются два типа частотно-независимых структур: непрерывные и дискретные. Основой непрерывной структуры является равноугольная (логарифмическая) спираль

$$r(\theta,\varphi) = r_0\delta(\theta-\theta_0)\mathrm{e}^{\alpha(\varphi+\varphi_0)}, \quad (8.2)$$

где $\delta(x) = \begin{cases} 1, & x=0, \\ 0, & x\neq 0, \end{cases}$ — символ Кронекера.

В случае, когда $\theta_0 = 90^\circ$, выражение (8.2) описывает плоскую спираль, в случае $\theta_0 < 90^\circ$ — коническую спираль (рис. 8.3,*а*), причём угол подъёма спирали $\alpha = \mathrm{const}$.

8.3. Широкодиапазонные спиральные антенны

Логарифмическая спиральная антенна имеет вид расширяющейся металлической ленты, лежащей на поверхности конуса или плоскости и ограниченная с обеих сторон логарифмическими спиралями с одинаковыми параметрами θ_0, r_0 и α, но с различными начальными углами (рис. 8.3,*б*). Излучающей является часть антенны с длиной витка, близкой к рабочей длине волны. Рабочий диапазон такой антенны определяется отношением диаметров начального и конечного витков

$$\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} \approx \frac{D_2}{D_1}. \quad (8.3)$$

Со стороны коротких длин волн ограничительным фактором является возможность миниатюризации перехода питающей линия к спирали, со стороны длинных волн — допустимые габариты. Высокочастотное питание антенны производится со стороны вершины конуса. Спиральные антенны могут быть одно-, двух- и четырёхзаходными.

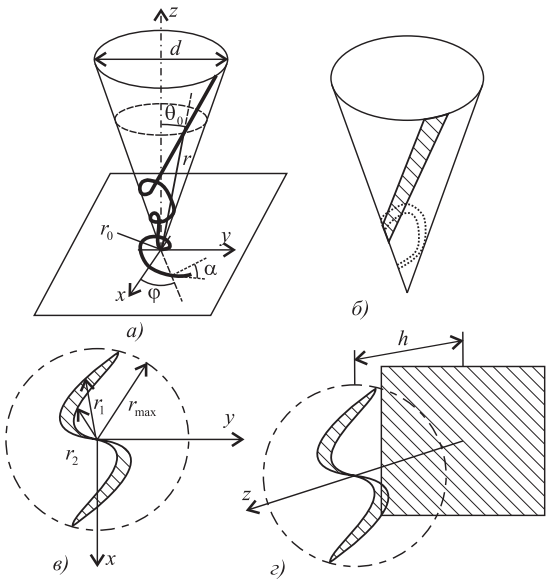


Рис. 8.3. Логарифмические спиральные антенны

Наиболее распространены одно и двухзаходные спирали, состоящие из одной или двух спиралей (рис. 8.3,*б, в*).

Плоская спиральная антенна (рис. 8.3,*в, г*) излучает в основном вдоль оси *Oz* с одинаковой интенсивностью в обе стороны, коническая — главным образом в сторону вершины конуса, так как при $\theta_0 < 25^\circ$ излучение в обратном направлении становится незначительным. Это объясняется тем, что при малых значениях θ_0 резонирующий виток вместе с соседними витками образует замедляющую систему, аналогичную обычной цилиндрической спирали. В ней возбуждается обратная волна, которая и создаёт основную часть поля излучения.

Поле, излучаемое в основном направлении, имеет круговую поляризацию, а поле, излучаемое в других направлениях, — эллиптическую. Направление вращения поляризации в режиме передачи соответствует намотке спирали, если смотреть на неё по направлению излучения. Применяемый для получения однонаправленного излучения плоский экран располагается на расстоянии h меньшем, либо равном четверти длины волны от спирали (рис. 8.3,*г*).

Входное сопротивление бесконечной логарифмической спирали равно её волновому сопротивлению, т. е. чисто активно и не зависит от частоты. Входное сопротивление конечной спирали в рабочей полосе частот также почти чисто активно и примерно постоянно.

Двухзаходную спираль, изготовленную из плоского металлического листа (рис. 8.3,*в*), можно рассматривать как спиральную щелевую антенну. Её входное сопротивление (проводимость) можно выразить по принципу двойственности через входное сопротивление дополнительной спирали (рис. 8.3,*г*). Если спираль является самодополнительной структурой, её входное сопротивление определяется величиной $60\pi \approx 190$ Ом. Входное сопротивление конечной самодополнительной спирали близко к этому же значению. Изменением соотношений между шириной металлических спиралей и просветов между ними, в частности выбирая более «толстые» спирали, можно снизить входное сопротивление до 60...80 Ом.

Для упрощения технологии изготовления, наряду с логарифмическими спиралями, находят широкое применение плоские и конические проволочные спирали, навитые из проводов постоянного поперечного сечения. Они не являются частотно-независимыми, однако тоже могут работать в широком диапазоне частот с коэффициентом перекрытия 6...8. Входное сопротивление двухзаходной проволочной спирали составляет величину, близкую к 140 Ом.

8.4. Логопериодические антенны

На основе принципа электродинамического подобия оказывается возможным реализовывать широкополосные антенны линейной поляризации, получившие наименование *логопериодических антенн* (ЛПА). Они представляют собой набор вибраторных излучателей увеличивающихся размеров (рис. 8.4).

Каждый вибратор наиболее интенсивно возбуждается в определенной полосе частот, прилегающей к его резонансной частоте. Если размеры излучателя выбраны так, что в этой полосе его ДН и входное сопротивление меняется незначительно, а периодичность структуры такова, что полосы частот соседних вибраторов примыкают друг к другу, то антенна будет сохранять свои характеристики в весьма

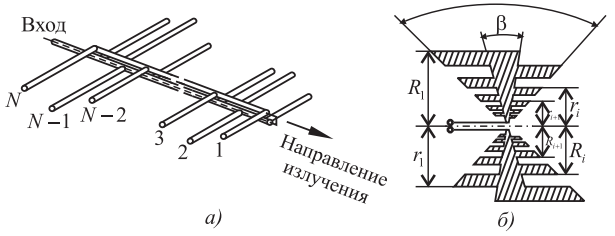


Рис. 8.4. Логопериодические антенны

широкой полосе частот. Коэффициент перекрытия рабочей полосы частот, так же как и у спиральных конических антенн, определяется отношением размеров крайних излучателей (8.3).

Размеры элементов в логопериодической антенне (рис. 8.4,*б*) подобраны так, что они образуют геометрическую прогрессию со знаменателем [5]

$$\tau = \frac{R_{i+1}}{R_i} = \frac{r_{i+1}}{r_i}. \tag{8.4}$$

Очевидно, что в этом случае изменение всех размеров бесконечной структуры в τ раз приведет к получению структуры, форма которой полностью совпадает с исходной. Поэтому электрические характеристики ЛПА повторяются лишь на частотах, которые подобно размерам антенны образуют геометрическую прогрессию со знаменателем τ:

$$f_0, \quad f_0\tau, \quad f_0\tau^2, \ldots, f_0\tau^n, \ldots .$$

При изображении на шкале частот с логарифмическим масштабом эти частоты образуют периодическую последовательность с постоянным периодом $\ln\tau$:

$$\ln f_0, \quad \ln f_0 + \ln\tau, \quad \ln f_0 + 2\ln\tau, \ldots, \ln f_0 + n\ln\tau, \ldots .$$

Отсюда и происходит название антенн данного типа.

Понятно, что в пределах от $f_0\tau^n$ до $f_0\tau^{n+1}$ одного периода изменения частоты электрические характеристики логопериодических антенн будут изменяться. Такое изменение должно быть достаточно малым, чтобы логопериодические антенны можно было считать действительно частотно-независимыми. Это условие справедливо при таком конструктивном выполнении ЛПА, при котором период изменения частоты сам является малым.

Некоторые логопериодические антенны (рис. 8.4,*б*) могут, помимо прочего, обладать свойством самодополнительности, что является еще одной гарантией малости изменения их характеристик в пределах одного периода.

Диаграммы направленности логопериодических антенн обладают теми же особенностями, что и ДН логарифмической спирали. Типовые ДН вибраторной логопериодической антенны в плоскостях E и H приведены на рис. 8.5.

Вибраторные логопериодические антенны (рис. 8.4,*а*) излучают вдоль своей оси в направлении коротких вибраторов. С этой же стороны находятся точки подключения питания. Сами вибраторы через один подключены к линии питания перекрестно.

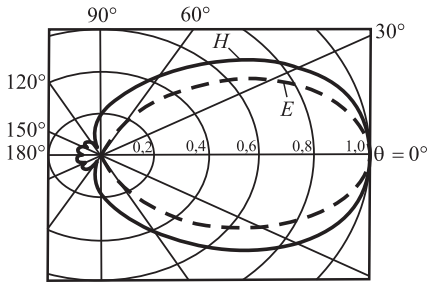


Рис. 8.5. Диаграммы направленности логопериодической антенны

Принцип действия вибраторной логопериодической антенны (рис. 8.6) состоит в следующем [5]. Расположенные в начале структуры очень короткие (по сравнению с длиной волны) вибраторы практически не излучают. Из-за перекрестного подключения к линии питания и малости расстояний между вибраторами в сравнении с длиной волны поля, создаваемые этими вибраторами, оказываются почти в противофазе. Также следует учесть, что токи, отбираемые короткими вибраторами, очень малы по амплитуде вследствие большого их реактивного сопротивления.

По мере удаления от точек питания расстояние между вибраторами постепенно возрастает, а токи в вибраторах приобретают дополнительный сдвиг по фазе, пропорциональный расстоянию между вибраторами. Если расстояние между вибраторами $d_{i,i+1}$ примерно равно четверти длины волны, то дополнительный сдвиг фазы в направлении $\theta = 0^\circ$ окажется равным примерно 180° и скомпенсирует перекрестное включение вибраторов. Таким образом, для получения однонаправленного излучения расстояния между вибраторами, длины которых близки к резонансным, должны составлять около $\lambda/4$.

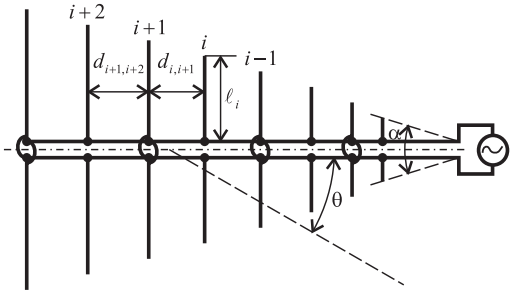


Рис. 8.6. Вибраторная логопериодическая антенна

На некоторой частоте логопериодическая антенна может рассматриваться как трех- или четырехэлементная антенна «волновой канал», когда резонирующий элемент является активным вибратором, соседний более длинный элемент — рефлектором, а соседние меньшие — директорами. Такой подход может использоваться для приближенного расчета ДН логопериодической антенны.

Диаграммы направленности в плоскостях E и H могут быть рассчитаны по формулам [45]:

$$F_E(\varphi) = \frac{\cos(0{,}5\pi \sin\theta)}{\cos\theta} \sin[0{,}25\pi(1-\tau)\operatorname{ctg}\alpha(1+\cos\theta)];$$
$$F_H(\theta) = \sin[0{,}25\pi(1-\tau)\operatorname{ctg}\alpha(1+\cos\theta)].$$

В связи с тем, что в излучении на некоторой частоте участвует всего несколько вибраторов, ДН получается достаточно широкой (рис. 8.5). Увеличение τ при неизменном угле α сужает ДН, так как увеличивается число вибраторов, входящих в активную область. Уменьшение угла α при неизменном параметре τ также сужает ДН, поскольку при этом увеличивается расстояние между соседними вибраторами, т. е. активная область расширяется. Сказанное справедливо только до некоторых критических значений $\tau_{\max} \approx 0{,}95$ и $\alpha_{\min} \approx 10^\circ$ [46].

Плоские антенны (рис. 8.4,*б*) излучают, в основном, в направлениях, перпендикулярных к плоскости антенны. Для получения однонаправленного излучения можно использовать дополнительный отражатель-рефлектор или перейти к пространственной клинообразной структуре, состоящей из двух плоских антенн, сходящихся клином со стороны коротких излучателей.

Первый способ реализуется в вертикальных передающих антеннах декаметрового диапазона. Их ДН в вертикальной плоскости определяется с помощью теоремы умножения ДН (5.11)

$$F_{\text{верт}}(\Delta) = F_1(\Delta)F_{\text{з}}(\Delta), \tag{8.5}$$

где $F_1(\Delta)$ — ДН полотна антенны и рефлектора; $F_{\text{з}}(\Delta)$ — множитель земли (2.49), т. е. ДН ненаправленного излучателя, поднятого на высоту H над поверхностью земли.

Принцип формирования ДН согласно выражению (8.5) представлен на рис. 8.7. Отклонение максимума ДН от плоскости земли $\Delta_{\text{гл}}$ при этом определяется, в основном, вторым множителем и зависит от относительной высоты подвеса активной области H/λ.

В клинообразной антенне (рис. 8.8) излучение происходит главным образом в направлении вершины клина, в котором антенны расположены под углом ψ, причём вначале с уменьшением этого угла на-

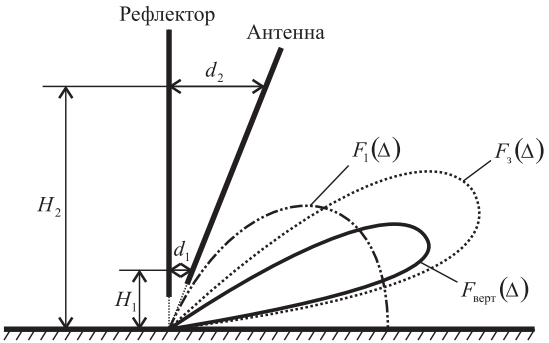


Рис. 8.7. Формирование ДН в вертикальной плоскости

правленность излучения возрастает. При малых углах ДН в плоскости H несколько расширяется за счёт некоторого уменьшения эффективной площади антенны. Для каждой антенны существует определённый оптимальный угол $\psi_{опт}$, при котором КНД антенны достигает максимума. Обычно $\psi_{опт} = 75...80°$.

При использовании одиночных логопериодических антенн и клинообразных структур в ВЧ диапазоне их располагают наклонно по отношению к поверхности земли (рис. 8.9) [47].

Одиночная антенна (рис. 8.9,*а*) обладает довольно широкой ДН в вертикальной плоскости и относительно невысоким КУ. Более узкую ДН в вертикальной плоскости и, соответственно, более высокий КУ можно получить при использовании клинообразной логопериодической антенны (рис. 8.9,*б*), однако из-за сложности конструкции подобные антенны широкого применения не нашли.

Поле наклонной логопериодической антенны (рис. 8.10) является суммой полей прямой (1) и отражённой (2) от земли волн. Полотна занимают различное положение в пространстве, поэтому нельзя использовать теорему умножения ДН. С учётом соотношения между

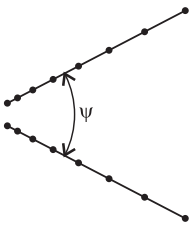


Рис. 8.8. Клинообразная антенна

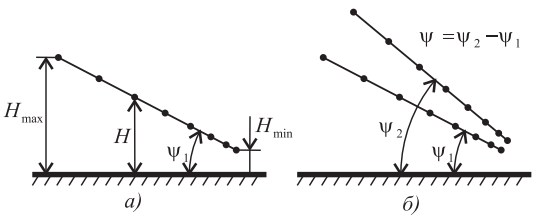


Рис. 8.9. Расположение антенны над землей

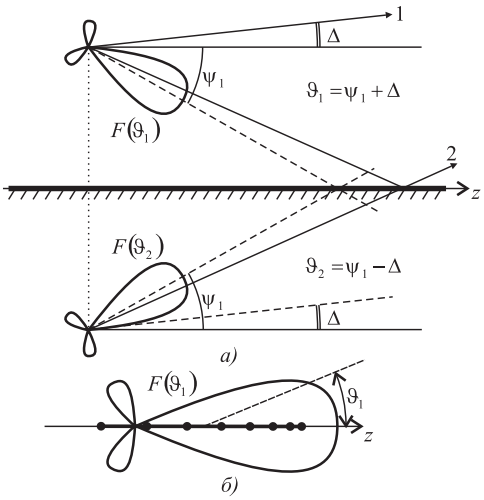


Рис. 8.10. К расчету ДН антенны над землей

углами $\vartheta_1, \vartheta_2, \psi_1, \Delta$ можно получить

$$F_{\text{рез}}(\Delta) = F(\psi_1 + \Delta)\mathrm{e}^{jkd\sin\psi_1\sin\Delta} - F(\psi_1 - \Delta)\mathrm{e}^{-jkd\sin\psi_1\sin\Delta}, \qquad (8.6)$$

где $F(\vartheta_1)$ — ДН одного полотна в свободном пространстве; ϑ_1 — угол, отсчитываемый от его оси (рис. 8.10,*б*); d — расстояние от вершины логопериодической структуры до её активной области.

Результирующая ДН, определяемая формулой (8.6), оказывается отклонённой от поверхности земли на заметный угол $\Delta_{\text{гл}}$.

Для оценки входного сопротивления плоской ЛПА можно исходить из свойства самодополнительной структуры, наподобие той, что представлена на рис. 8.4,*б*. Её входное сопротивление как и у плоской самодополнительной спирали равно 60π, т. е. примерно 190 Ом.

Входное сопротивление пространственно разнесённых логопериодических структур остаётся чисто активным, а его значение несколько уменьшается с уменьшением угла ψ. При малых углах ψ входное сопротивление близко к 100...120 Ом.

Входное сопротивление вибраторной антенны может быть рассчитано как волновое сопротивление двухпроводной линии, нагруженной короткими вибраторами (сосредоточенными ёмкостями). С точностью 10 % его можно определить по формуле [48]

$$Z_{\text{вх}} \approx W \Big/ \sqrt{1 + \frac{W\sqrt{\tau}}{4\rho\sigma}},$$

где W — волновое сопротивление собирательной линии; $\rho = 120[\ln(\ell/a) - 2{,}25]$ — среднее волновое сопротивление короткого вибратора; $\sigma = \dfrac{d_{i-1,i}}{2\ell_i} = \dfrac{1}{4}(1-\tau)\operatorname{ctg}\alpha$; ℓ/a — отношение длины плеча к радиусу вибраторов.

Подробно с конструкциями логопериодических антенн можно ознакомиться в [5, 49]. Инженерные методы расчета ЛПА обстоятельно изложены в [49, 50].

Логопериодические антенны широко применяются в качестве приемных и передающих антенн ВЧ диапазона, приемных телевизионных антенн, а также широкополосных облучателей параболических и линзовых антенн.

Вопросы к главе 8

1. В чем заключается принцип самодополнительности?
2. Приведите пример антенны, основанной на принципе самодополнительности.
3. В чём заключается принцип электродинамического подобия?
4. Сформулируйте условие практической реализуемости частотно-независимых структур.
5. Что представляет собой логопериодическая антенна?
6. Как соотносятся между собой полосы частот отдельных излучателей?
7. Как можно добиться однонаправленного излучения в логопериодических антеннах?
8. Как установлено полотно логопериодической антенны относительно поверхности почвы?
9. Какие разновидности широкополосных спиральных антенн Вы знаете?

ГЛАВА 9

АНТЕННЫ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ РЕФЛЕКТОРАМИ

9.1. Антенны обратного излучения

Плоскость, через которую проходит основная часть энергии, излучаемой антенной «волновой канал», представляет собой кажущуюся плоскость раскрыва антенны. Если перед директорами антенны перпендикулярно её плоскости расположить металлический рефлектор (рис. 9.1), площадь которого приблизительно равна плоскости раскрыва, то волна, отраженная от этого рефлектора, пройдет вдоль антенны «волновой канал» второй раз и будет излучаться в обратном направлении. В связи с этим антенны подобного типа носят названия *антенн обратного излучения* [30].

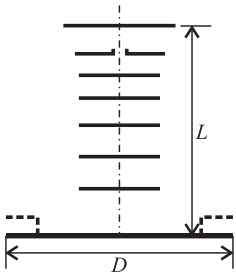


Рис. 9.1. Антенна обратного излучения

Вторичное прохождение отраженной волны вдоль антенны фактические удваивает ее электрическую длину по сравнению с её реальной геометрической длиной. Как известно, удвоение длины антенны дает увеличение её КНД примерно на 3 дБ. Однако, так как в антенне обратного излучения поле за металлическим рефлектором практически отсутствует, реальное увеличение КНД составляет 5...6 дБ.

Основным преимуществом антенн обратного излучения является возможность уменьшить продольные размеры антенны без ухудшения её направленности, что достигается за счет существенного возрастания поперечных размеров антенны. Относительно большая площадь рефлектора относится к недостаткам антенны обратного излучения.

При больших размерах плоского экрана, когда $D > 1{,}1\sqrt{L/\lambda}$, параметры антенны ухудшаются [46]. Это объясняется появлением на краях отражателя противофазно возбуждаемых областей, возникающих из-за большой разности хода от активного вибратора до центральной и крайней точек отражателя. Для устранения этого эффекта

краям отражателя придается ступенчатая форма (рис. 9.1, штриховая линия).

По принципу действия антенны обратного излучения напоминают зеркальные антенны (глава 12), но отличаются от них более простой формой отражателя.

Антенны обратного излучения могут быть построены и на основе других антенн осевого излучения, например спиральных излучателей.

Как показывают исследования [51], для облегчения конструкции антенны металлический рефлектор может быть заменен сеткой из проводов, расстояния между которыми много меньше длины волны. При этом провода в такой сетке должны быть параллельны вектору $\mathbf{E}$. Провода, перпендикулярные вектору $\mathbf{E}$, в отражении волны не участвуют.

Параметры сетчатого рефлектора — диаметр проводов d и шаг сетки b могут быть определены из следующего соотношения [30]:

$$\lambda = 20b \lg \frac{b}{\pi d}. \tag{9.1}$$

Уравнение (9.1) получено в предположении, что через рефлектор проходит только 1 % от падающей на него мощности.

9.2. Уголковые антенны

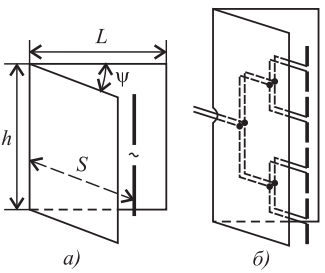


Рис. 9.2. Уголковая антенна

В диапазоне дециметровых и метровых волн на практике сравнительно часто используют *уголковые антенны*, состоящие из двух плоских пластин (рефлектора) и линейного облучателя, расположенного между ними [10, 39]. В качестве облучателя используется либо одиночный вибратор (рис. 9.2,*а*), либо сложная многовибраторная антенна (рис. 9.2,*б*). Обычно ось облучателя располагается в плоскости биссектрисы угла между стенками рефлектора.

При надлежащем выборе угла между пластинами и расстояния S от оси вибратора до вершины угла можно обеспечить благоприятное сложение поля волны, отраженной от рефлектора, с полем волны, создаваемой непосредственно вибратором. При этом, если облучатель расположен симметрично относительно пластин антенны, максимальное излучение получается в направлении биссектрисы угла.

На практике обычно высота рефлектора h выбирается несколько большей, чем длина облучателя, а ширина пластины L не меньше λ. Следует отметить, что чем меньше угол ψ, тем больше должен быть размер L.

Строгий анализ излучения уголковой антенны с конечными размерами L и h представляет собой крайне сложную задачу. В [39] можно найти строгие решения для некоторых частных случаев. При инженерных расчетах часто полагают $L = h = \infty$, что позволяет получить пригодные для практических расчетов формулы.

В плоскости H, перпендикулярной оси облучателя, ДН уголковой антенны слабо зависит от длины облучателя и от размера h. Поэтому при анализе излучения в этой плоскости вместо реального вибратора можно рассматривать бесконечно протяженную нить, обтекаемую электрическим током, амплитуда и фаза которого одинаковы во всех точках нити. Поле излучения бесконечно протяженного линейного источника может быть определено на основе решения задачи о дифракции цилиндрической волны на клине [52]. Если облучатель расположен в плоскости биссектрисы угла между пластинами рефлектора, то

$$F_H(\varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left[-j\frac{\pi^2(2n+1)}{2\psi}\right] J_{\pi(2n+1)/\psi}(kS)\cos\left[\frac{\pi\varphi}{\psi}(2n+1)\right], \tag{9.2}$$

где φ — угол, отсчитываемый от биссектрисы угла ψ.

Ряд в формуле (9.2) сходится достаточно быстро. Если kS невелико, то можно ограничиться только первым членом ряда. В этом случае ДН принимает вид

$$F_H(\varphi) = \cos\left(\pi\frac{\varphi}{\psi}\right).$$

Если величина $\pi/\psi = m$ является целым числом, то с помощью метода зеркальных изображений для диаграмм направленности антенны можно получить простые формулы, справедливые для любых S/λ [39]. При этом стенки рефлектора заменяются идеально проводящими плоскостями и учитываются путем введения $(2m-1)$ дополнительных излучателей. Мнимые излучатели расположены в одной плоскости с исходным излучателем на одинаковом расстоянии друг от друга, расстояния от действительного и мнимых излучателей до линии пересечения стенок рефлектора также равны (рис. 9.3).

Амплитуды тока мнимых источников равны амплитуде тока действительного источника. Фазовый сдвиг между токами соседних источников составляет π, причем действительный источник имеет нулевую

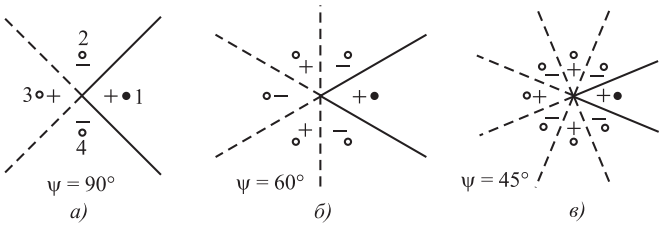


Рис. 9.3. Эквивалентные кольцевые решетки

начальную фазу. Например, при $\psi = 90°$ уголковый рефлектор заменяется тремя фиктивными вибраторами 2, 3 и 4 (рис. 9.3,*а*). Ток фиктивного вибратора 3 совпадает с током действительного вибратора 1, а токи фиктивных вибраторов 2 и 4 находятся с ним в противофазе.

С учетом эквивалентной схемы можно получить выражение для ДН в плоскостях E и H

$$F(\theta, \varphi) = F_1(\theta) \sum_{n=-m+1}^{m} (-1)^n \mathrm{e}^{jkS \sin\theta \cos(\varphi + n\psi)}, \qquad (9.3)$$

где $F_1(\theta)$ — диаграмма направленности облучателя в свободном пространстве; θ — угол между направлением излучения и линией пересечения стенок рефлектора. Если в качестве облучателя выступает одиночный симметричный вибратор, то $F_1(\theta)$ определяется выражением (2.7).

При бесконечно больших размерах рефлектора излучение фиктивных вибраторов полностью эквивалентно излучению токов, возникающих на рефлекторе. Это следует из того, что система фиктивных вибраторов вместе с действительным вибратором обеспечивает выполнение граничных условий на бесконечно проводящих поверхностях стенок рефлектора, т. е. обеспечивает равенство нулю тангенциальных составляющих вектора напряженности электрического поля.

При ограниченных размерах стенок рефлектора фиктивные вибраторы неточно воспроизводят поле, создаваемое токами, текущими на этих стенках. Однако практически при достаточно больших размерах стенок эффект, создаваемый возникающими на них токами, не отличается существенно от эффекта, создаваемого токами, текущими на стенках бесконечно больших размеров.

В секторе углов $|\varphi| > \psi/2$, т. е. снаружи рефлектора, напряженность поля может быть определена как величина, обратная напряженности, создаваемой токами рефлектора бесконечных размеров за вычетом участка, соответствующего реально существующему рефлектору [39].

Строгий анализ диаграмм направленности уголковой антенны в поперечной плоскости для случая конечного L, но при $h = \infty$ можно найти в [53].

Сопротивление излучения уголковой антенны может быть рассчитано методом наведенных ЭДС (разд. 6.5). В случае $L = h = \infty$ влияние рефлектора на сопротивление излучения может быть учтено методом зеркальных изображений.

Для получения приемлемой диаграммы направленности и высоких значений КНД и сопротивления излучения отношение S/λ следует выбирать в пределах 0,25...0,75 при $\psi = 90^\circ$, 0,35...0,8 при $\psi = 60^\circ$ и 0,5...1,0 при $\psi = 45^\circ$ [39].

Со стороны малых значений отношение S/λ ограничивается значительным уменьшением сопротивления излучения, со стороны больших значений — нежелательными искажениями ДН.

Размер h следует выбирать таким образом, чтобы крайние точки проекции облучателя на рефлектор находились на расстоянии, не меньшем $(0{,}1...0{,}15)\lambda$ от края рефлектора. Чем больше отношение S/λ, тем больше требуемое значение h/λ.

Для того чтобы в секторе $|\varphi| < \psi/2$ экспериментальная ДН удовлетворительно совпадала с расчетной, необходимо, чтобы размер L был не менее λ при $\psi = 90^\circ$, не менее $1{,}5\lambda$ при $\psi = 60^\circ$ и не менее 2λ при $\psi = 45^\circ$.

Для возбуждения уголковой антенны могут использоваться любые типы диапазонных вибраторов. При этом следует учитывать значительное влияние величины S на согласование вибратора с питающим фидером.

Крепление вибратора осуществляется либо с помощью диэлектрических изоляторов, либо с помощью «металлических изоляторов», т. е. короткозамкнутых линий с длиной, близкой к $\lambda/4$. Второй тип крепления предпочтительнее, так как при этом устраняются диэлектрические потери и увеличивается прочность конструкции. Кроме этого, «металлические изоляторы» могут быть использованы для улучшения согласования с питающей линией.

Как и в случае антенн обратного излучения, уголковый рефлектор может быть выполнен в виде сетки проводов. При этом для выбора параметров сетки можно использовать соотношение (9.1).

Для увеличения направленности и расширения рабочей полосы частот предложено несколько вариантов уголковых антенн, в которых облучателем выступают ромбические антенны [54, 55]. Особенностью указанных антенн является тот факт, что уголковый рефлектор в них

может быть выполнен в виде отдельных, не соединенных друг с другом пластин.

Вопросы к главе 9

1. Что такое антенна обратного излучения?
2. На базе каких антенн может быть сконструирована антенна обратного излучения?
3. Из чего состоит уголковая антенна?
4. Что можно использовать в качестве облучателя уголковой антенны?
5. Как можно приближенно рассчитать диаграмму направленности уголковой антенны?
6. Чем можно заменить металлический рефлектор без ухудшения характеристик антенны?

ГЛАВА 10
ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН СВЧ

10.1. Методы анализа антенн СВЧ

Антенны СВЧ можно рассматривать как некоторые поверхностные излучатели. Примерами антенн этого типа являются рассмотренные в следующих главах рупорный излучатель, зеркальные и линзовые антенны. Их поле излучения в большинстве случаев может быть рассчитано по распределению тока или поля на поверхности, лежащей в ближнем поле антенны.

Для расчёта излучения поверхностных антенн, прежде всего, должны быть заданы определяемые питанием или конструкцией антенны первичные источники, по которым затем рассчитываются вторичные источники и суммарное поле излучения. При этом питание, как правило, осуществляется таким образом, чтобы можно достаточно точно указать путь распространения электромагнитной энергии через линию питания собственно к антенне и далее в пространство излучения.

Если применить такие рассуждения к зеркальной антенне, представленной на рис. 10.1, то видно, что в режиме излучения энергия подводится с помощью линии питания 1 к первичному излучателю 2 (в данном примере — рупорному излучателю), отражается далее от зеркала 3 и далее попадает в окружающее пространство.

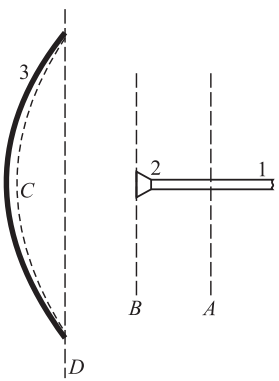


Рис. 10.1. Зеркальная антенна

Задача расчёта направленных свойств антенны состоит в том, чтобы по известному распределению тока или поля определить диаграмму направленности. В настоящее время разработано несколько различных методов расчета антенн СВЧ [43, 52, 56–62]. При этом приближённые методы расчёта отличаются, в основном, выбором поперечного сечения с удобным распределением поля в нём.

Распределение поля в самом поперечном сечении, т. е. распределение первичных источников, должно быть известно с определённой точностью. Оно может быть определено одним из трех способов: экспериментально, на основании простых теоретических соображений (например, распределение поля в поперечном сечении волновода) либо приближённо при некоторых упрощающих предположениях, базирующихся обычно на принципах геометрической оптики.

Если для наглядности рассмотреть зеркальную антенну (см. рис. 10.1), то для её расчета можно использовать следующие приближенные подходы.

1. Для волновода, питающего облучающий зеркало рупор, можно найти распределение поля в его поперечном сечении достаточно удаленном от его горловины (сечение A). Это распределение может считаться известным при известном типе волны и коэффициенте отражения. Если стенки рупора и поверхность зеркала обладают идеальной проводимостью, принципиально возможно рассчитать излучение зеркала, исходя из распределения поля в поперечном сечении A волновода. Однако эта задача сложна и на практике применения не находит.

2. Можно определить распределение поля в апертуре рупорного облучателя (в поперечном сечении B) и далее — излучение всей антенны. Однако и такой расчёт всё же слишком сложен.

3. За основу берётся поперечное сечение C, т. е. считается известным распределение тока на поверхности зеркала или поля в плоскости, перпендикулярной оптической оси зеркала, на поверхности, ограниченной его кромками.

По распределению тока на поверхности зеркала можно рассчитать поле излучения, если пренебречь искажением поля первичным излучателем и другими элементами конструкции, расположенными перед апертурой антенны. Этот способ называется *токовым методом*. Он позволяет рассчитывать диаграммы направленности, включая основной лепесток и все боковые. Распределение тока на зеркале при этом находится с некоторыми приближениями по законам геометрической оптики.

При использовании токового метода делаются следующие допущения:

- первичный излучатель считается точечным, если такую идеализацию допускает его конструкция;
- первичное излучение, падающее на зеркало из центра излучателя под различными углами, соответствует дальнему полю облучателя и по ДН облучателя можно рассчитать токи на зеркале;

- ток в любой точке зеркала равен току, который возбуждался бы в этой точке на идеально проводящей плоскости, касательной к поверхности зеркала, и волна облучателя в этой точке представляет собой локальную плоскую волну;
- на обратной (теневой) стороне зеркала токи не возбуждаются.

При использовании токового метода диаграммы направленности представляются в виде интеграла Гюйгенса-Кирхгофа [56, 57] с известным распределением тока, где интеграл вычисляется по всей освещенной стороне зеркала.

Токовый метод даёт тем более точные результаты, чем короче по сравнению с размерами зеркала антенны рабочая длина волны.

Достаточно часто в научно-технической литературе токовый метод называют *методом физической оптики* [57].

4. За основу принимается распределение поля в поперечном сечении D (*апертуре антенны*), через которое проходит основная часть поля излучения облучателя (рупора). В случае зеркала в виде параболоида вращения с круглым по форме раскрывом, апертура зеркала совпадает с плоскостью, ограниченной этим раскрывом. В общем случае апертура выбирается более или менее произвольно так, чтобы распределение поля по ней дало возможность произвести расчёты поля излучения с достаточной степенью точности при меньшей трудоёмкости. Такой подход называется *апертурным методом* расчёта.

Можно считать, что расчет антенн апертурным методом сводится к решению двух задач: *внутренней* и *внешней* [4]. Внутренняя задача заключается в нахождении касательных составляющих поля на некоторой замкнутой поверхности S, охватывающей антенну. Внешняя задача сводится к нахождению итогового поля антенны по известным касательным составляющим поля на поверхности S. Решение внутренней задачи существенно зависит от типа антенны, решение внешней задачи от типа антенны не зависит.

В соответствии с *принципом (теоремой) эквивалентности* [56] касательные составляющие полей можно заменить эквивалентными поверхностными и магнитными токами. После этого для нахождения ДН антенны можно использовать формулы Гюйгенса–Кирхгофа, которые в данном случае существенно упрощаются.

Замкнутая поверхность S, содержащая антенну, включает в себя апертуру антенны и некоторую дополнительную часть, которую обычно выбирают так, чтобы реальными и эквивалентными токами на ней можно было пренебречь.

Для нахождения поле в апертуре используется принцип Гюйгенса [56], согласно которому поле в раскрыве считается равным полю

первичной волны. При этом для рупорных антенн подставляется поле падающей волны, а для зеркальных антенн поле рассчитывается по законам геометрической оптики с учётом длины каждого из лучей и плотности потока излучения.

Апертурный метод расчёта даёт достаточную для практики точность в области основного лепестка диаграммы направленности и первых двух-трех боковых лепестков [57].

5. Простейшая возможность определения поля излучения поверхностной антенны состоит в расчёте поля с учётом только оптических законов отражения.

Помимо перечисленных выше находят применение следующие методы расчета антенн [57].

Метод геометрической теории дифракции [58, 59], который разработан Д. Келлером и является развитием метода геометрической оптики. В данном методе помимо прямых и отраженных лучей вводятся так называемые дифракционные лучи, возникающие при падении прямого луча на края или острия объектов дифракции.

Метод разложения на сферические волны [60]. Основная идея метода заключается в том, что первоначально найденные наведенные токи согласуются с некоторым разложением поля на сферические волны. В результате получают решение в векторной форме, пригодной для универсальной обработки на ЭВМ.

Метод интегральных уравнений, который позволяет получить строгое решение дифракции заданной системы токов на идеально проводящих незамкнутых поверхностях.

Метод краевых токов [52], предложенный П.Я. Уфимцевым, основывается на токовом методе, но предполагает наличие существенных поправок в распределении тока вблизи краев зеркала. В частности, это распределение имеет поляризационную окраску, т. е. зависит от ориентации вектора $\mathbf{E}$ поля облучателя.

Обобщенный метод зеркальных изображений [61, 62], суть которого сводится к гипотезе о том, что в теневой области за параболическим зеркалом антенны «располагается» эквивалентное изображение реального облучателя.

10.2. Основные законы геометрической оптики, применяемые при расчете антенн

В случаях, когда размеры антенн велики по сравнению с длиной волны, от уравнений Максвелла можно перейти к более простым

уравнениям геометрической оптики [56]. На практике такое положение может иметь место в сантиметровом и, частично, в дециметровом диапазоне волн.

Наиболее часто встречающейся задачей, решение которой проводится методами геометрической оптики, является определение формы поверхности зеркала, обеспечивающей трансформацию фронта волны известной формы в волну с требуемым фронтом.

10.2.1. Закон преломления и закон отражения

Пусть на границу раздела двух сред падает электромагнитная волна (рис. 10.2), направление которой задано единичным вектором $\mathbf{s}_1$. В этом случае часть электромагнитной энергии отразится, а часть пройдет во вторую среду. Если направления отраженной и преломленной волн задано единичными векторами $\mathbf{s}_2$ и $\mathbf{s}_3$ соответственно, то справедливы следующие соотношения:

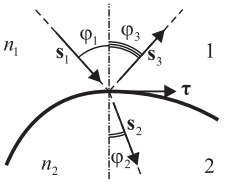


Рис. 10.2. Граница раздела двух сред

$$(n_1\mathbf{s}_1 - n_2\mathbf{s}_2)\boldsymbol{\tau} = 0 \quad \text{или} \quad n_1 \sin\varphi_1 = n_2 \sin\varphi_2 = 0; \tag{10.1}$$

$$(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_3)\boldsymbol{\tau} = 0 \quad \text{или} \quad \varphi_1 = \varphi_3, \tag{10.2}$$

где n_1 и n_2 — коэффициенты преломления первой и второй среды соответственно в точке падения волны; $\boldsymbol{\tau}$ — единичный вектор, касательный к поверхности раздела в рассматриваемой точке; $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ — угол падения, угол преломления и угол отражения, отсчитываемые от направления нормали к поверхности раздела в точке преломления (отражения).

Выражения (10.1) являются математической записью *закона преломления*, выражения (10.2) определяют *закон отражения* электромагнитной волны.

10.2.2. Уравнение эйконала

Форма поверхности фронта волны определяется функцией вида

$$L(x, y, z) = \text{const},$$

которая называется *эйконалом* и может быть определена с помощью уравнения

$$(\text{grad } L)^2 = n^2(x, y, z), \tag{10.3}$$

где $n(x, y, z)$ — коэффициент преломления среды распространения волны.

Если не рассматривать сред с потерями, то коэффициент преломления будет вещественным числом, поэтому L также будет вещественной функцией. Поэтому, вводя единичный вектор $\mathbf{s}$, совпадающий по направлению с $\operatorname{grad} L$, на основании уравнения (10.3) можно записать

$$\mathbf{s} = \frac{1}{n} \operatorname{grad} L. \tag{10.4}$$

Можно показать, что вектор Пойнтинга совпадает по направлению с вектором $\mathbf{s}$, поэтому уравнение (10.4) задает направления движения энергии.

Дифференциальное уравнение луча может быть записано в следующей векторной форме:

$$\frac{d\mathbf{s}}{d\sigma} = \frac{\operatorname{grad} n}{n} - \mathbf{s}\left(\frac{\operatorname{grad} n}{n} \cdot \mathbf{s}\right), \tag{10.5}$$

где σ — длина дуги, отсчитываемая вдоль луча от некоторой начальной точки.

Если точку луча определить радиус-вектором $\mathbf{r} = \mathbf{r}(\sigma)$, проведенным из начала координат, то вектор $\mathbf{s}$ можно представить в виде

$$\mathbf{s} = \frac{d\mathbf{r}}{d\sigma}. \tag{10.6}$$

С учетом (10.6) из (10.5) можно получить другое уравнение, более простое и удобное для применения,

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} = \frac{1}{2} \operatorname{grad} n^2,$$

где τ — параметр, такой что

$$d\tau = \frac{d\sigma}{n} \quad \text{или} \quad \tau = \int \frac{1}{n}\, d\sigma.$$

Поскольку энергия движется вдоль направления лучей, то потоки энергии, проходящие через элементарные площадки dS_1 и dS_2, вырезаемые трубкой лучей в поверхностях фронта волны, будут равны:

$$n_1 |\mathbf{E}_1|^2 dS_1 = n_2 |\mathbf{E}_2|^2 dS_2, \tag{10.7}$$

где $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ — напряжённости электрического поля на площадках dS_1 и dS_2.

Уравнение (10.7) является математической записью *закона равенства энергии в трубке лучей.*

Для однородных изотропных сред формула (10.7) приобретает

вид

$$|\mathbf{E}_2| = |\mathbf{E}_2|\sqrt{\frac{R_1 R_2}{(R_1+p)(R_2+p)}},$$

где p — расстояние, измеренное вдоль луча; R_1 и R_2 — главные радиусы кривизны поверхности dS_1.

10.2.3. Оптическая длина пути и принцип Ферма

Оптической длиной пути называется интеграл вида

$$Q = \int_{\Gamma} n\, d\sigma, \tag{10.8}$$

где n — коэффициент преломления среды; $d\sigma$ — элемент длины кривой.

Величина, определяемая соотношением (10.8), имеет простой физический смысл: это геометрическая длина пути, который луч пройдет за то же время, если будет двигаться со скоростью света. Очевидно, что если среда представляет собой вакуум, то оптическая длина пути равна длине пути геометрической.

Оптическая длина вдоль любого луча, начинающегося у одной эквифазной поверхности и оканчивающегося у другой, постоянна. Это положение представляет собой *закон равенства оптических путей* и широко используется на практике.

Большое значение в геометрической оптике имеет *принцип Ферма*, утверждающий, что оптическая длина пути между двумя точками вдоль проходящего через них луча $\Gamma_л$, меньше, чем оптическая длина пути вдоль любой другой кривой Γ, соединяющей эти же точки:

$$\int_{\Gamma_л} n\, d\sigma \leqslant \int_{\Gamma} n\, d\sigma. \tag{10.9}$$

При этом равенство в (10.9) справедливо лишь в том случае, если кривая Γ совпадает с лучом $\Gamma_л$.

Принцип Ферма можно сформулировать по-другому: луч, проходящий через любые две точки, имеет такую форму, при которой время распространения возмущения со скоростью $v(x, y, z)$ вдоль луча меньше, чем по любому другому пути, соединяющему эти точки.

Этот принцип позволяет находить форму лучей с использованием вариационных методов анализа, если известен закон изменения коэффициента преломления в среде распространения. В общем случае из условия минимума оптической длины пути вдоль луча следует, что

его первая вариация равна нулю:

$$\delta \int_{\Gamma} n \, d\sigma = 0. \tag{10.10}$$

В однородной среде, когда $n = \text{const}$, лучи, очевидно, представляют собой прямые линии.

Если произвести варьирование пути интегрирования в равенстве (10.10), оставляя при этом неподвижными начало и конец пути, то можно получить *уравнение Эйлера* рассматриваемой вариационной задачи, совпадающее с уравнением траектории луча.

10.3. Диаграмма направленности антенны, имеющей плоский излучающий раскрыв

Во многих случаях, имеющих важное практическое значение, можно считать, что антенна имеет плоский излучающий раскрыв. Чтобы рассчитать ДН такой антенны, необходимо, прежде всего, найти распределение поля в плоскости излучающего раскрыва. Это поле может быть определено методами геометрической оптики или каким-либо иным путём, зависящим от особенностей и принципов работы антенны. По известному распределению поля в плоскости раскрыва можно найти поле в окружающем пространстве и определить ДН антенны.

Пусть прямоугольная система координат выбрана таким образом, что плоскость излучающего раскрыва S совпадает с плоскостью xOy (рис. 10.3).

Для вычисления диаграммы направленности плоского раскрыва

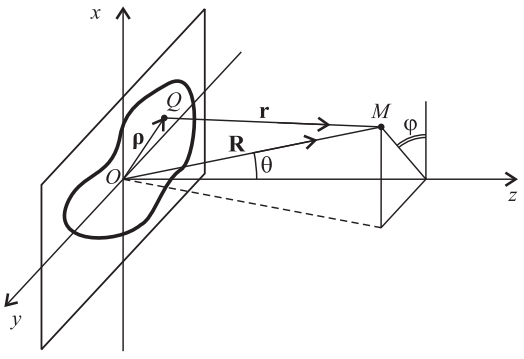


Рис. 10.3. Плоский излучающий раскрыв

можно воспользоваться выражением [31]

$$F(M) = \int_S \left(\frac{\partial u}{\partial n} G(M,Q) - u(Q) \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS, \tag{10.11}$$

где $u(Q)$ — функция, задающая тангенциальную составляющую вектора $\mathbf{E}$ в точке Q излучающего раскрыва;

$$G(M,Q) = \frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{4\pi r} \tag{10.12}$$

— функция Грина; r — расстояние между точками M и Q; $\partial/\partial n$ — производная, взятая в направлении нормали к поверхности раскрыва S.

Выражение (10.11) называется *интегралом Кирхгофа* и дает количественную формулировку принципа Гюйгенса-Френеля.

Пусть в непосредственной близости от раскрыва в параллельной ему плоскости функция распределения u поля с линейной поляризацией задана следующим выражением:

$$u(\boldsymbol{\rho}) = A(\boldsymbol{\rho}) \mathrm{e}^{-jkL(\boldsymbol{\rho})}, \tag{10.13}$$

где $A(\boldsymbol{\rho})$ — медленно меняющаяся функция координат.

Из представления (10.13) можно найти производную этой функции

$$\frac{\partial u}{\partial n} = -jk \frac{\partial L}{\partial n} u + \frac{u}{A} \frac{\partial A}{\partial n}. \tag{10.14}$$

Поскольку распределение амплитуд поля A является медленно меняющейся функцией координат, изменение амплитуды поля на расстоянии порядка длины волны весьма мало. С учётом этого в выражении (10.14) можно оставить только первое слагаемое:

$$\frac{\partial u}{\partial n} = -jk \frac{\partial L}{\partial n} u. \tag{10.15}$$

Если коэффициент преломления среды равен единицы, то с учетом (10.4) можно записать

$$\frac{\partial L}{\partial n} = (\mathbf{n} \cdot \operatorname{grad} L) = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{s}), \tag{10.16}$$

где $\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности раскрыва.

Подставляя (10.16) в (10.15), окончательно можно найти

$$\frac{\partial u}{\partial n} = -jku(\mathbf{n} \cdot \mathbf{s}). \tag{10.17}$$

Для функции Грина (10.12) и её производной в дальней зоне спра-

ведливы соотношения:

$$\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{4\pi r} \approx \frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{4\pi R}\mathrm{e}^{jk(\boldsymbol{\rho}\cdot\mathbf{e}_r)};$$
$$\frac{\partial}{\partial n}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{4\pi r} \approx jk(\mathbf{n}\cdot\mathbf{e}_r)\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{4\pi R}\mathrm{e}^{jk(\boldsymbol{\rho}\cdot\mathbf{e}_r)}. \tag{10.18}$$

Подставляя выражения (10.13), (10.17) и (10.18) в формулу (10.11), после ряда преобразований можно окончательно получить

$$F(M) = -\frac{jk}{4\pi}\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{R}\int_S u(\boldsymbol{\rho})\mathrm{e}^{jk(\boldsymbol{\rho}\cdot\mathbf{e}_r)}((\mathbf{s}+\mathbf{e}_r)\cdot\mathbf{n})\,dS, \tag{10.19}$$

где интегрирование производится по раскрыву в предположении, что вне этой плоскости функция распределения считается равной нулю.

При выводе выражения (10.19), вообще говоря, не предполагалось, что излучающий раскрыв является плоским. Поэтому полученная формула может быть использована при любой форме раскрыва.

Вектор $\mathbf{s}$ под знаком интеграла формулы (10.19) характеризует фазовое распределение поля по выбранному раскрыву S. Если раскрыв повторяет фронт волны, то поле в раскрыве будет синфазным, а произведение $|(\mathbf{n}\cdot\mathbf{s})| = 1$. Для несинфазного поля в раскрыве $|(\mathbf{n}\cdot\mathbf{s})| \neq 1$.

Полагая раскрыв плоским, синфазным и расположенным так, как показано на рис. 10.3, выражение (10.19) можно привести к виду

$$F(\theta,\varphi) = -\frac{j}{\lambda}\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{R}\frac{1+\cos\theta}{2}\int_S u(\boldsymbol{\rho})\mathrm{e}^{jk(\boldsymbol{\rho}\cdot\mathbf{e}_r)}\,dS. \tag{10.20}$$

Множитель $(1+\cos\theta)/2$, присутствующий в формуле (10.20), имеет вид кардиоиды, максимум которой ориентирован в направлении распространения волны. Плоский излучатель, который обладает такой ДН, называется *источником Гюйгенса* [2].

Сравнивая формулы (5.11) и (10.20), можно заключить, что выражение (10.20) является неким подобием теоремы умножения ДН, расширенной на случай поверхностных антенн. При этом в качестве элементарного излучателя выступает элемент Гюйгенса — плоская синфазная площадка предельно малых размеров. Интеграл в формуле (10.20) выступает в роли множителя решетки.

Множитель источника Гюйгенса несет важный физический смысл, придавая излучению раскрыва однонаправленный характер. В то же время при количественной оценке ДН антенн этот множитель можно не учитывать.

Дальнейшие преобразования формулы (10.20) зависят от формы раскрыва, распределения поля в нем и будут рассмотрены ниже.

10.4. Коэффициент направленного действия излучающего раскрыва

На основе формулы (10.20) можно вычислить КНД антенны в направлении нормали к плоскости излучающего раскрыва. Согласно (10.20) поле в этом направлении определяется выражением

$$F(0,0) = -\frac{j}{\lambda}\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{R}\int_S u\,dS. \tag{10.21}$$

КНД антенны удобно вычислять по формуле (1.39)

$$D = 4\pi\frac{P(0,0)}{P_\Sigma}.$$

Мощность, излучаемая в единице телесного угла в направлении нормали к плоскости раскрыва, может быть вычислена по формуле (1.33) с учетом (1.30)

$$P(0,0) = \Pi_{\text{ср}}R^2 = \frac{|\mathbf{E}_\omega|^2}{240\pi}R^2.$$

Полагая, что функция u задает напряжённость линейно поляризованного электрического поля, можно найти

$$P(0,0) = \frac{1}{240\pi}\frac{1}{\lambda}\left|\int_S u\,dS\right|^2. \tag{10.22}$$

Мощность излучения P_Σ определяется средним значением вектора плотности потока электромагнитной энергии, выходящей через раскрыв. Этот поток направлен по нормали к плоскости раскрыва, так как поле в нем считается синфазным. С учётом этого

$$P_\Sigma = \frac{1}{240\pi}\int_S |u|^2\,dS. \tag{10.23}$$

Подставляя (10.22) и (10.23) в формулу (1.39), можно найти

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2}\frac{\left|\int_S u\,dS\right|^2}{\int_S |u|^2\,dS}. \tag{10.24}$$

Формула (10.24) позволяет установить связь между КНД для раз-

личных видов распределения поля в раскрыве. Наиболее простой вид (10.24) принимает при равномерном синфазном распределении амплитуд поля, когда $u \equiv 1$:

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2}, \tag{10.25}$$

где S — геометрическая площадь раскрыва.

Можно показать, что значение КНД при равномерном по амплитуде синфазном поле в раскрыве, определяемое формулой (10.25), является максимально достижимым. Для доказательства этого положения достаточно воспользоваться неравенством Коши–Буняковского [32]

$$\left| \int_S (u \cdot v)\, dS \right|^2 \leqslant \int_S |u|^2\, dS \int_S |v|^2\, dS. \tag{10.26}$$

В предположении, что $v = 1$, из (10.26) следует, что

$$\left| \int_S u\, dS \right|^2 \leqslant S \int_S |u|^2\, dS \quad \text{или} \quad \frac{\left| \int_S u\, dS \right|^2}{\int_S |u|^2\, dS} \leqslant S, \tag{10.27}$$

что и доказывает высказанное утверждение.

Неравенство (10.27) можно записать в виде равенства

$$\frac{\left| \int_S u\, dS \right|^2}{\int_S |u|^2\, dS} = gS, \tag{10.28}$$

где коэффициент g никогда не превышает единицу.

После, подставляя (10.28) в (10.24), можно получить

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} gS. \tag{10.29}$$

При значении $g = 1$ КНД достигает своего максимального значения, а формула (10.29) трансформируется в (10.25).

Коэффициент g называется *результирующим коэффициентом использования площади* (КИП) раскрыва и показывает, во сколько раз КНД в направлении максимального излучения от заданного раскрыва меньше, чем от раскрыва с равномерным синфазным распределением.

Сопоставляя выражения (10.25) и (10.29), можно ввести понятие

эффективной (действующей) площади раскрыва антенны $S_{\text{эф}} = gS$. При этом

$$g = S_{\text{эф}}/S = D/D_{\max},$$

где $D_{\max}$ — максимально достижимое значение КНД.

Таким образом, для того чтобы антенна имела наибольший КНД, распределение поля в раскрыве должно быть равномерным по амплитуде и синфазным. Однако, кроме требования получения высокого КНД при фиксированных размерах раскрыва антенны, часто предъявляются требования по уровню боковых лепестков. Эти два требования являются взаимоисключающими, так как при максимальной величине КНД уровень боковых лепестков также максимален. Уровень боковых лепестков можно уменьшить, как будет показано ниже, если создать поле, спадающее к краям раскрыва. При этом несколько уменьшается КНД, однако только таким путём можно найти компромиссное решение и, в определённой степени, удовлетворить двум требованиям одновременно.

При расчёте КНД распределение поля в раскрыве антенны считалось известным, а поле излучения определялось согласно принципу Гюйгенса–Френеля. При использовании чистого метода геометрической оптики электромагнитные волны излучения должны распространяться в дальнюю зону вдоль пучка параллельных лучей, однако экспериментально это не подтверждается. Такое расхождение объясняется пренебрежением в геометрической оптике волновой природой электромагнитных волн. Таким образом, возможности применения методов геометрической оптики для определения поля излучения плоского синфазного раскрыва ограничены. Однако при несинфазном распределении поля применение методов геометрической оптики для расчёта ДН даёт вполне удовлетворительные результаты.

10.5. Диаграмма направленности антенны с прямоугольным излучающим раскрывом

В случае, когда раскрыв антенны имеет прямоугольную форму с размерами a и b, удобно воспользоваться прямоугольной и сферической системами координат, ориентированными так, как показано на рис. 10.4.

Предполагая поле в раскрыве синфазным, для расчета ДН можно воспользоваться формулой (10.20). Переходя к декартовым координа-

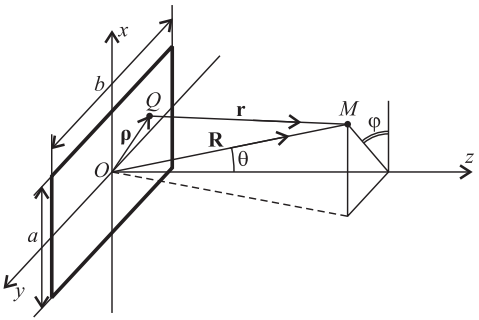


Рис. 10.4. Плоский прямоугольный раскрыв

там, можно записать

$$F(\theta,\varphi) = -\frac{j}{\lambda}\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{R}\frac{1+\cos\theta}{2}q(\theta,\varphi), \tag{10.30}$$

где

$$q(\theta,\varphi) = \int_{-b/2}^{b/2}\int_{-a/2}^{a/2} u(x,y)\mathrm{e}^{jk\sin\theta(x\cos\varphi+y\sin\varphi)}\,dxdy. \tag{10.31}$$

С точки зрения зависимости напряжённости поля от координат сферической системы θ и φ, определяющей диаграмму направленности антенны, основную роль в формуле (10.30) играет множитель $q(\theta,\varphi)$. Анализ этого множителя целесообразно провести для некоторых частных случаев.

10.5.1. Равномерное распределение поля

В случае равномерного распределения поля в формуле (10.31) необходимо положить $u(x,y) = 1$. Тогда после интегрирования можно найти

$$q(\theta,\varphi) = S\frac{\sin(0{,}5ka\sin\theta\cos\varphi)}{0{,}5ka\sin\theta\cos\varphi}\frac{\sin(0{,}5kb\sin\theta\sin\varphi)}{0{,}5kb\sin\theta\sin\varphi}, \tag{10.32}$$

где $S = ab$ — площадь раскрыва.

Диаграмма направленности плоского прямоугольного раскрыва в плоскости xOz определяется формулой (10.32) при $\varphi = 0$:

$$q(\theta,0) = S\frac{\sin(0{,}5ka\sin\theta)}{0{,}5ka\sin\theta}. \tag{10.33}$$

Из формулы (10.33) следует, что ДН в плоскости xOz описывается функцией вида $\sin\xi/\xi$, где $\xi = 0{,}5ka\sin\theta$. Диаграмма направленности в этой плоскости определяется только высотой раскрыва антенны a и не зависит от ширины раскрыва b.

Функция (10.33) имеет максимальное значение при $\theta = 0$, т. е. в направлении нормали к плоскости раскрыва антенны. Диаграмма направленности носит лепестковый характер.

Ширина главного лепестка ДН по нулям определяется из уравнения

$$\frac{ka}{2}\sin\Delta\theta_0 = \pi,$$

откуда

$$2\Delta\theta_0 = 2\arcsin\frac{\lambda}{a} \quad \text{или} \quad 2\Delta\theta_0 \approx 2\frac{\lambda}{a}\ (\text{при } \lambda \ll a). \tag{10.34}$$

Ширина главного лепестка ДН по уровню половинной мощности определяется значением $\xi \approx 1{,}39$. При этом

$$2\Delta\theta_{0,5} = 2\arcsin\frac{1,39\lambda}{\pi a} \approx 0,88\frac{\lambda}{a} \approx 51^\circ\frac{\lambda}{a}. \tag{10.35}$$

Направления максимумов боковых лепестков при узкой диаграмме направленности определяются корнями уравнения $\sin\xi = \xi$. Первый ненулевой корень этого уравнения равен $\xi_1 = 4{,}51$; второй — $\xi_2 = 7{,}73$ и т.д. Используя эти значения можно определить отношение амплитуд боковых лепестков к амплитуде главного лепестка.

Для сечения ДН плоскостью yOz в формуле (10.32) следует положить $\varphi = \pi/2$:

$$q\left(\theta, \frac{\pi}{2}\right) = S\frac{\sin(0{,}5kb\sin\theta)}{0{,}5kb\sin\theta}. \tag{10.36}$$

Функции (10.36) и (10.33) совпадают с точностью до замены a на b. Поэтому в плоскости yOz ДН определяется только шириной раскрыва b и для нее оказываются справедливы сделанные выше выводы. Для расчета ширины главного лепестка ДН (с учетом замены a на b) можно использовать формулы (10.34), (10.35).

10.5.2. Неравномерное амплитудное распределение поля

В случае неравномерного амплитудного распределения поля в раскрыве вычисление интеграла (10.31) осложняется. Для упрощения можно считать, что функция $u(x, y)$ представима в виде произведения двух функций:

$$u(x, y) = u_1(x)u_2(y), \tag{10.37}$$

первая из которых зависит только от x, а вторая — только от y. Такая ситуация часто возникает на практике.

С учетом (10.37) выражение (10.31) записывается в виде произведения двух независимых интегралов

$$q(\theta,\varphi) = q_x(\theta,\varphi)q_y(\theta,\varphi), \tag{10.38}$$

где

$$\begin{aligned} q_x(\theta,\varphi) &= \int_{-a/2}^{a/2} u_1(x)\mathrm{e}^{jkx\sin\theta\cos\varphi}dx; \\ q_y(\theta,\varphi) &= \int_{-b/2}^{b/2} u_2(y)\mathrm{e}^{jky\sin\theta\sin\varphi}dy. \end{aligned} \tag{10.39}$$

Если в выражении (10.38) положить сначала $\varphi = 0$, а потом $\varphi = \pi/2$, то можно отметить, что ДН в первом случае определяется функцией $q_x(\theta,\varphi)$, а во втором случае — функцией $q_y(\theta,\varphi)$. Каждая из этих функций зависит от распределения амплитуд поля соответственно по высоте и по ширине раскрыва антенны. Это даёт возможность, не ограничивая общности, рассматривать влияние неравномерного распределения поля на ДН в какой-либо одной плоскости, например в плоскости *xOz*.

Пусть функции распределения амплитуд имеют вид

$$u_1(x) = \cos\frac{\pi x}{a}, \quad u_2(y) \equiv 1. \tag{10.40}$$

Такое распределение поля вполне реально, поскольку, например, имеет место в волноводе прямоугольного поперечного сечения при распространении в нём волны H_{10}.

Подставляя (10.40) в (10.39), после вычисления интегралов можно найти диаграммы направленности:

$$q_x(\theta,\varphi) = 2\frac{a}{\pi}\frac{\cos\zeta}{1-(2\zeta/\pi)^2}; \quad q_y(\theta,\varphi) = b\frac{\sin\xi}{\xi}, \tag{10.41}$$

где

$$\zeta = \frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi; \quad \xi = \frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi.$$

Поскольку ДН раскрыва с равномерным распределением поля уже рассмотрена, интерес представляет только диаграмма направленности в плоскости со спадающим распределением, которая определяется функцией $q_x(\theta,0)$.

Для определения ширины главного лепестка ДН по нулям в рассматриваемом случае необходимо решить уравнение $\cos\zeta = 0$. Первый из корней этого уравнения $\zeta_0 = \pi/2$ не является нулём ДН, поскольку, как видно из (10.41), $q_x(\theta,0)$ в нуль не обращается. К нулю ДН

приводит второй корень уравнения $\zeta_0 = 3\pi/2$. С учетом этого

$$2\Delta\theta_0 = 2\arcsin\frac{3\lambda}{2a} \quad \text{или} \quad 2\Delta\theta_0 \approx \frac{3\lambda}{a} \ (\text{при } \lambda \ll a). \tag{10.42}$$

В результате сравнения (10.42) с (10.34) можно заключить, что ширина главного лепестка ДН при спадающем распределении поля в раскрыве увеличивается по сравнению с его шириной при равномерном распределении. Это объясняется тем, что при спадающем распределении поля роль крайних участков раскрыва в формирований ДН уменьшается по сравнению с равномерным распределением. С точки зрения ширины главного лепестка раскрыв со спадающим распределением эквивалентен несколько меньшему раскрыву с равномерным распределением поля.

Ширина главного лепестка ДН по уровню половинной мощности в этом случае определяется формулой

$$2\Delta\theta_{0,5} \approx 1{,}2\frac{\lambda}{a} \approx 68{,}5^\circ\frac{\lambda}{a}.$$

С расширением главного лепестка ДН уровень её боковых лепестков уменьшается. Уровень первого бокового лепестка в децибелах относительно уровня главного при равномерном распределении составляет $-13{,}2$ дБ, а при рассмотренном выше распределении равен уже -23 дБ.

Расчёт распределения поля в раскрыве антенны проводится методами геометрической оптики, благодаря чему функции $u_1(x)$ и $u_2(y)$ могут быть представлены в виде аналитических выражений или графиков. Аналитические выражения используются непосредственно при расчётах на ЭВМ. Графики для проведения необходимых расчётов удобно аппроксимировать простыми функциями.

Примером указанной функции может быть параболическое распределение поля вида

$$u_1(x) = 1 - (1-t)(2x/a)^2, \tag{10.43}$$

где аргумент $2x/a$ находится в диапазоне $[-1;1]$.

Параметр t в формуле (10.43) изменяется от нуля до единицы и определяет уровень поля на краю раскрыва.

Подставляя (10.43) в первое выражение из (10.39), после ряда преобразований можно найти

$$q_x(\theta,0) = q_0(\alpha)t + q_0''(\alpha)(1-t), \tag{10.44}$$

Таблица 10.1

Характеристики прямоугольного раскрыва

t	$2\Delta\theta_{0,5}a/\lambda$, рад.	$2\Delta\theta_0 a/\lambda$, рад.	УБЛ, дБ	КИП
1,0	0,88	2,00	−13,2	1,000
0,8	0,92	2,12	−15,8	0,994
0,5	0,97	2,28	−17,1	0,970
0,0	1,15	2,86	−20,6	0,833

где

$$q_0(\alpha) = \int_{-1}^{1} e^{j\alpha\xi}\, d\xi; \quad q_0''(\alpha) = -\int_{-1}^{1} \xi^2 e^{j\alpha\xi}\, d\xi; \quad \alpha = \frac{ka}{2}\sin\theta. \quad (10.45)$$

Первое слагаемое $q_0(\alpha)$ в (10.44) определяет ДН при равномерном распределении поля. Второе слагаемое связано с неравномерностью в распределении поля и зависит от характеризующего её параметра t.

КИП при параболическом распределении вида (10.43) может быть представлен в виде

$$g = \frac{5}{3}\frac{(2+t)^2}{8+4t+3t^2}.$$

При максимальной неравномерности распределения, когда $t = 0$, значение КИП равно 0,833; при равномерном распределении (при $t = 1$) КИП имеет максимальное значение, равное 1.

В табл. 10.1 приведены значения основных параметров ДН антенны: ширины главного лепестка ДН по уровню половинной мощности и по нулям, относительный уровень первого бокового лепестка, КИП раскрыва при различных значениях уровня поля на его краю t.

Приведенные в табл. 10.1 данные показывают, что с увеличением неравномерности распределения поля (уменьшением поля на краю раскрыва) ширина ДН увеличивается, в то время как уровень первого бокового лепестка уменьшается, одновременно уменьшается КИП (а значит, КНД и КУ) раскрыва антенны.

Выше были рассмотрены только симметричные относительно центра распределения амплитуд поля в раскрыве. Такие распределения на практике встречаются чаще всего.

В качестве примера несимметричного распределения амплитуд можно рассмотреть наиболее простое линейное распределение вида

$$u_1(x) = 1 - 2x/a. \quad (10.46)$$

После подстановки (10.46) в (10.39) можно найти

$$q_x(\theta, 0) = q_0(\alpha) + jq_0'(\alpha), \quad (10.47)$$

где функция $q_0(\alpha)$ определяется первым из выражений (10.45) и характеризует ДН при равномерном распределении поля.

Как следует из (10.47), ДН по мощности для полученного распределения имеет вид

$$|q_x(\alpha)|^2 = q_0^2(\alpha) + [q_0'(\alpha)]^2. \qquad (10.48)$$

Оба слагаемых в выражении (10.48) не могут одновременно обратиться в нуль, так как при переходе через нуль функция $q_0(\alpha)$ меняет знак и её производная $q_0'(\alpha)$ не может равняться нулю. Это означает, что при несимметричном распределении поля в раскрыве антенны её ДН не имеет чётко выраженных нулей.

Направление главного максимума ДН определяется значением поля при $\alpha = 0$, т. е., как и для равномерного распределения, совпадает с направлением нормали к плоскости раскрыва антенны. Это понятно, поскольку распределение поля в раскрыве синфазно и именно в этом направлении поля от отдельных элементов излучающего раскрыва в дальней зоне будут складываться также синфазно.

Поскольку функция $q_0(\alpha)$ характеризует ДН при равномерном распределении, а её производная $q_0'(\alpha)$ в направлении главного максимума обращается в нуль, но при отходе от этого направления отлична от нуля, то можно сделать вывод о том, что выражение (10.48) описывает более широкую, чем при равномерном распределении, диаграмму направленности.

10.6. Диаграмма направленности антенны с круглым излучающим раскрывом

Наряду с прямоугольным раскрывом во многих случаях используются антенны с круглым по форме излучающим раскрывом. К таким антеннам относятся, например, конические рупоры, антенны с зеркалом в виде параболоида вращения и др. Для определения особенностей ДН таких антенн можно воспользоваться общим соотношением (10.20), где интегрирование производится по площади круга.

Интегрирование по поверхности раскрыва круглой формы удобно проводить в полярных координатах ρ и φ (рис. 10.5), связанных с прямоугольными x и y соотношениями:

$$x = \rho\cos\varphi'; \quad y = \rho\sin\varphi',$$

при этом

$$x\cos\varphi + y\sin\varphi = \rho\cos(\varphi - \varphi'). \qquad (10.49)$$

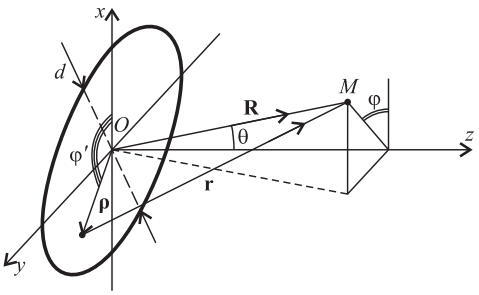


Рис. 10.5. Плоский круглый раскрыв

Принимая во внимание, что элемент поверхности в полярных координатах $dS = \rho d\rho d\varphi'$, с учетом (10.49) выражение (10.20) преобразуется к виду

$$q(\theta,\varphi) = \int_0^{2\pi}\int_0^{d/2} u(\rho,\varphi')\mathrm{e}^{jk\rho\sin\theta\cos(\varphi-\varphi')}\rho\, d\rho d\varphi', \qquad (10.50)$$

где d — диаметр раскрыва антенны.

Для преобразований выражения (10.50) можно ввести новые переменные вида

$$\xi = \frac{2\rho}{d} \quad \text{и} \quad \alpha = \frac{kd}{2}\sin\theta,$$

тогда

$$q(\theta,\varphi) = \frac{d^2}{4}\int_0^1\int_0^{2\pi} u(\xi,\varphi')\mathrm{e}^{j\alpha\xi\cos(\varphi-\varphi')}\xi\, d\varphi' d\xi. \qquad (10.51)$$

Если распределение амплитуд поля в раскрыве имеет аксиальную симметрию и не зависит от угла φ', то можно воспользоваться известной формулой [63]

$$\int_0^{2\pi}\mathrm{e}^{jz\cos(\varphi-\varphi')}\, d\varphi' = 2\pi J_0(z),$$

где $J_0(z)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка. С учетом этого, выражение (10.51) приобретает вид

$$q(\alpha) = \frac{\pi d^2}{2}\int_0^1 u(\xi)J_0(\alpha\xi)\xi\, d\xi. \qquad (10.52)$$

Используя выражение (10.52), по известной функции $u(\xi)$ можно рассчитать $q(\alpha)$ и тем самым определить ДН. Постоянный множитель перед знаком интеграла в формуле (10.52) при этом может не учитываться, поскольку не оказывает влияния на форму ДН.

При равномерном распределении амплитуд поля $u \equiv 1$. В этом случае, вычисляя интеграл (10.52) с использованием свойств функций Бесселя [64], можно найти

$$q(\alpha) = 2\frac{J_1(\alpha)}{\alpha}, \tag{10.53}$$

где коэффициент перед дробью играет роль нормирующего множителя. Приведённая здесь функция Бесселя первого рода первого порядка напоминает по форме убывающий по амплитуде синус аргумента α, в то время как функция Бесселя нулевого порядка аналогична косинусу того же аргумента с убывающей амплитудой.

Диаграмма направленности, определяемая выражением (10.53), во многом аналогична ДН прямоугольного раскрыва с равномерным распределением. Она также носит многолепестковый характер, однако имеет более низкий уровень боковых лепестков.

В направлении нормали к плоскости раскрыва, когда $\theta = 0$ и $\alpha = 0$, функция $q(\alpha)$ достигает максимального значения, равного единице.

Направления нулей ДН, определяемой выражением (10.53), можно найти из уравнения $J_1(\alpha) = 0$, причём первые корни этого уравнения имеют значения [65]: $\alpha_1 = 3{,}832$, $\alpha_2 = 7{,}016$, $\alpha_3 = 10{,}173$ и т.д. Общее количество нулей ДН определяется наибольшим значением корня α, при котором уравнение $0{,}5kd\sin\theta = \alpha$ ещё имеет решение.

С учетом сказанного, ширину главного лепестка ДН по нулям можно определить по формуле

$$2\Delta\theta_0 \approx 2\arcsin\frac{3{,}83\lambda}{\pi d} \quad \text{или} \quad 2\Delta\theta_0 \approx 2{,}44\frac{\lambda}{d}\ (\text{при } \lambda \ll d).$$

Для определения ширины главного лепестка ДН по уровню половинной мощности значение угла α находится из уравнения

$$q^2(\alpha) = \left[2\frac{J_1(\alpha)}{\alpha}\right]^2 = 0{,}5.$$

Решением этого уравнения является $\alpha \approx 1{,}61$, откуда

$$2\Delta\theta_{0{,}5} \approx 2\arcsin\frac{1{,}61\lambda}{\pi d} \quad \text{или} \quad 2\Delta\theta_{0{,}5} \approx \frac{\lambda}{d} \approx 57^\circ\frac{\lambda}{d}\ (\text{при } \lambda \ll d).$$

Относительный уровень первого бокового лепестка при равномерном распределении амплитуд поля в раскрыве круглой формы составляет $-17{,}6$ дБ.

Если поле в раскрыве антенны остаётся синфазным, но спадает к

Таблица 10.2

Характеристики круглого раскрыва

t	$2\Delta\theta_{0,5}d/\lambda$, рад.	УБЛ, дБ	КИП
1,0	1,03	$-17,6$	1,000
0,8	1,05	$-18,6$	0,996
0,4	1,12	$-21,5$	0,943
0,0	1,27	$-24,6$	0,750

краям по параболическому закону вида

$$u(\xi) = 1 - (1 - t)\xi^2,$$

где t лежит в пределах от нуля до единицы, то, вычислив интеграл в (10.52), можно найти

$$q(\alpha) = t\Lambda_1(\alpha) + \frac{1-t}{2}\Lambda_2(\alpha),$$

где $\Lambda_p(\alpha)$ — лямбда-функции, связанные с функциями Бесселя соотношением [64, 65]

$$\Lambda_p(\alpha) = 2^p p! \frac{J_p(\alpha)}{\alpha^p}.$$

В табл. 10.2 приведены основные характеристики ДН антенны с круглым раскрывом при различных значениях уровня поля на краю t.

Из табл. 10.2 следует, что с увеличением неравномерности распределения поля увеличивается ширина ДН, а уровень первого бокового лепестка и КИП раскрыва уменьшаются, причём в большей степени, чем для прямоугольного раскрыва. Отчасти это объясняется тем, что в случае прямоугольного раскрыва поле считалось неравномерным в одной плоскости и равномерным в другой, а для круглого раскрыва неравномерность имеет место вдоль радиуса во всех направлениях.

10.7. Влияние на диаграмму направленности фазовых ошибок в раскрыве антенны

В предыдущих разделах анализ диаграмм направленности антенн проводился в предположении синфазного распределение поля в плоском раскрыве. Однако по тем или иным причинам распределение поля может отличаться от синфазного. К таким причинам можно отнести неправильную установку облучателя в антенне оптического типа, неточности в изготовлении зеркал или линз, а так же отсутствие чёткого положения фазового центра облучателя и его смещение в рабочем диапазоне.

Влияния фазовых ошибок на ДН проще рассматривать на примере прямоугольного раскрыва и считать, что это распределение представимо в следующем виде:

$$u(x,y) = u_1(x)u_2(y)\mathrm{e}^{-j\psi_1(x)-j\psi_2(y)}, \tag{10.54}$$

где $u_1(x)$, $u_2(y)$, $\psi_1(x)$ и $\psi_2(y)$ — действительные функции одной переменной.

При выполнении условия (10.54) функцию $q(\theta,\varphi)$, характеризующую ДН, как и раньше, можно представить в виде произведения двух независимых функций:

$$q(\theta,\varphi) = q_x(\theta,\varphi)q_y(\theta,\varphi),$$

каждая из которых определяет ДН в одной из ортогональных плоскостей. Поскольку анализ ДН в этих плоскостях идентичен, то можно ограничиться рассмотрением ДН в плоскости xOz, для которой $\varphi = 0$.

В указанной плоскости ДН определяется функцией $q_x(\theta,\varphi)$, определяемой формулой типа (10.39) и представимой в виде

$$q_x(\alpha) = \frac{a}{2}\int_{-1}^{1} u_1(\xi)\mathrm{e}^{j\alpha\xi-j\psi_1(\xi)}\,d\xi, \tag{10.55}$$

где $\xi = 2x/a$; $\alpha = 0{,}5ka\sin\theta$.

Не ограничивая общности, можно считать, что функцию $\psi_1(\xi)$, определяющую фазовое распределение поля вдоль оси Ox можно разложить в ряд по степеням ξ:

$$\psi_1(\xi) = a_1\xi + a_2\xi^2 + a_3\xi^3 + \ldots, \tag{10.56}$$

где $a_1, a_2, a_3, \ldots$ — некоторые постоянные коэффициенты.

Влияние членов ряда (10.56) на ДН антенны можно оценить отдельно.

10.7.1. Линейные фазовые ошибки

Если ограничиться в разложении (10.56) только первым членом, определяющим линейную фазовую ошибку, то вместо формулы (10.55) можно записать

$$q_x^{(1)}(\alpha) = \frac{a}{2}\int_{-1}^{1} u_1(\xi)\mathrm{e}^{j(\alpha-a_1)\xi}\,d\xi. \tag{10.57}$$

Сравнивая (10.57) с выражением для ДН антенны с синфазным

распределением поля

$$q_0(\alpha) = \frac{a}{2}\int_{-1}^{1} u_1(\xi)\mathrm{e}^{j\alpha\xi}\,d\xi, \tag{10.58}$$

можно обнаружить, что эти выражения отличаются только тем, что в показателе экспоненты под интегралом в (10.57) вместо α стоит $(\alpha - a_1)$. Следовательно,

$$q_x^{(1)}(\alpha) = q_0(\alpha - a_1). \tag{10.59}$$

Как видно из (10.59), для построения графика функции $q_x^{(1)}(\alpha)$ достаточно график функции $q_0(\alpha)$ сдвинуть на величину a_1 вправо, если $a_1 > 0$, или влево, если $a_1 < 0$.

При переходе от угла α к углу θ форма ДН будет несколько изменяться, так как между α и θ нет линейной зависимости. Основное изменение при этом заключается в нарушении симметрии ДН.

Так, если функция $q_0(\alpha)$ достигала своего максимума при значениях $\alpha = 0$ и $\theta = 0$, то функция $q_x^{(1)}(\alpha)$ достигает максимума при значениях $\alpha - a_1 = 0$, или $\alpha = a_1$. Этому значению аргумента α соответствует угол θ_1, который определяет направление максимума ДН при наличии линейной фазовой ошибки. Угол θ_1 можно найти из уравнения

$$\frac{ka}{2}\sin\theta_1 = a_1,$$

откуда

$$\theta_1 = \arcsin\left(\frac{\lambda}{\pi}\frac{a_1}{a}\right). \tag{10.60}$$

Таким образом, при наличии в раскрыве антенны линейных фазовых ошибок главный лепесток ДН сместится на угол θ_1, определяемый из (10.60). Боковые лепестки в стороне отклонения главного лепестка при этом уменьшатся, а с противоположной стороны — увеличатся.

Причину поворота ДН можно выяснить, если рассмотреть положение фронта волны в раскрыве. Направление нормали к эквифазной поверхности определяется вектором $\mathbf{s} = \operatorname{grad} L$. Чтобы определить направление вектора $\mathbf{s}$ в плоскости раскрыва, необходимо обратиться к выражению для поля в приближении геометрической оптики $u = A\mathrm{e}^{-jkL}$. После сравнения его с формулой $u = u_1(\xi)\mathrm{e}^{-ja_1\xi}$ можно сделать вывод, что

$$kL(x, y, 0) = a_1\xi = \frac{2a_1}{a}x.$$

Но поскольку $s_x = \partial L/\partial x$ и $s_y = \partial L/\partial y$, то $s_x = 2a_1/ka$ и $s_y = 0$. Координата s_z может быть определена из того условия, что вектор s является единичным вектором, и поэтому $s_z = \sqrt{1 - s_x^2}$.

В раскрыве вектор s образует с осью Oz угол θ_S, который можно определить из уравнения

$$\sin\theta_S = s_x = \frac{2a_1}{ka} = \frac{\lambda}{\pi}\frac{a_1}{a}. \tag{10.61}$$

Волновой фронт в этом случае представляет собой плоскость, нормаль к которой направлена под углом θ_S к оси Oz (рис. 10.6). Как видно из (10.61), этот угол совпадает с углом θ_1, определяемым формулой (10.60) и задающим направление главного лепестка ДН.

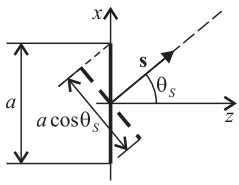


Рис. 10.6. Волновой фронт

В направлении смещённого максимума излучения площадь раскрыва антенны уменьшается пропорционально $\cos\theta_1$. Такое уменьшение площади раскрыва приводит к расширению главного лепестка ДН и уменьшению КНД.

10.7.2. Квадратичные фазовые ошибки

Если в разложении (10.56) учитывать только второй член, то из (10.55) можно получить множитель, определяющий ДН антенны с квадратичной фазовой ошибкой

$$q_x^{(2)}(\alpha) = \frac{a}{2}\int_{-1}^{1} u_1(\xi)e^{ja\xi - ja_2\xi^2}\,d\xi. \tag{10.62}$$

Анализ формы диаграммы направленности в соответствии с выражением (10.62) удобно проводить, определив ориентацию волнового фронта в раскрыве. Для этого необходимо найти вектор s. Используя методику, изложенную в предыдущем пункте, можно получить

$$kL(x, y, 0) = a_2\xi^2 = \frac{4a_2}{a^2}x^2,$$

откуда $s_x = \dfrac{\partial L}{\partial x} = \dfrac{8a_2}{ka^2}x$ и $s_z = \sqrt{1 - s_x^2}$.

Составляющие нормали к волновому фронту s_x и s_z показывают, что в центре раскрыва (при $x = 0$) вектор s направлен по нормали к плоскости раскрыва. При удалении от центра вектор s наклоняется в сторону от оси Oz симметрично относительно плоскости yOz. При $a_2 > 0$ эквифазная поверхность оказывается выпуклой (рис. 10.7,*а*). В этом случае лучи, перпендикулярные волновой поверхности, явля-

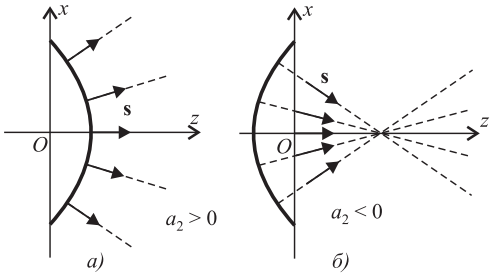


Рис. 10.7. Эквифазная поверхность при квадратичных фазовых ошибках

ются расходящимися, что говорит о расширении главного лепестка ДН антенны.

При коэффициенте $a_2 < 0$ формируется вогнутая эквифазная поверхность (рис. 10.7,*б*), при которой излучаемые антенной лучи сначала пересекаются в точке, а затем расходятся, что так же приводит к расширению ДН.

Если предположить, что коэффициент a_2 является малым настолько, что при разложении фазового множителя $\mathrm{e}^{-ja_2\xi^2}$ в степенной ряд при всех значениях ξ в пределах раскрыва можно было бы ограничиться только двумя первыми членами разложения

$$\mathrm{e}^{-ja_2\xi^2} \approx 1 - ja_2\xi^2,$$

то выражение (10.62) можно преобразовать к виду

$$q_x^{(2)}(\alpha) = \frac{a}{2}\int_{-1}^{1} u_1(\xi)\mathrm{e}^{j\alpha\xi}\,d\xi - ja_2\frac{a}{2}\int_{-1}^{1}\xi^2 u_1(\xi)\mathrm{e}^{j\alpha\xi}\,d\xi. \qquad (10.63)$$

Первый интеграл в (10.63) представляет собой функцию $q_0(\alpha)$, заданную формулой (10.58) и определяющую ДН антенны с синфазным раскрывом. Второй интеграл, как легко показать, представляет собой вторую производную функции $q_0(\alpha)$ по аргументу α. С учетом этого выражение (10.63) можно записать в виде

$$q_x^{(2)}(\alpha) = q_0(\alpha) + ja_2 q_0''(\alpha). \qquad (10.64)$$

Можно показать, что при симметричном амплитудном распределении поля в раскрыве, когда $u_1(-\xi) = u_1(\xi)$, функция $q_0(\alpha)$ является чисто действительной. Для этого достаточно $q_0(\alpha)$ представить в виде

$$q_0(\alpha) = \frac{a}{2}\int_{0}^{1} u_1(\xi)\mathrm{e}^{j\alpha\xi}\,d\xi + \frac{a}{2}\int_{-1}^{0} u_1(\xi)\mathrm{e}^{j\alpha\xi}\,d\xi$$

и во втором интеграле осуществить замену ξ на $-\xi$. С учётом симмет-

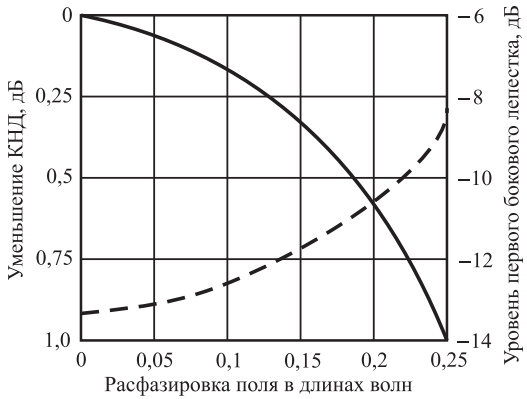


Рис. 10.8. Влияние квадратичных фазовых ошибок: сплошная кривая — уменьшение КНД, пунктирная — уровень первого бокового лепестка

рии амплитудного распределения

$$q_0(\alpha) = a \int_0^1 u_1(\xi) \cos(\alpha\xi)\, d\xi.$$

Используя указанное свойство функции $q_0(\alpha)$, из выражения (10.64) можно получить ДН по мощности

$$F^2(\theta) = |q_x^{(2)}(\alpha)|^2 = q_0^2(\alpha) + a_2^2[q_0''(\alpha)]^2. \qquad (10.65)$$

В правой части выражения (10.65) оба слагаемых одновременно в нуль не обращаются. Из этого следует, что при квадратичной фазовой ошибке ДН антенны расширяется и не имеет выраженных нулей между лепестками (говорят, что «нули заплывают»). Уровень боковых лепестков при этом увеличивается, КНД антенны уменьшается. Влияние квадратичной ошибки на основные параметры антенны иллюстрируется графиками на рис. 10.8.

Как следует из рисунка, при расфазировке, равной $0,25\lambda$ (или $\pi/2$), КНД антенны при равномерном амплитудном распределении уменьшается на 1 дБ, а уровень боковых лепестков возрастает на 4 дБ. Такое изменение в ДН в ряде случаев оказывается недопустимым, поэтому в качестве допустимой максимальной расфазировки принимается величина $0{,}125\lambda$, когда по сравнению с синфазным распределением КНД уменьшается на 0,25 дБ, а уровень боковых лепестков возрастает только на 1 дБ.

В случае равномерного амплитудного распределения поля, когда $u_1 \equiv 1$, интеграл (10.62) может быть представлен через интегралы

Френеля вида [27]

$$C(z)=\int_0^z \cos\frac{\pi t^2}{2}dt;\quad S(z)=\int_0^z \sin\frac{\pi t^2}{2}dt. \tag{10.66}$$

Для этого вводится новая переменная интегрирования

$$t=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left[\xi\sqrt{a_2}-\frac{\alpha}{2\sqrt{a_2}}\right],$$

и выражение (10.62) без учёта постоянного множителя принимает вид

$$q_x^{(2)}(\alpha)=\int_{-u}^{v} \mathrm{e}^{-0{,}5j\pi t^2}\,dt, \tag{10.67}$$

где обозначены

$$u=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{a_2+\alpha}{2\sqrt{a_2}};\quad v=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{a_2-\alpha}{2\sqrt{a_2}}.$$

Разделяя интеграл в (10.67) на два интеграла с пределами интегрирования $[-u;0]$ и $[0;v]$, а также, заменяя в первом интеграле t на $-t$, с учетом формулы Эйлера [23] после преобразований можно получить

$$q_x^{(2)}(\alpha)=C(u)+C(v)-jS(u)-jS(v). \tag{10.68}$$

Отсюда ДН антенны по мощности

$$F^2(\theta)=|q_x^{(2)}(\alpha)|^2=[C(u)+C(v)]^2+[S(u)+S(v)]^2. \tag{10.69}$$

Детальный анализ выражений (10.68) и (10.69) подтверждает значительное влияние квадратичной фазовой ошибки на ДН, связанное с ухудшением её основных параметров. При этом в случае, когда поле на краях раскрыва противофазно полю в его центре, происходит раздвоение главного лепестка ДН.

10.7.3. Кубические фазовые ошибки

Если в разложении (10.56) оставить только третий член $a_3\xi^3$, то вместо (10.55) можно записать

$$q_x^{(3)}(\alpha)=\frac{a}{2}\int_{-1}^{1} u_1(\xi)\mathrm{e}^{j\alpha\xi-ja_3\xi^3}\,d\xi. \tag{10.70}$$

Параметры волнового фронта в раскрыве антенны при кубических фазовых ошибках можно найти, действуя так же, как в случае с

линейными и квадратичными ошибками:

$$kL(x,y,0) = a_3\xi^3 = \frac{8a_3}{a^3}x^3,$$

откуда

$$s_x = \frac{\partial L}{\partial x} = \frac{24a_3}{k_0a^3}x^2 \quad \text{и} \quad s_z = \sqrt{1-s_x^2}.$$

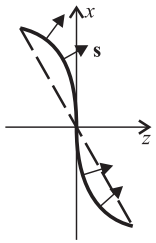


Рис. 10.9. Эквифазная поверхность при кубических фазовых ошибках

В центре раскрыва вектор s направлен по оси Oz по нормали к плоскости раскрыва. Слева и справа от центра раскрыва, в точках с координатами x и $-x$ вектор s имеет составляющие, равные по величине, но противоположные по знаку (рис. 10.9).

При кубической фазовой ошибке, как и при линейной, наблюдается смещение направления главного лепестка ДН, но также происходит его искажение, поскольку волновой фронт отличен от плоского. К этому выводу можно прийти рассмотрением выражения (10.70) в предположении, что коэффициент a_3 достаточно мал. В этом случае

$$q_x^{(3)}(\alpha) = q_0(\alpha) + a_3q_0'''(\alpha). \tag{10.71}$$

В предыдущем пункте показано, что при симметричном и синфазном распределении поля в раскрыве ДН антенны симметрична, а функция $q_0(\alpha)$ является чётной и $q_0(-\alpha) = q_0(\alpha)$. Производные этой функции, в том числе и третья производная $q_0'''(\alpha)$, нечётны и $q_0'''(\alpha) = -q_0'''(-\alpha)$. Поэтому при аргументе $-\alpha$ функция (10.71) имеет вид

$$q_x^{(3)}(-\alpha) = q_0(\alpha) - a_3q_0'''(\alpha). \tag{10.72}$$

При $\alpha = 0$ функция $q_0(\alpha)$ достигает максимума, а её производная $q_0'(\alpha)$ равна нулю. Если $\alpha > 0$, то функция $q_0(\alpha)$ будет уменьшаться, а её производная по абсолютной величине — увеличиваться. Это значит, что при $\alpha > 0$ третья производная $q_0'''(\alpha)$ положительна, а при $\alpha < 0$, когда $x < 0$, — отрицательна. Поэтому при положительном коэффициенте a_3 главный лепесток ДН смещается в сторону положительных значений x, а при отрицательном a_3 — в противоположном направлении. Боковые лепестки при этом увеличиваются в сторону отклонения главного лепестка и уменьшаются с противоположной стороны. Влияние кубичной фазовой ошибки на основные характеристики ДН представлено на рис. 10.10.

В качестве предельно допустимого уровня для кубической фазовой ошибки принимается $0,125\lambda$, когда уменьшение КНД составляет

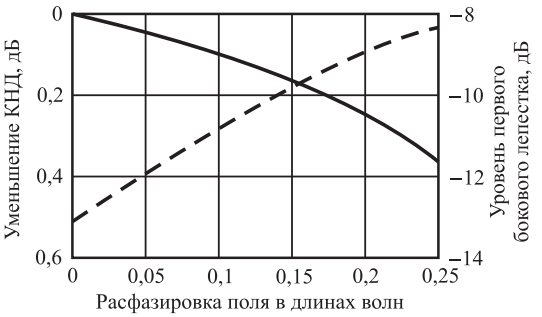


Рис. 10.10. Влияние кубических фазовых ошибок: сплошная кривая — уменьшение КНД, пунктирная — уровень первого бокового лепестка

не более 0,1 дБ, а увеличение уровня боковых лепестков — не более 2 дБ.

Из полученных выше результатов можно заключить, что квадратичная и кубическая фазовые ошибки оказывают отрицательное влияние на ДН. Что касается линейной фазовой ошибки, то она может вводиться с целью управления направлением максимума ДН без поворота самого антенного устройства. Введение большой линейной фазовой ошибки может привести к появлению фазовых ошибок более высоких порядков. Допустимые пределы этих ошибок ограничивают сектор управления диаграммой направленности.

Вопросы к главе 10

1. В чём смысл апертурного метода расчёта антенн?
2. Поясните особенности токового метода расчёта антенн.
3. Назовите основные законы геометрической оптики.
4. Как рассчитывается диаграмма направленности плоского излучающего раскрыва?
5. Что такое элемент Гюйгенса?
6. От каких параметров зависит КНД апертурной антенны?
7. Объясните смысл коэффициента использования площади раскрыва антенны.
8. Какие формы раскрывов антенн используются в антенной технике?
9. В чем основная разница между характеристиками круглого и прямоугольного раскрывов?
10. В чем проявляется влияние неравномерности амплитудного распределения на форму диаграммы направленности?
11. Как линейные фазовые распределения поля в раскрыве влияют на форму диаграммы направленности?
12. Какие признаки диаграммы направленности определяют наличие квадратичных фазовых ошибок в распределении поля?

ГЛАВА 11

РУПОРНЫЕ И ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ

11.1. Антенны в виде открытого конца волновода

Простейшей рупорной антенной можно считать открытый конец волновода (рис. 11.1,*а*). Такие антенны находят применение в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн, а также используются как самостоятельные слабонаправленные антенны [43, 57]. На практике используются волноводные излучатели круглого, прямоугольного и эллиптического сечений. При этом, как правило, форма и размеры сечения выбирается таким образом, чтобы избежать возникновения волн высших типов.

Прямоугольный волновод обычно возбуждается волной H_{10}, для чего размеры волновода выбираются в пределах $0{,}5\lambda < a < \lambda$, $b < 0{,}5\lambda$. Излучатели круглого сечения возбуждаются, как правило, волной H_{11}, а отсутствие волн других типов обеспечивается при диаметре $d < 0{,}77\lambda$. Такие небольшие относительные размеры поперечного сечения волновода (относительно длины волны) формируют сравнительно широкую ДН.

В ряде случаев для улучшения направленных свойств и, в частности, сужения ДН могут использоваться волноводы увеличенного

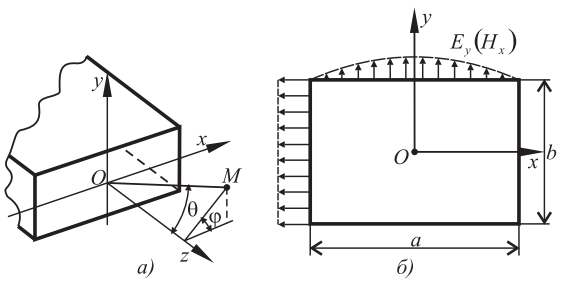


Рис. 11.1. Открытый конец прямоугольного волновода

сечения. При этом возможно распространение в волноводе нескольких типов волн.

Электромагнитная волна при распространении в волноводе частично излучается его открытым концом, а частично отражается. Распределение поля в раскрыве волновода с прямоугольной формой приведено на рис. 11.1,*б*.

В месте перехода от волновода к свободному пространству возникают волны высших типов (как и в месте любой неоднородности в линии передачи) и поверхностные токи на прилегающих к открытому концу наружных частях стенок волновода.

Строгое решение задачи анализа излучения из открытого конца волновода сопряжено со значительными трудностями. Для полубесконечных волноводов круглого и плоского сечений такая задача была решена Л.А. Вайнштейном [66].

Для упрощения задачи обычно пренебрегают волнами высших типов, излучением токов, текущих по наружным поверхностям стенок, и не учитывают отражение волн от открытого конца. С учетом этого можно считать, что структура электромагнитного поля на открытом конце волновода повторяет структуру поля в поперечном сечении волновода бесконечной длины. В случае прямоугольного волновода с волной H_{10} на его открытом конце существуют известные взаимно перпендикулярные тангенциальные составляющие полей E_y и H_x [37].

Для определения поля излучения из открытого конца в соответствии с принципом Гюйгенса-Кирхгофа рассматривается замкнутая поверхность, внутри которой находятся источники поля [56]. Эту поверхность удобно провести так, чтобы она совпадала с поверхностью открытого конца волновода и далее продолжалась по наружным поверхностям стенок волновода. Тангенциальные составляющие полей на наружных поверхностях стенок волновода (поверхностные токи) при этом предполагаются равными нулю.

Поперечные составляющие векторов напряжённости электрического и магнитного поля в волноводе прямоугольного поперечного сечения для H-волн связаны волновым сопротивлением [37]

$$E_y = -120\pi\frac{k}{\beta}H_x, \quad E_x = 120\pi\frac{k}{\beta}H_y, \tag{11.1}$$

где $\beta = k\sqrt{1-(\lambda/\lambda_{\text{кр}})^2}$ — коэффициент распространения в волноводе; $\lambda_{\text{кр}}$ — критическая длина волны. Для волны H_{10} $\lambda_{\text{кр}} = 2a$, где a — ширина широкой стенки волновода.

По заданным электрическому и магнитному полям в раскрыве антенны её напряженность поля в дальней зоне определяется выра-

жениями [56]:

$$E_{\omega\theta} = \tag{11.2}$$
$$= -\frac{jk}{4\pi}\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{R}\left[\left(\sqrt{\frac{\mu_\mathrm{a}}{\varepsilon_\mathrm{a}}}F_x\cos\theta + F'_y\right)\cos\varphi + \left(\sqrt{\frac{\mu_\mathrm{a}}{\varepsilon_\mathrm{a}}}F_y\cos\theta - F'_x\right)\sin\varphi\right];$$
$$E_{\omega\varphi} = \tag{11.3}$$
$$= -\frac{jk}{4\pi}\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{R}\left[\left(\sqrt{\frac{\mu_\mathrm{a}}{\varepsilon_\mathrm{a}}}F_y - F'_x\cos\theta\right)\cos\varphi - \left(\sqrt{\frac{\mu_\mathrm{a}}{\varepsilon_\mathrm{a}}}F_x + F'_y\cos\theta\right)\sin\varphi\right],$$

где

$$\mathbf{F} = \int\limits_S [\mathbf{H}\times\mathbf{n}]\mathrm{e}^{jk(\boldsymbol{\rho}\cdot\mathbf{e}_r)}\,dS; \quad \mathbf{F}' = -\int\limits_S [\mathbf{E}\times\mathbf{n}]\mathrm{e}^{j(\boldsymbol{\rho}\cdot\mathbf{e}_r)}\,dS; \tag{11.4}$$

$\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — векторы напряженности соответственно электрического и магнитного полей раскрыва антенны; $\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к внешней стороне раскрыва; $\boldsymbol{\rho}$ — вектор, задающий положение элементарной площадки dS; ε_a и μ_a — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды соответственно.

В рассматриваемом случае вектор нормали $\mathbf{n} = -\mathbf{e}_z$, поэтому с учетом (11.1) для векторов $\mathbf{F}$ и $\mathbf{F}'$ имеют место соотношения:

$$F'_x = -120\pi\frac{k}{\beta}F_y; \quad F'_y = 120\pi\frac{k}{\beta}F_x. \tag{11.5}$$

Если в раскрыве антенны отсутствуют какие-либо вставки, то $\sqrt{\mu_\mathrm{a}/\varepsilon_\mathrm{a}} = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi$. С учетом этого, а также формул (11.5) выражения (11.2) и (11.3) после преобразований принимают вид:

$$E_{\omega\theta} = -30jk\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{R}\left(\frac{k}{\beta}+\cos\theta\right)(F_x\cos\varphi + F_y\sin\varphi); \tag{11.6}$$

$$E_{\omega\varphi} = -30jk\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{R}\left(1+\frac{k}{\beta}\cos\theta\right)(F_y\cos\varphi - F_x\sin\varphi), \tag{11.7}$$

где

$$\mathbf{F} = -\frac{1}{120\pi}\frac{\beta}{k}\int\limits_S \mathbf{E}\mathrm{e}^{jk(\boldsymbol{\rho}\cdot\mathbf{e}_r)}\,dS. \tag{11.8}$$

Для волны H_{10} в плоскости раскрыва волновода, где $z = 0$, справедливо соотношение [37]

$$E_y = E_0\cos\frac{\pi x}{a}, \quad E_x = 0, \tag{11.9}$$

где E_0 — максимальное значение вектора напряжённости электрического поля волны H_{10} в центре сечения волновода.

Подставляя (11.9) в интеграл (11.8), можно найти

$$F_y = \frac{E_0}{120\pi}\frac{\beta}{k}\int_{-b/2}^{b/2}\int_{-a/2}^{a/2}\cos\frac{\pi a}{2}\mathrm{e}^{jk\sin\theta(x\cos\varphi+y\sin\varphi)}\,dxdy. \qquad (11.10)$$

Сравнивая (11.10) с выражениями (10.31) и (10.37)–(10.40), можно записать

$$F_y = \frac{E_0}{120\pi}\frac{\beta}{k}q_x(\theta,\varphi)q_y(\theta,\varphi), \qquad (11.11)$$

где q_x и q_y определяются формулами (10.41).

С учётом (11.11) выражения (11.6) и (11.7), определяющие составляющие вектора напряжённости электрического поля в дальней зоне, имеют вид:

$$\begin{aligned} E_{\omega\theta} &= E_0\frac{jk}{4\pi}\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{R}\left(1+\frac{\beta}{k}\cos\theta\right)q_xq_y\sin\varphi;\\ E_{\omega\varphi} &= E_0\frac{jk}{4\pi}\frac{\mathrm{e}^{-jkR}}{R}\left(\frac{\beta}{k}+\cos\theta\right)q_xq_y\cos\varphi. \end{aligned} \qquad (11.12)$$

Выражения (11.12) позволяют рассчитать ДН в любой плоскости. Так, для расчёта ДН в плоскости yOz этих формулах следует положить $\varphi = \pi/2$ и учесть, что в этой плоскости вектор напряжённости электрического поля имеет единственную составляющую $E_{\omega\theta}$. Для определения ДН в плоскости xOz следует положить $\varphi = 0$. Как видно из (11.12), в этом случае ДН имеет только составляющую $E_{\omega\varphi}$.

В области главного лепестка при малых значениях угла θ ДН будет определяться функциями q_x и q_y, которые ранее были рассмотрены в п. 10.5.2.

Коэффициент использования площади излучающего раскрыва, как следует из (10.29) и (1.39), может быть вычислен по формуле

$$g = \frac{\lambda^2 D}{4\pi ab} = \frac{\lambda^2}{ab}\frac{P_{\max}}{P_\Sigma}, \qquad (11.13)$$

где P_Σ — суммарная мощность излучения антенны во всех направлениях; $P_{\max}$ — мощность, излучаемая в главном направлении.

Мощность излучения в рассматриваемом случае определяется мощностью волны H_{10} в волноводе без учёта отражённой волны. Её можно определить по формуле [37]

$$P_\Sigma = \frac{1}{2}\frac{E_0^2}{240\pi}\frac{\beta}{k}ab. \qquad (11.14)$$

Направление главного максимума ДН совпадает с направлением оси Oz. В этом направлении вектор напряженности электрического

поля параллелен оси Oy, а его амплитуда определяется по второй формуле из (11.12). Учитывая, что в направлении главного максимума ДН вдоль оси Oz согласно (10.41) $q_x = 2a/\pi$ и $q_y = b$, можно получить

$$|E_\omega| = \frac{E_0}{2\pi^2 R}(k+\beta)ab. \tag{11.15}$$

Учитывая (1.30) и (1.33), для мощности излучения в главном направлении можно записать

$$P_{\max} = \frac{|E_\omega|^2 R^2}{240\pi}. \tag{11.16}$$

После подстановки (11.15) в (11.16), а затем совместно с (11.14) в выражение (11.13) можно найти КИП антенны

$$g = \frac{2}{\pi^2}\frac{(k+\beta)^2}{k\beta} = \frac{2}{\pi^2}\frac{(1+k/\beta)^2}{k/\beta}. \tag{11.17}$$

Из формулы (11.17) следует, что значение КИП зависит от отношения k/β. Для типового волновода $a \approx 0,71\lambda$, следовательно, $k \approx 1{,}4\beta$ и $g \approx 0{,}84$.

11.2. Рупорные антенны

11.2.1. Принцип действия и типы рупорных антенн

Антенна в виде открытого конца волновода стандартного сечения, как уже отмечалось выше, обладает довольно широкой ДН и невысоким КНД. Увеличить направленность можно используя волновод большего сечения, что приведет к возникновению волн высших типов. Вместо этого сечение стандартного волновода можно увеличивать плавно, тем самым превращая волновод в рупор. Антенны подобного типа получили название *рупорных антенн*.

При плавном переходе волновода в рупор структура поля в основном сохраняется. В горловине рупора (в месте его стыка с волноводом) возникают высшие типы волн. Однако, если угол расширения рупора не слишком велик, то волны других типов (кроме основной волны) быстро затухают в окрестностях горла рупора, а к раскрыву распространяется только волна основного типа.

Плавное увеличение сечения волновода улучшает также согласование распространяющейся волны со свободным пространством. Модуль коэффициента отражения от конца прямоугольного волновода и

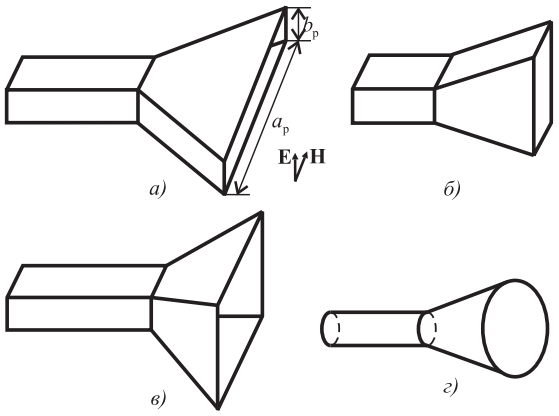


Рис. 11.2. Типы рупоров: *а* — H-секториальный; *б* — E-секториальный, *в* — пирамидальный; *г* — конический

рупора с волной типа H_{10} приближённо определяется формулой [20]

$$|\Gamma| = \frac{1 - \lambda/\lambda_в}{1 + \lambda/\lambda_в}. \qquad (11.18)$$

Увеличение раскрыва рупора в плоскости вектора **H** приводит к приближению длины волны в рупоре $\lambda_в$ к длине волны в свободном пространстве λ и стремлению коэффициента отражения Γ к нулю.

В зависимости от сечения исходного волновода и способа его расширения различают несколько типов рупорных антенн. Если используется волновод прямоугольного сечения и расширение стенок происходит только в одной из плоскостей, то речь идёт о *секториальном* рупоре. В зависимости от того, в какой плоскости происходит расширение (плоскость вектора **H**, либо плоскость вектора **E**), различают *H-секториальные* (рис. 11.2,*а*) и *E-секториальные* (рис. 11.2,*б*) рупоры. Если прямоугольный волновод расширяется сразу в двух плоскостях (рис. 11.2,*в*), говорят о *пирамидальном* рупоре. Расширяющийся круглый волновод образует *конический* рупор (рис. 11.3,*г*). Наибольшее распространение получили секториальные и пирамидальные рупоры.

При рассмотрении продольного сечения прямоугольного рупора плоскостью E или H (рис. 11.3) используются следующие обозначения. Величина R называется *длиной рупора*, точка O — *вершиной рупора*, угол при вершине $2\varphi_0$ — *углом раскрыва*, размер $a_р$ — *шириной раскрыва* рупора.

Очевидно, что в пирамидальном рупоре перечисленные парамет-

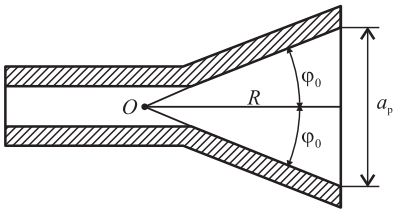


Рис. 11.3. Геометрические параметры рупорной антенны

ры, полученные при сечении рупора плоскостью E, в общем случае могут отличаться от соответствующих величин в случае сечения рупора плоскостью H.

Исследование электрических параметров рупорных антенн из-за математических трудностей обычно ведётся приближёнными методами. Для этого определяется поле в раскрыве бесконечно длинного рупора, стенки которого считаются идеально проводящими. Поле в рупоре, как и поле в волноводе аналогичного поперечного сечения, определяется путём решения уравнений Максвелла с учётом способа возбуждения рупора. Быстро затухающие составляющие поля, которых не должно быть в структуре возбуждённой волны, считают равными нулю.

Решение, полученное для бесконечного по длине рупора, считается приближённо верным и для рупора конечной длины.

После решения внутренней задачи и определения структуры поля в раскрыве решается так называемая внешняя задача, заключающаяся в определении поля излучения и направленных свойств рупорной антенны.

11.2.2. H-секториальный рупор

Для определения структуры поля в рупоре и решения внутренней задачи используется цилиндрическая система координат y, ρ, φ (рис. 11.4).

Для нахождения составляющих поля в раскрыве рупора решают систему уравнений Максвелла. При возбуждении рупора волной H_{10} эта система сводится к уравнению Гельмгольца, решение которого представляется через функции Ганкеля. При больших значениях аргумента для этих функций можно использовать асимптотические выражения [43]. В результате составляющие поля в раскрыве предс-

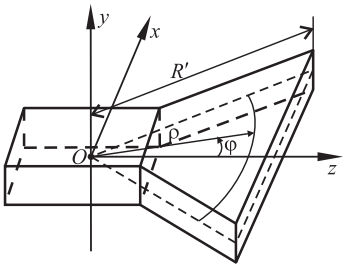


Рис. 11.4. Система координат, используемая при расчете характеристик H-секториального рупора

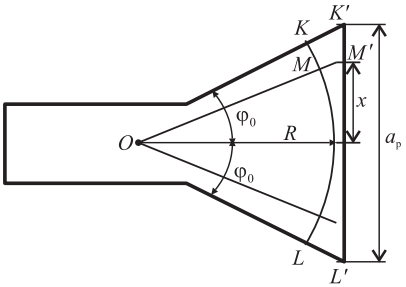


Рис. 11.5. Продольное сечение H-секториального рупора

тавимы в виде

$$
\begin{aligned}
E_y &= E_0\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}\cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{\varphi}{\varphi_0}\right)\mathrm{e}^{-j(k\rho-\psi_0)};\\
H_\varphi &= \frac{E_y}{120\pi};\\
H_\rho &= -j\frac{E_0}{240\varphi_0 k\rho}\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}\sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{\varphi}{\varphi_0}\right)\mathrm{e}^{-j(k\rho-\psi_0)};\\
H_y &= E_\varphi = E_\rho = 0,
\end{aligned}
\tag{11.19}
$$

где E_0 — напряжённость электрического поля в центре раскрыва рупора в точке с координатами $(0,0,\rho_0)$, причём $\rho_0 \gg \lambda$; ψ_0 — некоторая начальная фаза.

Как видно из формул (11.19), при возбуждении волновода волной типа H_{10} поле имеет компоненты только H_ρ, H_φ, E_y. При больших значениях $k\rho$ составляющая поля $H_\rho \to 0$ и поле в рупоре представляет собой поперечную электромагнитную цилиндрическую волну.

Поскольку у большинства применяемых рупоров раскрыв имеет плоскую форму, а поверхность равных фаз в рупоре цилиндрическая, то поле, достигающее плоскости раскрыва, будет несинфазным. Для определения закона распределения фазовых ошибок в раскрыве достаточно рассмотреть продольное сечение рупора (рис. 11.5).

Как видно из рис. 11.5, дуга окружности с центром в вершине рупора O проходит по фронту цилиндрической волны и, следовательно, является линией равных фаз. В произвольной точке раскрыва M', соответствующей координате x, фаза поля достигшей её волны отстаёт от фазы в середине раскрыва на фазовый угол

$$
\Delta\psi(x) = \frac{2\pi}{\lambda}(OM' - R) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{R^2+x^2} - R\right). \tag{11.20}
$$

Используя разложение в ряд (1.6), выражение (11.20) можно представить в виде

$$\Delta\psi(x) = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{x^2}{2R} - \frac{x^4}{8R^3} + \dots\right). \tag{11.21}$$

Поскольку в применяемых на практике рупорах справедливо соотношение $x \ll R$, то можно ограничиться первым членом разложения (11.21) и принять

$$\Delta\psi(x) \approx \frac{\pi x^2}{\lambda R}. \tag{11.22}$$

Как видно из формулы (11.22), при принятых допущениях фаза поля в раскрыве рупора изменяется по квадратичному закону. Если фазовые ошибки велики, это приводит к рассмотренным в п. 10.7.2 искажениям ДН.

Максимальная расфазировка поля в раскрыве (относительно его центра) имеет место на краях рупора и составляет величину

$$\Delta\psi_{x\ \max} \approx \frac{\pi a_{\text{р}}^2}{4\lambda R}. \tag{11.23}$$

Выражения (11.22) и (11.23) являются приближённым. Они применимы, если $R > a_{\text{р}}/2$ или $\varphi_0 < 45°$.

В некоторых случаях максимальную фазовую ошибку в раскрыве удобно определять через длину рупора и половину угла раскрыва φ_0. В этом случае (см. рис. 11.5)

$$\Delta\psi_{x\ \max} = \frac{2\pi R(1-\cos\varphi_0)}{\cos\varphi_0}. \tag{11.24}$$

Выражение (11.24) справедливо при любых R и φ_0.

Из формулы (11.23) видно, что при заданной ширине рупора поле в его раскрыве тем меньше отличается от синфазного, чем больше длина R. Однако рупоры большой длины имеют большие габаритные размеры и конструктивно неудобны в применении. Габаритные ограничения требуют компромисса, заключающегося в определении такой длины рупора, при которой максимальный фазовый сдвиг в его раскрыве не будет превышать некоторой величины. Допустимое значение фазовой ошибки определяется наибольшим значением КНД, получаемым от рупора заданной длины.

Направленные свойства рупорной антенны, как и открытого конца волновода, можно анализировать с помощью метода Гюйгенса–Кирхгофа. Делая аналогичные допущения, можно считать, что излу-

чающей поверхностью является поверхность раскрыва рупора. Поскольку в рупоре сохраняется тот же характер поля, что и в волноводе, то считается, что на излучающей поверхности рупора имеются две взаимно перпендикулярные тангенциальные составляющие поля E_y и H_x, амплитуды которых не зависят от координаты y, а вдоль оси Ox они изменяются по закону косинуса. Таким образом, амплитудное распределение поля в раскрыве рупора можно считать известным. В то же время, как показано выше, плоской излучающей поверхности рупора свойственны квадратичные фазовые ошибки. При малых ошибках можно использовать формулы (10.30), (10.38) и (10.41). Влияние самих фазовых ошибок можно оценить по формуле (10.64).

Коэффициент направленного действия H-секториального рупора может быть рассчитан по формуле [43]

$$D = \frac{4\pi b_{\text{р}} R}{\lambda a_{\text{р}}}\{[C(u) + C(\upsilon)]^2 + [S(u) + S(\upsilon)]^2\}, \qquad (11.25)$$

где $C(z)$ и $S(z)$ — интегралы Френеля;

$$u = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{a_{\text{р}}}{\sqrt{\lambda R}} + \frac{\sqrt{\lambda R}}{a_{\text{р}}}\right); \quad v = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{a_{\text{р}}}{\sqrt{\lambda R}} - \frac{\sqrt{\lambda R}}{a_{\text{р}}}\right). \qquad (11.26)$$

На рис. 11.6 приведено семейство кривых зависимости КНД от размера раскрыва $a_{\text{р}}/\lambda$, построенных в соответствии с выражением (11.25). Для исключения зависимости КНД от размера рупора $b_{\text{р}}$ на оси ординат отложено отношение $\lambda D/b_{\text{р}}$.

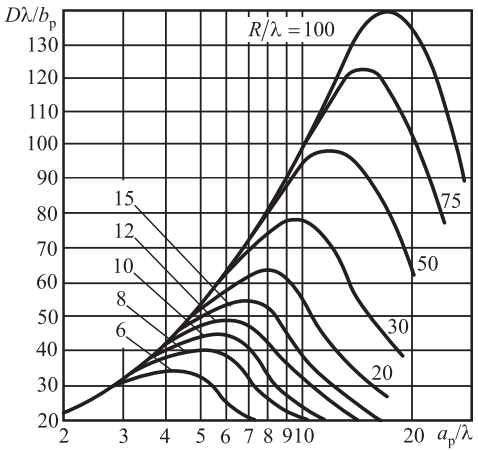


Рис. 11.6. Зависимости КНД H-секториального рупора от размера раскрыва $a_{\text{р}}$

Из приведённого рисунка видно, что для заданной длины рупора существует определённая ширина раскрыва $a_{\text{р}}$, при которой КНД достигает максимального значения. При дальнейшем увеличении ширины раскрыва $a_{\text{р}}$ происходит уменьшение его КНД, что объясняется резким возрастанием фазовых ошибок.

Рупор, имеющий при заданной длине максимальный КНД, называется *оптимальным.* Анализ формулы (11.25) показывает, что длина и ширина раскрыва оптимального H-секториального рупора связаны соотношением

$$\frac{R_{H\,\text{опт}}}{\lambda} = \frac{1}{3}\left(\frac{a_{\text{р}}}{\lambda}\right)^2, \tag{11.27}$$

откуда оптимальная длина рупора

$$R_{H\,\text{опт}} = \frac{a_{\text{р}}^2}{3\lambda} \quad \text{или} \quad a_{\text{р}} = \sqrt{3\lambda R_{H\,\text{опт}}}.$$

Подставляя длину (11.27) в выражение (11.23), можно найти, что фазовые ошибки в раскрыве оптимального H-секториального рупора не превышают $\Delta\psi_{H\max} = 3\pi/4$.

Если длина рупора больше оптимальной, определяемой равенством (11.27), то при той же площади раскрыва КИП рупора превышает КИП оптимального рупора. Однако это превышение незначительно и в большинстве случаев не оправдывает увеличение габаритных размеров. В самом деле, точкам максимума КНД соответствует, как можно убедиться при подсчёте, КИП раскрыва $g \approx 0{,}64$.

Если длину рупора непрерывно увеличивать, то в предельном случае при длине $R \to \infty$ в раскрыве рупора будет получено синфазное поле.

КПД рупорных антенн, вследствие малых потерь в его стенках, практически может быть принят за единицу и в этом случае коэффициент направленного действия и коэффициент усиления таких антенн практически равны.

11.2.3. E-секториальный рупор

Основным отличием поля в E-секториальном рупоре от поля в волноводе является, как и в случае H-секториального рупора, цилиндрическая форма волны. В связи с этим в раскрыве рупора появляются квадратичные фазовые ошибки, аналогичные ошибкам в H-секториальном рупоре.

Диаграмма направленности E-секториального рупора в плоскости H такая же, как у открытого конца волновода. Для расчета ДН

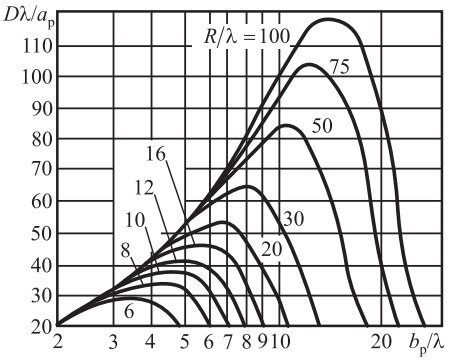


Рис. 11.7. Зависимости КНД E-секториального рупора от размера раскрыва $b_р$

в плоскости E можно, как и ранее, использовать формулы (10.30), (10.38), (10.41) и (10.64).

Коэффициент направленного действия E-секториального рупора с учетом квадратичных фазовых ошибок в его раскрыве определяется выражением [43]

$$D = \frac{64 a_р R}{\pi \lambda b_р}[C^2(w) + S^2(w)], \tag{11.28}$$

где $C(w)$ и $S(w)$ — как и ранее, интегралы Френеля; $w = b_р/\sqrt{2\lambda R}$.

Семейство кривых зависимости КНД от размера раскрыва $b_р/\lambda$, построенных по формуле (11.28), приведено на рис. 11.7. Из этого рисунка видно, что как и в случае H-секториального рупора, E-секториальный рупор при фиксированной длине имеет один локальный максимум, соответствующий оптимальному размеру раскрыва.

Анализ формулы (11.28) показывает, что относительная длина E-секториального рупора, соответствующая максимальным значениям КНД, определяется соотношением

$$\frac{R_{E\,опт}}{\lambda} = \frac{1}{2}\left(\frac{b_р}{\lambda}\right)^2, \tag{11.29}$$

откуда

$$R_{E\,опт} = \frac{b_р^2}{2\lambda} \quad \text{или} \quad b_р = \sqrt{2\lambda R_{E\,опт}}. \tag{11.30}$$

Соотношения размеров рупора (11.30) соответствуют максимальным фазовым искажениям на краях раскрыва, равным $\Delta\psi_{E\max} = \pi/2$. Несколько более высокие фазовые искажения в плоскости H-секториального рупора допускаются в связи с тем, что на краях

его раскрыва уровень поля по сравнению с E-секториальным рупором очень мал.

КИП раскрыва оптимального E-секториального рупора тот же, что у оптимального H-секториального рупора, и составляет $g \approx 0{,}64$.

При выборе размеров E-секториального рупора руководствуются теми же соображениями, которые применяются по отношению к H-секториальному рупору.

11.2.4. Пирамидальный рупор

Структура полей в плоскостях E и H пирамидального рупора (см. рис. 11.2,*в*) подобна структуре полей в соответствующих плоскостях E- и H-секториальных рупоров. Поэтому ДН в этих плоскостях также будут совпадать.

Фронт волны в пирамидальном рупоре условно можно считать сферическим. По аналогии с (11.22) фазовые ошибки в раскрыве рупора можно определить по формуле

$$\Delta\psi(x, y) \approx \frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{x^2}{R_H} + \frac{y^2}{R_E}\right), \tag{11.31}$$

где R_H, R_E — длина рупора в плоскости H и E соответственно.

Напряжённость поля в раскрыве пирамидального рупора может быть представлена в виде [43]

$$E_S = E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a_\text{р}}\right) \exp\left[-j\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{x^2}{R_H} + \frac{y^2}{R_E}\right)\right]. \tag{11.32}$$

Используя (10.24) и (11.32), можно вычислить КНД пирамидального рупора

$$D = \frac{8\pi R_E R_H}{a_\text{р} b_\text{р}}\{[C(u)+C(\upsilon)]^2 + [S(u)+S(\upsilon)]^2\}[C^2(w)+S^2(w)], \tag{11.33}$$

где u и v определяются формулами (11.26) при $R \equiv R_H$; w определяется формулой (11.29) при $R \equiv R_E$.

Сравнивая (11.33) с формулами (11.25) и (11.28), можно получить соотношение между КНД пирамидального рупора и соответствующих ему секториальных рупоров

$$D = \frac{\pi\lambda^2}{32 a_\text{р} b_\text{р}} D_E D_H = \frac{\pi}{32}\left(\frac{\lambda}{a_\text{р}} D_E\right)\left(\frac{\lambda}{b_\text{р}} D_H\right), \tag{11.34}$$

где D_E и D_H — КНД E- и H-секториального рупора соответственно.

Из формулы (11.34) следует, что оптимальные размеры пирамидального рупора определяются из соотношений (11.27) и (11.30).

11.2.5. Конический рупор

Основным типом колебаний, возбуждаемых в коническом рупоре (рис. 11.2,*г*), является волна H_{11}. Анализ конических рупоров принципиально не отличается от анализа рупоров прямоугольных. Достаточно подробно он изложен в [43].

Конические рупоры, как и прямоугольные, имеют оптимальные размеры, при которых достигается максимальный КНД. Это следует, в частности, из графика (рис. 11.8), на котором представлено семейство кривых зависимости КНД конического рупора от диаметра его раскрыва $d_{\text{р}}$ [67].

Длина оптимального конического рупора связана с относительным диаметром его раскрыва соотношением [20]

$$R = \frac{d_{\text{р}}^2}{2{,}4\lambda} - 0{,}15\lambda. \tag{11.35}$$

КНД оптимального конического рупора может быть рассчитан по приближенной формуле [20]

$$D \approx 5\left(\frac{d_{\text{р}}}{\lambda}\right)^2, \tag{11.36}$$

откуда КИП раскрыва рупора $g \approx 0{,}5$.

Можно заметить, что размеры оптимального конического рупора представляют собой среднюю величину между размерами H- и E-секториальных рупоров. Для заданного постоянного значения КНД размеры конического и пирамидального оптимальных рупоров отличаются незначительно, поэтому выбор типа рупора определяется,

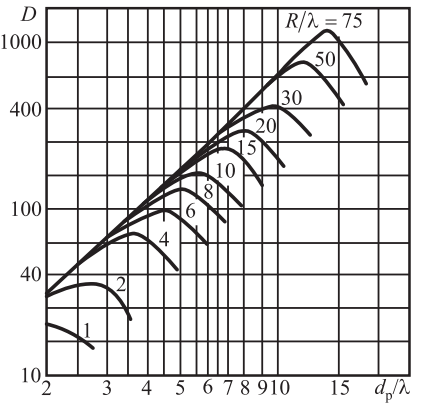


Рис. 11.8. Зависимости КНД конического рупора от диаметра его раскрыва $d_{\text{р}}$

главным образом, конструктивными и другими соображениями. Следует учитывать, что в коническом рупоре так же, как и в круглом волноводе, возможен неконтролируемый поворот плоскости поляризации, для исключения которого необходима высокая точность изготовления.

Если фазовые ошибке в раскрыве рупора невелики, то для расчета ДН можно пользоваться формулами для ДН открытого конца волновода круглого сечения.

Приближённое значение ширины ДН оптимального конического рупора на уровне половинной мощности в E и H плоскостях определяется формулами [67]:

$$\begin{aligned} 2\Delta\theta_{E\,0,5} &\approx 1,05\frac{\lambda}{d_{\text{р}}} \approx 60^\circ\frac{\lambda}{d_{\text{р}}};\\ 2\Delta\theta_{H\,0,5} &\approx 1,23\frac{\lambda}{d_{\text{р}}} \approx 70^\circ\frac{\lambda}{d_{\text{р}}}. \end{aligned} \tag{11.37}$$

Как видно из (11.37), ширина ДН в плоскости E несколько меньше, чем в плоскости H из-за различия распределения амплитуд в этих плоскостях. Если требуется одинаковая направленность в этих плоскостях, то круговой раскрыв конического рупора следует деформировать в эллиптический с отношением осей эллипса, равным 1,25. Вектор напряжённости электрического поля в этом случае должен быть параллельным малой оси эллипса.

11.2.6. Способы уменьшения длины рупора

Существенным недостатком рупорных антенн является их сравнительно большая относительная длина. Согласно (11.27) и (11.30) длина рупора пропорциональна квадрату одного из размеров раскрыва, что накладывает серьёзные ограничения на использование рупорных антенн в качестве остронаправленных.

Существует два пути уменьшения длины рупора. Первый способ заключается в создании *многорупорной антенны*. В этом случае для увеличения размера раскрыва при сохранении малой длины антенны вместо одного большого рупора используют n небольших (и, следовательно, коротких) рупоров. Схема такой многорупорной антенны для $n = 4$ представлена на рис. 11.9.

Оси парциальных рупоров ориентируются параллельно друг другу, а сами рупоры соединяются между собой так, чтобы длина пути питающей волны от общего волновода до любого из рупоров (для синфазного их возбуждения) была бы одинаковой. Таким образом, раскрыв антенны оказывается разбитым на n частей. Длина R' антенны в

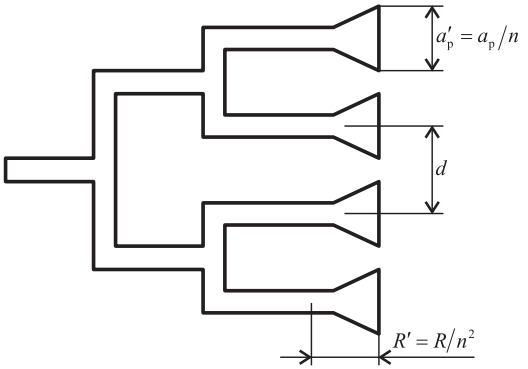


Рис. 11.9. Многорупорная антенна

этом случае может быть уменьшена в n^2 раз по сравнению с длиной R одиночной рупорной антенны.

Недостатком многорупорной антенны является сложность обеспечения синфазного возбуждения всех рупоров и усложнение конструкции, поэтому пространственные решётки из рупоров применяются редко.

Второй способ уменьшения длины рупорной антенны состоит в применении специальных технических решений и устройств, предназначенных для коррекции фазовых ошибок в раскрыве (рис. 11.10).

Коррекция фазовых ошибок при этом осуществляется за счет искусственного выравнивания длины пути, проходимого электромагнитной волной от вершины рупора до каждой из точек раскрыва. Для этого в раскрыв рупорной антенны могут устанавливаться различные

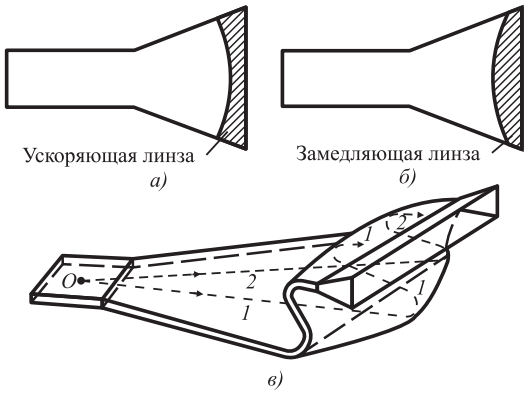


Рис. 11.10. Рупорные антенны с коррекцией фронта волны

типы линз (рис. 11.10,*а, б*). Принцип действия и конструкции таких антенн рассмотрены в разд. 11.4.

Фазовый фронт секториальных рупоров часто корректируют за счет деформации самого рупора (рис. 11.10,*в*). При этом изгибы выполняются таким образом, чтобы путь луча 1, идущего от фазового центра до раскрыва по средней линии рупора, и путь любого другого луча (например, луча 2), имели одинаковую длину, что обеспечивало бы синфазное возбуждение раскрыва.

11.2.7. Применение рупорных антенн

В качестве самостоятельных антенн рупоры применяются главным образом в тех случаях, когда антенна должна работать в достаточно широком диапазоне волн при сравнительно широкой диаграмме направленности.

На рис. 11.11 показано изменение КНД пирамидальных и конических рупоров с частотой. Здесь по оси абсцисс отложена рабочая частота, нормированная к средней частоте f_0, для которой рупор является оптимальным. Как следует из рисунка, уменьшение КНД вдвое (т. е. на 3 дБ), происходит при уменьшении частоты на 40 % или при её увеличении на 160 %. Отсюда следует, что с точки зрения широкополосности выгоднее использовать рупор на более высоких частотах по сравнению с той частотой, на которой он является оптимальным.

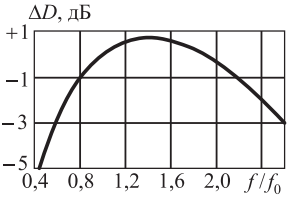


Рис. 11.11. Частотная зависимость КНД рупорных антенн

Практически с помощью рупорных антенн рассматриваемого типа можно перекрыть приблизительно двойной диапазон частот, который ограничивается только питающим волноводом.

Большая полоса рабочих частот рупорных антенн и простота конструкции являются существенными достоинствами СВЧ антенн этого типа.

11.3. Антенна вращающейся поляризации на основе открытого конца волновода и рупорной антенны

На основе открытого конца волновода или рупора квадратного поперечного сечения, в котором одновременно распространяются волны H_{10} и H_{01}, может быть реализована антенна вращающейся поляризации (рис. 11.12). Для этого указанные волны должны быть сдвинуты по фазе одна относительно другой на 90°.

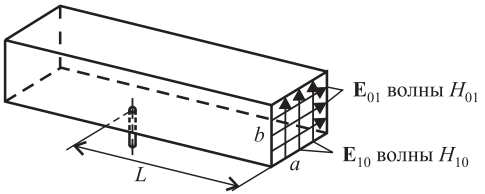


Рис. 11.12. Антенна вращающейся поляризации на основе открытого конца волновода

Требуемый фазовый сдвиг достигается выбором расстояния L от возбуждающих эти типы волн устройств до выходного конца волновода (рупора). Этот сдвиг фаз, очевидно, определяется соотношением

$$\Delta\varphi = \beta_{10}L - \beta_{01}L = 2\pi L\left(\frac{1}{\Lambda_{10}} - \frac{1}{\Lambda_{01}}\right), \tag{11.38}$$

где β_{10} и β_{01} — коэффициенты распространения волн H_{10} и H_{01} соответственно; Λ_{10} и Λ_{01} — длины волн в волноводе:

$$\Lambda_{10} = \frac{\lambda}{\sqrt{1-(\lambda/\lambda_{\text{кр}10})^2}}; \quad \Lambda_{01} = \frac{\lambda}{\sqrt{1-(\lambda/\lambda_{\text{кр}01})^2}}; \tag{11.39}$$

$\lambda_{\text{кр}10}$ и $\lambda_{\text{кр}01}$ — критические длины волн.

При условии, что требуется обеспечить фазовый сдвиг $\Delta\varphi = \pi/2$, длина фазирующей секции L из равенства (11.38) с учетом (11.39) определяется как

$$L = \frac{\lambda/4}{\sqrt{1-(\lambda/\lambda_{\text{кр}10})^2} - \sqrt{1-(\lambda/\lambda_{\text{кр}01})^2}}. \tag{11.40}$$

Существуют различные конструкции фазирующих волноводных секций, основанных на различии критических длин волн для составляющих полей $\lambda_{\text{кр}10} \neq \lambda_{\text{кр}01}$. Простейшей из них является волновод с размером стенки b, несколько отличным от размера стенки a (рис. 11.13,*а*). В этом случае с учетом значений критических длин волн [37] выражение (11.40) принимает вид

$$L = \frac{\lambda/4}{\sqrt{1-(\lambda/2a)^2} - \sqrt{1-(\lambda/2b)^2}}.$$

Для обеспечения фазового сдвига в волноводе квадратного сечения в него вводят наполнение, по-разному влияющее на критические длины волн в ортогональных плоскостях. В качестве такого наполнения можно использовать ребристую структуру (рис. 11.13,*б*), диэлектрическую пластину (рис. 11.13,*в*), металлическое ребро в волноводе

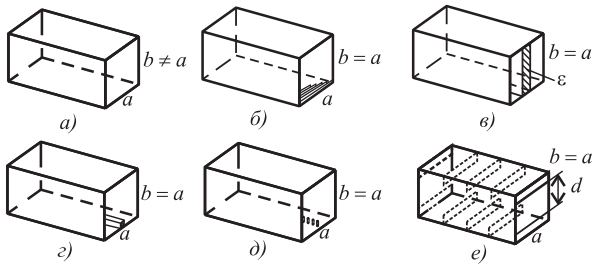


Рис. 11.13. Фазирующие волноводные секции

(рис. 11.13,*г*) или металлические штыри (рис. 11.13,*д*). Можно так же ввести в волновод несколько реактивных неоднородностей, например в виде диафрагм (рис. 11.13,*е*).

Для реализации вращающейся поляризации в рупоре, если при этом не ставится дополнительное условие, антенну можно возбуждать с помощью рассмотренной выше фазирующей секции. Если рупор имеет прямоугольное сечение, то конечная разность фаз ортогональных полей в раскрыве будет определяться суммой разности фаз в фазирующей секции и в рупоре $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{\text{вв}} + \Delta\varphi_{\text{руп}}$. Можно так выбрать размеры рупора, что фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ будет мало изменяться при изменении рабочей частоты. Этот технический приём позволяет создавать рупорную антенну вращающейся поляризации, обеспечивающую работу в широкой полосе частот.

11.4. Линзовые антенны

11.4.1. Назначение и принцип действия линзовых антенн

Линзовой антенной называется система из облучателя и электромагнитной линзы, которая представляет собой радиопрозрачное тело с определённой формой поверхности и коэффициентом преломления, отличным от единицы.

Линза предназначена для трансформации сферической или цилиндрической волны облучателя в плоскую волну. Изменяя форму волновой поверхности, линза тем самым формирует острую ДН антенны.

Принципиально линзовые антенны можно использовать для формирования различных по форме диаграмм направленности. Однако при существующей практике эти антенны, подобно оптическим линзам, применяются, в основном, для превращения расходящегося пучка

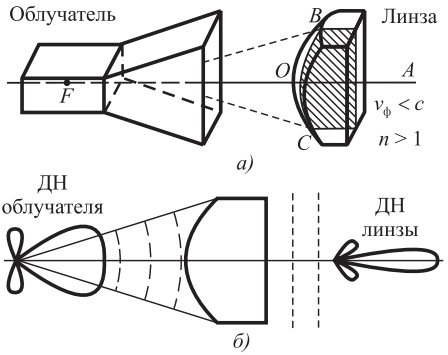


Рис. 11.14. Линзовая антенна

лучей в пучок параллельный, т. е. для превращения криволинейного волнового фронта в плоский. Именно такой фронт волны при его достаточной площади обеспечивает высокую направленность излучения. С помощью линзовых антенн можно реализовать диаграмму направленности с углом раствора в несколько угловых минут.

Линзовая антенна состоит из двух основных частей: облучателя и собственно линзы (рис. 11.14). В качестве облучателя используется обычно слабонаправленная антенна с однонаправленным излучением. При этом необходимо, чтобы возможно большая часть энергии облучателя попадала на линзу и чтобы у поверхности линзы, обращенной к облучателю, фронт волны был близок к сферическому или цилиндрическому. Выполнение этого условия позволяет рассматривать облучатель как точечный или линейный источник электромагнитных волн.

В качестве облучателя могут применяться рупоры, открытые концы волновода, вибраторы с пассивным рефлектором и т.п. Положение фазового центра облучателя должно совпадать с положением фокуса сферической линзы (точка F на рис. 11.14,*а*) или с геометрическим местом фокусов цилиндрической линзы.

Сторона поверхности линзы, обращенная к облучателю, называется *освещенной* стороной. Противоположная сторона линзы, называемая *теневой*, образует её излучающий раскрыв. Прямая *FA*, проходящая через фокус и центр осесимметричного раскрыва, называется *осью* линзы, причём эта ось является нормалью к поверхности линзы в точках её пересечения. Точка O пересечения оси с освещенной стороной называется *вершиной* линзы. Линия BC пересечения освещенной стороны линзы с продольной плоскостью, проходящей через её ось, называется *профилем* линзы. На рис. 11.14 продольное сечение линзы заштриховано.

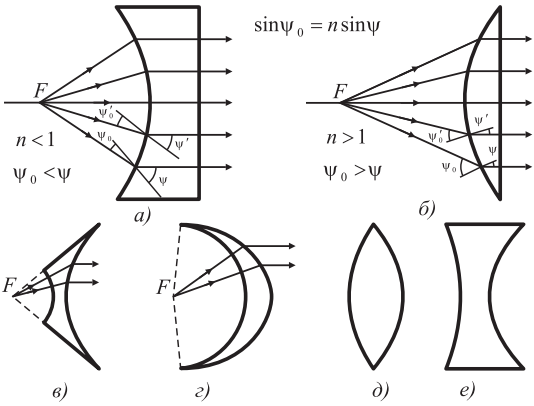


Рис. 11.15. Профили линз

Линза может иметь круглую либо прямоугольную форму. В зависимости от того, с какой стороны линзы реализуется преломление лучей, различают линзы с преломляющей освещенной стороной (рис. 11.15,*а, б*), линзы с преломляющей теневой стороной (рис. 11.15,*в, г*) и линзы, в которых преломление осуществляется с двух сторон (рис. 11.15,*д, е*).

В линзах с преломляющей освещенной стороной раскрыв линзы является плоским. Профиль линзы при этом может быть вогнутым (рис. 11.15,*а*) или выпуклым (рис. 11.15,*б*). Если преломление осуществляется на теневой стороне, то освещенная сторона линзы является сферической или цилиндрической (в зависимости от фронта облучающей линзу волны). В этом случае раскрыв линзы является вогнутым (рис. 11.15,*в*) либо выпуклым (рис. 11.15,*г*).

Принцип действия линзы основан на том, что линза представляет собой среду, в которой фазовая скорость распространения электромагнитных волн больше ($\upsilon_\Phi > c$) или либо меньше ($\upsilon_\Phi < c$) скорости света. В зависимости от этого линзы называются *ускоряющими* или *замедляющими*.

В ускоряющих линзах выравнивание фазового фронта волны происходит за счёт распространения волны вдоль части своего пути в линзе с повышенной фазовой скоростью. Такие участки различны для разных лучей и чем больше луч отклонён от оси линзы, тем больший участок пути он проходит с повышенной фазовой скоростью внутри линзы. Поэтому профиль ускоряющей линзы должен быть вогнутым (рис. 11.15,*а*).

В замедляющих линзах выравнивание фазового фронта происхо-

дит за счёт замедления движения проходящей через тело линзы волны. Поэтому профиль замедляющей линзы должен быть выпуклым (рис. 11.15,*б*).

Принцип действия линзы можно рассматривать с точки зрения движения волновых поверхностей через тело линзы с учётом преломления лучей.

Поскольку поперечные размеры линз обычно много больше длины рабочей волны, то при исследовании их профилей могут быть применены законы геометрической оптики. В этом случае для характеристики линзы можно использовать *коэффициент преломления среды*, который определяется как отношение скорости света к фазовой скорости $n = c/\upsilon_{\Phi}$, а саму линзу рассматривать как радиопрозрачное тело с коэффициентом преломления $n \neq 1$. Для замедляющей линзы этот коэффициент $n > 1$, для ускоряющей — $n < 1$. На границе раздела воздух-поверхность линзы лучи преломляются. Угол преломления ψ при этом, согласно законам геометрической оптики, связан с углом падения ψ_0 (рис. 11.15,*а, б*) известным равенством вида

$$n \sin \psi = \sin \psi_0.$$

Профиль линзы для создания плоского фронта волны в раскрыве должен выбираться таким образом, чтобы все преломлённые лучи были параллельны. Для этого необходимо, чтобы оптическая длина пути от источника (облучателя), расположенного в фокусе линзы, до любой точки раскрыва была постоянна. Только в этом случае в раскрыве линзы создаётся плоская волна, формирующая остронаправленное излучение.

11.4.2. Уравнение профиля линз

Для анализа профиля линзы удобно использовать прямоугольную систему координат xOy с центром в вершине линзы (рис. 11.16).

Как отмечалось выше, условием синфазности поля в раскрыве линзы является равенство длины оптического пути всех лучей от фокуса линзы до её раскрыва. На основе реализации этого условия может быть определён профиль линзы.

Ускоряющая линза. При анализе геометрических свойств ускоряющей линзы (рис. 11.16,*а*) рассматриваются два луча, один из которых осевой, другой — луч, падающий под углом φ к фокальной оси линзы. Длина оптического пути в однородной среде, согласно формуле (10.8), равна произведению геометрической длины этого пути на показатель преломления. В соответствии с этим длина оптического

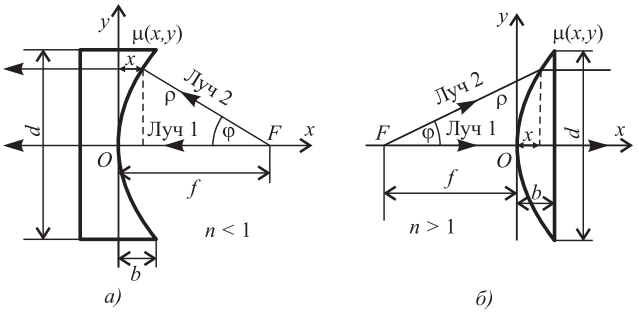


Рис. 11.16. К выводу уравнения профиля линзы

пути первого луча от фокуса линзы до оси Oy равна геометрической длине пути, т. е. фокусному расстоянию f, поскольку показатель преломления воздуха $n = 1$. Участок пути от оси Oy до раскрыва не учитывается, поскольку его длина одинакова для всех лучей.

Общая длина оптического пути в линзовой антенне для второго луча складывается из наклонного отрезка ρ в воздухе и отрезка x внутри линзы. Эта общая длина определяется соотношением

$$\rho + nx = \sqrt{(f-x)^2 + y^2} + nx,$$

где n — показатель преломления линзы.

Приравнивая длины оптических путей первого и второго луча можно получить соотношение

$$f = \sqrt{(f-x)^2 + y^2} + nx, \tag{11.41}$$

из которого после простейших преобразований можно найти уравнение профиля ускоряющей линзы

$$(1-n^2)x^2 - 2(1-n)fx + y^2 = 0. \tag{11.42}$$

Уравнение (11.42), как известно [68], является уравнением *эллипса* в прямоугольной системе координат.

В некоторых случаях удобнее пользоваться полярной системой координат. В ней с учетом выравнивания длины оптических путей двух лучей можно записать

$$f = \rho + n(f - \rho\cos\varphi),$$

отсюда

$$\rho = f\frac{1-n}{1-n\cos\varphi}. \tag{11.43}$$

Уравнение (11.43) описывает форму профиля ускоряющей линзы в полярной системе координат.

Замедляющая линза. Как и в ускоряющей линзе, после приравнивания длин оптических путей для первого и второго лучей для замедляющей линзы (рис. 11.16,*б*) можно получить равенство

$$f + nx = \sqrt{(f + x)^2 + y^2},$$

откуда находится уравнение профиля замедляющей линзы

$$(n^2 - 1)x^2 + 2(n - 1)fx - y^2 = 0. \tag{11.44}$$

Профиль замедляющей линзы в полярной системе координат определяется из того же равенства длин оптических путей двух лучей (рис. 11.16,*б*) вида $f + nx = \rho$. После подстановки в него значения $x = \rho\cos\varphi - f$ можно получить

$$\rho = f\frac{n - 1}{n\cos\varphi - 1}. \tag{11.45}$$

Уравнение профиля (11.44) замедляющей линзы представляет собой уравнение *гиперболы* [68] с эксцентриситетом n и началом координат в точке F.

11.4.3. Ускоряющие металлические линзы

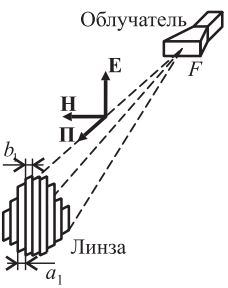


Рис. 11.17. Ускоряющая металлическая линза

В ускоряющих линзах фазовая скорость распространения электромагнитной волны внутри тела линзы должна превышать скорость света. Подобными свойствами обладает прямоугольный волновод, поскольку в его внутренней полости $\upsilon_\Phi > c$. Такими же свойствами обладает система из металлических пластин, параллельных вектору $\mathbf{E}$ падающей волны и отстоящих друг от друга на расстояние a_1, несколько большее половины длины волны (рис. 11.17). Если на пути электромагнитной волны поставить такие параллельные пластины, то фазовая скорость распространяющейся между ними волны так же, как и для волновода, будет определяться выражением [43]

$$\upsilon_\Phi = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/2a_1)^2}}.$$

Следовательно, коэффициент преломления такой среды

$$n = \mathrm{c}/\upsilon_{\Phi} = \sqrt{1 - (\lambda/2a_1)^2}.$$

Изменяя расстояние между пластинами в диапазоне $\lambda/2 < a_1 < \infty$, можно менять значение коэффициента преломления в пределах $0 < n < 1$.

Во избежание появления высших типов волн величина a_1 не должна превышать λ. Таким образом, пределы изменения параметров линзы составляют

$$\lambda/2 < a_1 < \lambda \quad \text{и} \quad 0 < n < 0{,}86.$$

С другой стороны, при фиксированном значении n можно изменять ширину пластин, т. е. размер b_1 (см. рис. 11.17) или длину отрезка пути, который волна пройдёт с повышенной фазовой скоростью.

Для фокусировки в плоскости, перпендикулярной пластинам, их ширина может меняться от пластины к пластине, а также на протяжении каждой пластины. В первом случае все пластины остаются прямоугольными, но имеют различную ширину. Однако в любом случае каждая пластина должна иметь вогнутый профиль, такой, как на рис. 11.16,*а*.

Линза, составленная из параллельных проводящих пластин, называется *металлопластинчатой* или, более кратко, металлической.

Линза из прямоугольных пластин применяется в том случае, когда необходимо обеспечить корректировку фронта волны в плоскости H, например в раскрыве H-секториального рупора. При этом в линзе можно изменять ширину пластин или, при постоянной ширине, расстояние между ними. В последнем случае линза имеет переменный коэффициент преломления: у её краёв пластины расположены теснее, а в середине — реже. Вследствие этого фазовая скорость к краям линзы будет возрастать и тем самым компенсировать отставание фазы. В раскрыве правильно спроектированной линза формируется плоский фронт волны.

Линза, состоящая из одинаковых по ширине пластин вогнутого профиля, предназначена для формирования плоского фронта волны только в плоскости E падающей волны.

Задавшись максимально допустимым значением $\psi_{\max}$ фазовых ошибок на краю раскрыва, можно оценить полосу рабочих частот ускоряющей линзы [43]

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{\psi_{\max}}{\pi} \frac{n_0}{1 - n_0^2} \frac{\lambda_0}{t}, \tag{11.46}$$

где t — толщина линзы; n_0 — коэффициент преломления линзы на центральной частоте f_0; λ_0 — длина волны, соответствующая частоте f_0.

11.4.4. Замедляющие линзы из искусственного диэлектрика

Замедляющие линзы могут быть выполнены из обычного диэлектрика. Однако на практике такие линзы не нашли широкого применения вследствие их большой массы и высокой стоимости. В диапазоне СВЧ большее распространение получили замедляющие линзы, выполненные из искусственного диэлектрика. Такие линзы свободны как от недостатков обычных диэлектрических линз (большой массы и заметных потерь), так и недостатков ускоряющих металлических линз (узкого диапазона рабочих частот). Линзы из искусственного диэлектрика могут работать в широком диапазоне частот и отличаются малой массой и малыми потерями.

Искусственный диэлектрик образуется из металлических частиц той или иной конфигурации, изолированных друг от друга и расположенных таким образом, что они образуют пространственную решетку. Для поддержания взаимного расположения частиц их помещают в среду, заполненную диэлектриком с малой удельной массой и относительной диэлектрической проницаемостью, близкой к единице. В качестве такого диэлектрика обычно используется пенопласт.

Если линейные размеры металлических частиц, параллельные вектору $\mathbf{E}$ падающего поля, малы по сравнению с длиной волны, то заполненное ими пространство обладает свойствами диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью, большей единицы. Такой искусственный диэлектрик называется *металлодиэлектриком.*

Принцип действия линз из искусственного диэлектрика заключается в том, что под влиянием поля падающей волны металлические частицы возбуждаются и создают вторичные поля. Соотношение фаз первичного и вторичного полей зависит от полного сопротивления возбуждаемых металлических частиц и их взаимного влияния. Если размер частиц, параллельный вектору $\mathbf{E}$ падающей волны, значительно меньше λ, то реактивное сопротивление частиц отрицательно. В этом случае вторичное поле оказывается запаздывающим и $n > 1$. Однако при уменьшении длины волны характер полного сопротивления изменяется и в некоторых интервалах частот коэффициент преломления может оказаться меньше единицы.

Металлические частицы искусственного диэлектрика могут иметь форму шара, диска, ленты и др. Однако применение шаров, эллипсо-

идов и других частиц, у которых все три размера соизмеримы, нежелательно, так как это приводит к увеличению массы линзы.

Коэффициент преломления искусственной среды, состоящей из круглых дисков, определяется формулой [43]

$$n = n_0\sqrt{1 + \frac{4\pi R^3}{b_1 b_2 d}}, \tag{11.47}$$

где R — радиус дисков; b_1, b_2 и d — расстояния между центрами соседних дисков; n_0 — коэффициент преломления поддерживающего диски диэлектрика. Формула (11.47) справедлива, если радиус диска R меньше $(0{,}1...0{,}05)\lambda$, а расстояния между дисками $b_1, b_2, d > 4R$.

В тех случаях, когда линзовая антенна предназначена для передачи или приема поля одной поляризации, можно использовать искусственные среды, выполненные из параллельных друг другу тонких металлических полосок. Анализ такой диэлектрической среды проведен в [69].

11.4.5. Зонирование линз

Толщина как ускоряющих, так и замедляющих линз может быть достаточно большой. Для того чтобы сделать толщину линзы меньше, применяют метод её ступенчатого уменьшения (*зонирования*), при котором толщина линзы уменьшается ступеньками. Профили зонированных линз представлены на рис. 11.18.

Глубина ступеней зонированной линзы выбирается такой, чтобы скачок фазы за счёт сокращения пути луча в каждой ступеньке линзы получался бы равным 2π, что эквивалентно разнице в длине оптического пути лучей соседних ступенек в одну длину волны. В этом случае не нарушается синфазность поля в раскрыве линзы.

Уравнение профиля каждой зоны также определяется из условия равенства длин оптических путей лучей, идущих из фокуса к раскрыву линзы, но при этом учитывается различие этих длин на целое

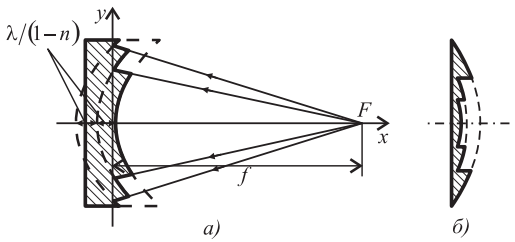


Рис. 11.18. Профили зонированных линз: *а* — ускоряющая; *б* — замедляющая

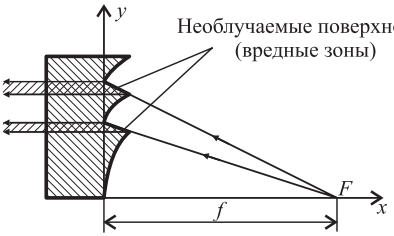


Рис. 11.19. Необлучаемые поверхности зонированной линзы

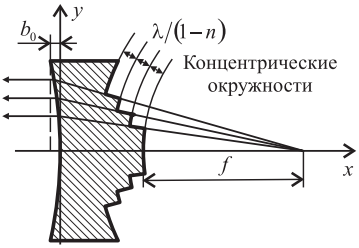


Рис. 11.20. Зонированная линза без вредных зон

число длин волн

$$f = \sqrt{(f-x)^2 + y^2} + nx - m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \ldots. \tag{11.48}$$

Уравнение (11.48) отличается от аналогичного уравнения (11.41) только тем, что длина оптического пути в правой части (11.48) в зависимости от значения коэффициента m изменяется скачком на целое число длин волн.

Общее количество зон может быть определено по формуле [43]

$$M = \left\lfloor (1-n)\frac{t}{\lambda} + 1 \right\rfloor,$$

где скобки $\lfloor$ и $\rfloor$ означают, что от аргумента берется целая часть; t — толщина незонированной линзы.

Зонирование приводит к появлению необлучаемых частей поверхности линзы образуемых в зоне между ступеньками, что иллюстрируется рис. 11.19. Необлучаемые области называются *вредными зонами.* Они снижают КИП раскрыва и эффективную поверхность линзы, вызывают увеличение уровня боковых лепестков.

Известны способы устранения вредных зон. На рис. 11.20 представлен профиль такой зонированной металлической линзы без вредных зон. Освещенная поверхность линзы образована концентрическими сферами с центром в фокусе линзы. Радиусы сфер отличаются друг от друга на величину $\lambda/(1-n)$. Лучи от облучателя падают на поверхность линзы нормально и, следовательно, не преломляются.

При выходе из линзы лучи должны преломляться так, чтобы стать параллельными оси линзы (оси Ox). Но в рассматриваемом случае лучи выходят из среды оптически менее плотной ($n < 1$) в среду оптически более плотную (в воздух с $n = 1$). Следовательно, форма поверхности раскрыва линзы должна описываться формулой (11.42),

которая в данном случае принимает вид

$$\left(\frac{1}{n^2}-1\right)x^2-2\left(\frac{1}{n}-1\right)(f+b_0)x-y^2=0, \tag{11.49}$$

где n — показатель преломления ускоряющей металлической линзы, b_0 — толщина линзы по осевой линии (рис. 11.20).

Уравнение (11.49) является уравнением гиперболы, поэтому поверхность раскрыва линзы составляет часть поверхности гиперболоида вращения.

При фокусировке цилиндрической волны поверхности сфер переходят в поверхности круговых цилиндров, а поверхность гиперболоида — в поверхность гиперболического цилиндра.

Ширина полосы рабочих частот ускоряющей металлической зонированной линзы может быть определена по формуле [43]

$$\frac{2\Delta f}{f_0}\approx\frac{0{,}318\psi_{\max}}{M+1/n_0}. \tag{11.50}$$

Сопоставление формул (11.46) и (11.50) показывает, что при малом числе зон полоса рабочих частот зонированной и незонированной линз оказывается примерно одинаковой. При большом числе зон полоса рабочих частот зонированной линзы оказывается существенно шире полосы рабочих частот незонированной линзы. Это объясняется тем, что у зонированной линзы путь, проходимый волной в среде, фазовая скорость которой зависит от частоты, сокращается.

В случае замедляющих линз из искусственных диэлектриков зонирование приводит к ограничению полосы рабочих частот из-за нарушения синфазности поля в раскрыве при изменении частоты. Если максимальные фазовые ошибки не должны превышать $\pi/2$, то для замедляющей линзы справедлива формула [43]

$$\frac{2\Delta f}{f_0}=\frac{0{,}5}{M-1}.$$

11.4.6. Линзы с широким сектором качания луча

В ряде случаев требуется обеспечить изменение направления (качание) главного лепестка диаграммы направленности в широком угле (около нескольких десятков градусов). Для этого можно перемещать всю линзовую антенну на требуемые углы, однако такой способ в большинстве случаев непригоден из-за больших размеров и веса антенны. Более рациональным является управление ДН посредством смещения облучателя при неподвижной линзе.

Смещение облучателя из фокуса в направлении, перпендикулярном оси линзы, вызывает отклонение главного лепестка ДН в сторону, противоположную направлению смещения облучателя. Однако в рассмотренных выше линзах такое отклонение без искажения формы ДН возможно только в пределах малого угла (приблизительно равного удвоенной ширине ДН линзы). При значительном смещении облучателя ДН отклоняется на сравнительно большой угол, но вместе с этим искажается.

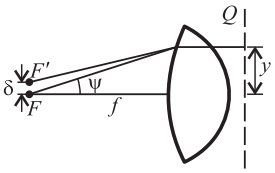


Рис. 11.21. Линза с широким сектором качания луча

Для того чтобы эти искажения были минимальными, необходимо, чтобы расфазировка поля в раскрыве линзы, вызванная смещением облучателя, была линейной. Иными словами, разность хода лучей $\delta \sin \psi$ должны быть пропорциональна расстоянию y от центра линзы до соответствующей точки в раскрыве (рис. 11.21). Таким образом, должно выполняться условие

$$y = f' \sin \psi, \tag{11.51}$$

где f' — постоянная величина, не зависящая от угла ψ, которая обычно называется параксиальным фокусом. Равенство (11.51) называется *условием Аббе*. Линзовые антенны, для которых условие Аббе выполняется, называются *апланатическими* и обеспечивают широкоугольное сканирование без искажения ДН.

Для выполнения условия Аббе обе поверхности линзы должны быть преломляющими. Однако путем подбора показателя преломления можно приближенно удовлетворить условию Аббе для линзы с плоской освещенной поверхностью. В этом случае показатель преломления должен быть равен $n = (1 + \sqrt{5})/2 \approx 1{,}62$.

Кроме апланатических линз, широкоугольное сканирование может быть реализовано линзами специальных типов. Некоторые из них рассмотрены ниже.

Сферическая и цилиндрическая линзы Люнеберга. Линза сферической формы, выполняемая из радиопрозрачного материала с переменным коэффициентом преломления, была предложена Люнебергом в 1944 году [70]. Коэффициент преломления такой линзы изменяется по закону

$$n = \sqrt{2 - (r/R)^2}, \tag{11.52}$$

где r — расстояние от центра сферы; R — радиус сферы.

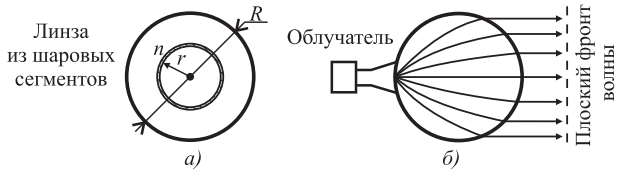


Рис. 11.22. Сферическая линза Люнеберга

При $r = R$, т. е. на поверхности сферы, коэффициент преломления равен единице, следовательно, линза согласована с внешним пространством. В радиальном направлении коэффициент преломления изменяется, повышаясь до значения $n = \sqrt{2}$ в центре сферы.

Облучатель в виде небольшого рупора располагается на поверхности сферы и направлен своим раскрывом в её центр. Применяя методы геометрической оптики можно показать, что траектории лучей в линзе в этом случае будут представлять собой отрезки эллипсов, а все лучи на выходе из линзы образуют параллельный пучок. Направление пучка совпадает с направлением диаметра, на конце которого располагается облучатель. Таким образом, на выходе линзы образуется плоский фронт волны.

На рис. 11.22 показана схема линзы Люнеберга и траектория лучей в ней при облучении коническим рупором.

Изменение коэффициента преломления по требуемому закону (11.52) можно получить при использовании в качестве материала линзы пенистого полистирола с малыми диэлектрическими потерями, плотность которого в радиальном направлении меняется. Показатель преломления этого диэлектрика линейно зависит от его плотности и приближённо может быть определён по следующей формуле [71]:

$$n = 1 + 0{,}556\rho, \tag{11.53}$$

где ρ — плотность, г/см^3.

Непрессованный пенистый полистирол обычно имеет плотность $\rho = 0{,}0275$ г/см^3. Поэтому на поверхности линзы показатель преломления равен 1,015, т. е. близок к единице. Приравнивая (11.53) и (11.52), можно определить требуемый закон изменения плотности пенистого полистирола в радиальном направлении.

Линза Люнеберга обладает сферической симметрией, поэтому при перемещении облучателя по поверхности линзы обеспечивается поворот неискажённой диаграммы направленности на любой угол.

При одновременном использовании нескольких рядом расположенных облучателей можно создать *многолучевую антенну*, в том числе антенну с *веерной формой* диаграммы направленности.

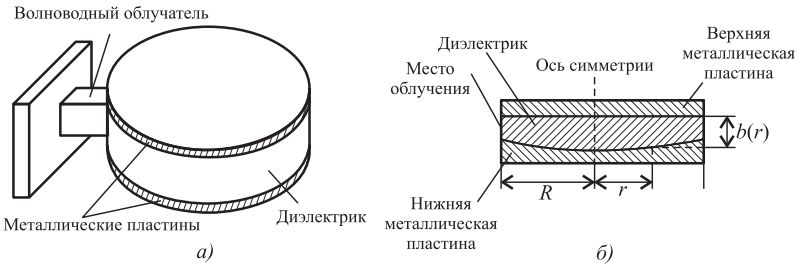


Рис. 11.23. Цилиндрическая линза Люнеберга

Кроме сферических по форме, также возможно создание цилиндрических линз с переменным коэффициентом преломления. Для цилиндрической линзы круглого сечения коэффициент преломления также должен изменяться вдоль радиуса в соответствии с формулой (11.52), где теперь r — расстояние от оси цилиндра, R — его радиус.

Конструктивно цилиндрическая линза (рис. 11.23) состоит из радиальной линии в виде двух круглых металлических пластин, образующих основания цилиндра, пространство между которыми заполняется диэлектриком. Линза возбуждается прямоугольным волноводом с волной типа H_{10} так, чтобы вектор напряжённости электрического поля был параллелен пластинам. Изменение коэффициента преломления по радиусу цилиндра достигается путём изменением расстояния b между пластинами.

Зависимость расстояния b от радиуса r может быть определена следующим образом. Фазовая скорость υ_Φ волны H_{10} в пространстве между пластинами, заполненном диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ε, определяется формулой [72]

$$\upsilon_\Phi = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon - (\lambda/2b)^2}}.$$

Следовательно, коэффициент преломления

$$n = c/\upsilon_\Phi = \sqrt{\varepsilon - (\lambda/2b)^2}. \qquad (11.54)$$

Приравнивая (11.54) и (11.52), можно найти закон изменения расстояния между пластинами:

$$b = \frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon - 2 + (r/R)^2}}.$$

Раскрывом цилиндрической линзы Люнеберга является часть поверхности цилиндра, противоположная точке размещения облучателя с шириной b и длиной $\pi\rho$. Фаза поля в плоскости, касательной к точке

в центре раскрыва постоянна, и в этой плоскости образуется плоский фронт волны.

Модифицированная линза Люнеберга. При большом физическом диаметре линзы Люнеберга перемещение облучателя по её поверхности вызывает определённые конструктивные трудности. В этом случае можно найти такой закон изменения коэффициента преломления в линзе, при котором качание луча осуществляется путём перемещения облучателя по окружности значительно меньшего радиуса. В этом случае облучатель должен находиться внутри линзы.

Для модифицированной сферической линзы коэффициент преломления должен изменяться по закону

$$n = \sqrt{1 + \left(\frac{R}{f}\right)^2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}, \tag{11.55}$$

где f — расстояние от центра сферы до фокуса (облучателя).

Реализация этой идеи для сферической линзы встречает большие трудности. Значительно проще реализовать её цилиндрический вариант. Модифицированная цилиндрическая линза отличается от обычной линзы законом изменения расстояния между пластинами, являющимися основаниями цилиндра. Этот закон определяется, как обычно, путем приравнивания (11.55) и (11.54). В результате можно найти

$$b = \frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon - (r/R)^2 - 1 + (r/f)^2}}. \tag{11.56}$$

Минимальное значение фокусного расстояния f определяется из условия, чтобы величина b, определяемая по формуле (11.56) при $r = 0$, была действительной.

Металлические линзы. Конструкция металлических линз может быть модифицирована для качания луча в одной из плоскостей в широком секторе. Так в цилиндрической линзе из прямоугольных параллельных пластин (рис. 11.24) широкий угол качания может быть обеспечен тем, что расчёт профиля линзы проводится для случая размещения облучателя не на оптической оси в фокусе F, а при смещении из него по фокальной дуге на заданный угол α в точку F'.

При таком положении облучателя волна в раскрыве линзы должна быть плоской при повороте относительно оптической оси линзы на угол α. Согласно обозначениям, принятым на рис. 11.24, это требование выполняется при соблюдении условия равенства длин оптических путей

$$f + nb_0 + \ell = r + nb.$$

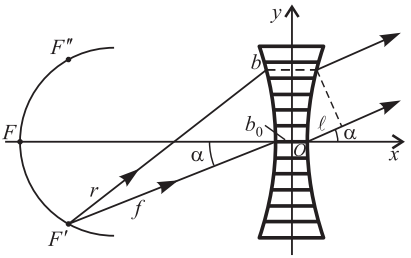


Рис. 11.24. Металлическая линза с качанием луча

Если линза симметрична относительно фокальной оси, то при расположении облучателя в точке F'', симметричной к F', в раскрыве линзы также будет формироваться плоская волна, развёрнутая на угол α, но в другую сторону. При размещении облучателя в промежуточных точках дуги $F''FF'$ фаза в раскрыве линзы изменяется не совсем по линейному закону, поэтому её диаграмма направленности будет несколько искажаться. Искажения могут быть уменьшены путём подбора траектории движения облучателя, несколько отличающейся от формы фокальной дуги.

11.4.7. Другие типы линз. Применение линзовых антенн

Кроме рассмотренных выше, находят применение иные типы линз. Известны линзы из перфорированных металлических пластин, из проволочных решёток и др. [43]. Принцип их действия основан на изменении фазовой скорости распространения электромагнитной волны в пределах тела линзы, благодаря чему удаётся сформировать необходимую форму фронта волны в раскрыве.

Линзовые антенны, несмотря на возможность получения высокой направленности излучения при малом уровне боковых лепестков, находят ограниченное применение. В настоящее время они применяются, главным образом, в качестве антенн радиорелейных линий связи. Основным препятствием к широкому внедрению линзовых антенн является их высокая стоимость, связанная с высокой точностью и сложной технологией изготовления, а также относительная сложность и большой вес крупногабаритных конструкций.

Вопросы к главе 11

1. Каков принцип действия и конструктивное оформление рупорных антенн?
2. Какие виды секториальных антенн Вам известны?

3. Какой вид фазовых ошибок имеет место в рупорных антеннах?

4. Что такое оптимальный рупор?

5. Поясните принцип формирования в рупорных антеннах поля с вращающейся поляризацией.

6. Какие типы линз используются в антенной технике?

7. Объясните принцип работы ускоряющей линзы.

8. Каков принцип работы замедляющей линзы?

9. Какие профили имеют ускоряющая и замедляющая линзы?

10. Что представляет собой металлопластинчатая линза?

11. Из чего может быть сделана замедляющая линза?

12. Как можно уменьшить толщину линзы?

13. Объясните особенности конструкции и основные свойства линзы Люнеберга.

ГЛАВА 12
ЗЕРКАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

12.1. Общие сведения

12.1.1. Принцип действия и разновидности зеркальных антенн

В диапазоне СВЧ широкое распространение получили антенны, принцип действия которых аналогичен оптическим рефлекторам или прожекторам. Такие антенны носят название *зеркальных антенн* и состоят из источника первичной волны и одного или нескольких зеркал — рефлекторов специальной формы, преобразующих фронт волны источника в заданный (обычно плоский). Поле в раскрыве зеркальных антенн формируется в результате отражения электромагнитной волны от проводящей поверхности рефлектора (рефлекторов). Первичным источником электромагнитных волн обычно служит небольшая (в длинах волн) простая по конструкции антенна, называемая *облучателем зеркала* или просто *облучателем.* Зеркало или несколько зеркал вместе с облучателем являются основными элементами зеркальной антенны.

Зеркало обычно изготовляется из алюминиевых сплавов, стеклотканей, тканей на основе углеродных волокон с последующей металлизацией для создания отражающей поверхности. Иногда, в целях уменьшения парусности, зеркало выполняется решётчатым. Поверхности зеркала придаётся определённая форма для формирования необходимой диаграммы направленности. Наиболее распространёнными по форме являются зеркала в виде параболоида вращения (рис. 12.1,*а*), усечённого параболоида, параболического цилиндра (рис. 12.1,*б*) или цилиндра специального профиля. Они изготавливаются литьём, штамповкой отдельных панелей с последующей сборкой на общем каркасе, выдавливанием по шаблону на токарном или карусельном станке. Облучатель закрепляется в месте размещения фокуса зеркала или вдоль фокальной линии цилиндрического зеркала. Для

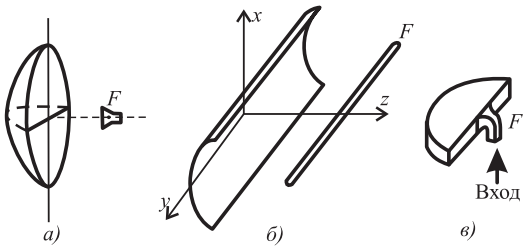


Рис. 12.1. Разновидности зеркальных антенн

параболоида вращения облучатель должен быть точечным, для цилиндра — линейным. Наряду с однозеркальными находят применение *двух-* и *многозеркальные антенны*.

Разновидностью цилиндрической зеркальной антенны является *сегментно-параболическая антенна* (рис. 12.1,*в*), образованная коротким параболическим цилиндром, который с двух сторон закрыт параллельными плоскими металлическими пластинами. Облучателем в такой антенне выступает рупор либо открытый конец волновода.

Широкое распространение (особенно в качестве приемных телевизионных антенн) получили *зеркальные антенны с вынесенным облучателем* (*офсетные антенны*), в которых рефлектор образован несимметричной вырезкой из параболоида вращения.

В некоторых случаях вместо зеркала параболической формы иногда используют сферическое зеркало. В двухзеркальных антеннах форму зеркал часто модифицируют для получения необходимого распределения поля в раскрыве или широкоугольного качания ДН.

Принцип действия простейшей однозеркальной зеркальной антенны иллюстрирует рис. 12.2.

Точечный облучатель в виде маленького рупора *5*, расположенного в фокусе *2* параболоида, создаёт у поверхности зеркала сферическую волну *3*. Зеркало *1* преобразует эту волну в волну плоскую *4* и превращает расходящиеся лучи облучателя в параллельный пучок, формирующий диаграмму направленности антенны *6*.

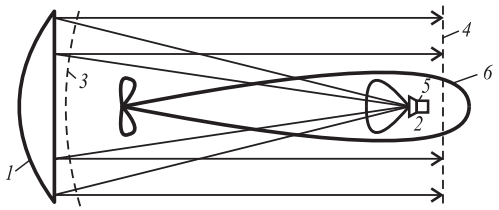


Рис. 12.2. Принцип действия однозеркальной антенны

Электромагнитная волна облучателя возбуждает на зеркале токи, создающие вторичное поле отражённой волны. Для того чтобы зеркало «перехватывало» большую часть энергии облучателя, его излучение должно быть *однонаправленным* в сторону зеркала. В обратном направлении облучатель излучать не должен.

В раскрыве антенны, ограниченном кромками зеркала, или параллельной ему плоскости отражённая от зеркала волна имеет плоский фронт для формирования остронаправленной диаграммы направленности либо фронт волны, обеспечивающий получение ДН специальной формы. Однако на больших (по сравнению с длиной волны и диаметром зеркала) расстояниях от антенны волна в соответствии с законами излучения все равно становится сферической.

12.1.2. Уравнение профиля зеркала

Задача по нахождению формы зеркала, преобразующей фронт сферической волны в плоский фронт, может быть решена с помощью методов геометрической оптики.

Вследствие круговой симметрии для сферической первичной волны достаточно рассмотреть узкую полоску зеркала, содержащую ось вращения.

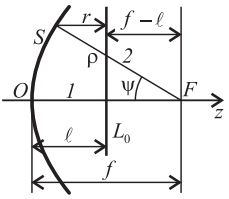


Рис. 12.3. К расчету профиля зеркала

Пусть точечный источник сферической волны находится в точке F, S — отражающая поверхность зеркала и L_0 — плоская волновая поверхность, в которую необходимо преобразовать сферическую волну (рис. 12.3). Отражённая от зеркала волна будет плоской, если длина оптического пути всех лучей, идущих из точки F до зеркала и после отражения — до поверхности L_0 будет одинаковой. Поэтому для определения профиля зеркала необходимо приравнять длину оптического пути от точки F до плоскости L_0 луча *1*, идущего по оси *Oz* зеркала, и луча *2*, идущего из F под некоторым углом ψ к этой оси. В результате можно составить уравнение

$$f + \ell = \rho + r.$$

Из геометрических построений видно (рис. 12.3), что

$$r = \rho \cos\psi - f + \ell.$$

Отсюда

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos\psi} = \frac{f}{\cos^2(\psi/2)}. \qquad (12.1)$$

Уравнение (12.1) является уравнением параболы в полярной системе координат [68]. Поэтому поверхность зеркала должна представлять собой параболоид вращения, образованный вращением параболы вокруг оси Oz, а точечный источник сферической волны должен помещаться в фокусе F параболоида.

Удвоенное фокусное расстояние $2f$ называется *параметром параболоида* и обозначается $2f = p$. С учетом этого уравнение параболы (12.1) имеет вид

$$\rho = \frac{p}{1 + \cos\psi}. \tag{12.2}$$

Аналогичные рассуждения справедливы и для определения формы профиля зеркала при преобразовании цилиндрической волны в волну плоскую. Очевидно, что в этом случае зеркало должно иметь форму не параболоида вращения, а форму параболического цилиндра, и линейный облучатель как источник цилиндрической волны должен располагаться вдоль фокальной линии зеркала (рис. 12.1,*б*).

12.1.3. Геометрические свойства параболоидного зеркала

К основным геометрическим свойствам параболоида вращения относятся следующие.

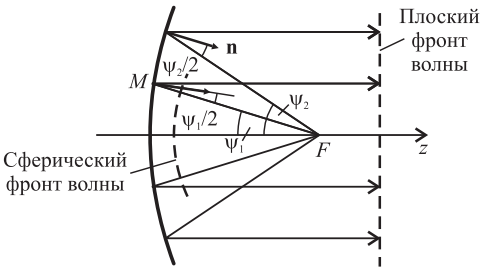


Рис. 12.4. Геометрические свойства параболоида вращения

1. Нормаль к поверхности в любой точке M параболоида расположена в плоскости, проходящей через оптическую ось Oz, и составляет угол $\psi/2$ с отрезком прямой линии, соединяющей точку M с фокусом (рис. 12.4).

2. Любое сечение параболоида плоскостью, содержащей ось Oz, является параболой с фокусом в точке F. Кривая сечения параболоида плоскостью, параллельной оси Oz, является той же параболой с фокусным расстоянием f.

Из первого свойства следует, что при размещении точечного источника электромагнитных волн в фокусе параболоида, все лучи после отражения от зеркала будут параллельны оси Oz (см. рис. 12.4). Это значит, что отражённая волна будет обладать плоским фронтом, перпендикулярным оптической оси Oz параболоида.

Из второго свойства следует, что для анализа особенностей отражения волн от поверхности зеркала и нахождения наведённых на нём токов можно ограничиться рассмотрением любого из сечений зеркала плоскостью, проходящей через ось Oz или параллельной ей. Из этого же свойства вытекает, что для контроля точности изготовления параболического зеркала достаточно иметь только один параболический шаблон.

12.1.4. Системы координат, используемые при анализе зеркальных антенн

При анализе параболических зеркал удобно одновременно использовать несколько различных систем координат (рис. 12.5), переходя в процессе анализа от одной системы к другой, более удобной для последующих расчётов. Ниже перечислены основные такие системы координат.

1. Прямоугольная система x, y, z с началом в вершине параболоида и осью Oz, совпадающей с осью его вращения и называемой *оптической осью*. Уравнение поверхности зеркала в этой системе координат

$$x^2 + y^2 = 2pz. \tag{12.3}$$

2. Цилиндрическая система R, ξ, z, где R и ξ — полярные координаты, отсчитываемые в плоскости $z = \text{const}$. При этом угол ξ отсчитывается от плоскости $z0x$ (см. рис. 12.5). Уравнение параболоида в этой системе координат

$$R^2 = 2pz. \tag{12.4}$$

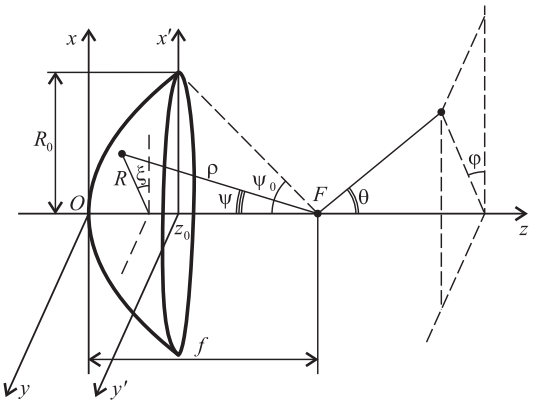


Рис. 12.5. Системы координат, используемые при анализе зеркальных антенн

Цилиндрическая система координат используется при определении координат точек источников поля.

3. Сферическая система координат ρ, ψ, ξ с началом в фокусе F и полярной осью, совпадающей с осью *Oz*, полярным углом ψ, отсчитываемым от отрицательного направления оси *Oz* и азимутом ξ, тем же, что и в цилиндрической системе. Уравнение поверхности зеркала в этой системе координат описывается формулой (12.2), а сама система координат используется для задания ДН облучателя.

4. Сферическая система координат r, θ, φ с началом в фокусе параболоида, где θ — полярный угол, отсчитываемый от положительного направления оси *Oz*, φ — азимут, отсчитываемый от плоскости *z0x*. Эта система координат применяется для описания ДН зеркальной антенны в целом и используется при расчёте поля её излучения.

12.1.5. Геометрические параметры зеркальных антенн

Для описания геометрии зеркальных (в частности, параболических) антенн используются следующие понятия и характеристики.

Поверхность, ограниченная кромкой параболоида и плоскостью $z = z_0$ (см. рис. 12.5) называется *раскрывом* (или *апертурой*) зеркала. При круглой форме раскрыва радиус R_0 его поверхности называется *радиусом раскрыва.* Угол $2\psi_0$, под которым видно зеркало из фокуса, называется *углом раскрыва* зеркала.

Форму зеркала удобно характеризовать либо отношением радиуса раскрыва к двойному фокусному расстоянию (параметру параболоида) $R_0/(2f) = R_0/p$, либо величиной половины углового раскрыва ψ_0.

В зависимости от значения угла $2\psi_0$ зеркало называют длиннофокусным, если $2\psi_0 < \pi$, или короткофокусным, если $2\psi_0 > \pi$ (рис. 12.6).

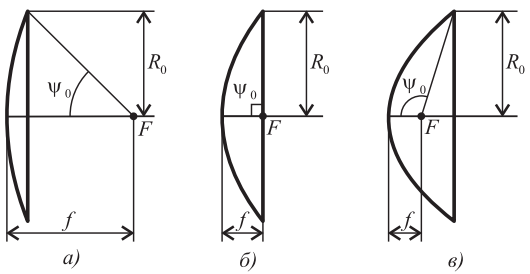


Рис. 12.6. Длиннофокусные и короткофокусные зеркала: *а* — $2\psi_0 < \pi$; *б* — $2\psi_0 = \pi$; *в* — $2\psi_0 > \pi$

Достаточно просто определяется связь между отношением R_0/p и углом ψ_0. Так, из геометрических построений на рис. 12.5 следует, что

$$\sin\psi_0 = \frac{R_0}{\rho} = \frac{R_0}{p}(1+\cos\psi_0),$$

откуда

$$\frac{R_0}{p} = \frac{\sin\psi_0}{1+\cos\psi_0} = \operatorname{tg}\frac{\psi_0}{2}. \qquad (12.5)$$

Как видно из формулы (12.5), у длиннофокусных параболоидов радиус раскрыва антенны меньше его параметра $R_0 < p$, у короткофокусных параболоидов больше параметра $R_0 > p$. Если $\psi_0 = \pi/2$, то фокус расположен в плоскости раскрыва зеркала и $R_0 = p$.

12.2. Применение апертурного метода для расчёта поля излучения зеркальной антенны

В силу относительной простоты при расчете зеркальных антенн широкое применение получил апертурный метод. И хотя он является менее точным, чем токовый метод, в пределах главного лепестка и первых боковых лепестков, т. е. в наиболее важной области ДН оба метода дают практически одинаковые результаты.

При использовании апертурного метода расчёта поле излучения зеркальной антенны определяется по распределению поля в её раскрыве. При этом в качестве излучающей поверхности рассматривается плоская поверхность апертуры параболоида с синфазным полем, амплитуды которого распределены по известному закону.

Задача определения поля излучения зеркальной антенны при использовании апертурного метода, как и в общей теории антенн, делится на два этапа. На первом этапе определяется поле в раскрыве антенны (решается внутренняя задача). Затем по известному распределению поля в раскрыве определяется поле излучения (решается внешняя задача).

12.2.1. Определение поля в раскрыве

Поле в раскрыве антенны определяется методом геометрической оптики. При выполнении условия $f \gg \lambda$ зеркало находится в дальней зоне поля облучателя, и падающую от него волну на участке от фокуса до поверхности зеркала можно считать сферической, затухающей обратно пропорционально пройденному расстоянию ρ.

После отражения от поверхности зеркала волна становится плоской, и её амплитуда на протяжении нескольких радиусов раскрывов (а значит, и от зеркала до раскрыва зеркала) с расстоянием не изменяется. Таким образом, если известна нормированная ДН облучателя $F_0(\psi)$, поле в раскрыве зеркала определяется с учётом этой ДН и расстояния, пройденного от облучателя до зеркала.

Для удобства расчётов вводится нормированная координата точки в раскрыве зеркала (рис. 12.7)

$$R' = \frac{R}{R_0} = \frac{\rho \sin\psi}{\rho_0 \sin\psi_0}. \qquad (12.6)$$

Подставляя в (12.6) значения ρ и ρ_0 из (12.2), после элементарных преобразований можно получить

$$R' = \operatorname{ctg}\frac{\psi_0}{2}\operatorname{tg}\frac{\psi}{2}. \qquad (12.7)$$

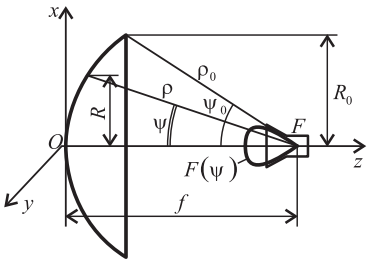


Рис. 12.7. К расчету поля в раскрыве антенны

Очевидно, что ψ и R' изменяются в пределах $0 \leqslant \psi \leqslant \psi_0$ и $0 \leqslant R' \leqslant 1$.

Нормированное значение амплитуды поля в раскрыве определяется выражением

$$F(R') = \frac{f}{\rho} F_0(\psi). \qquad (12.8)$$

После подстановки значения ρ из (12.1) в (12.8) можно получить

$$F(R') = \frac{1+\cos\psi}{2} F_0(\psi). \qquad (12.9)$$

Формула (12.9) позволяет рассчитать нормированное амплитудное распределение поля в раскрыве. Из неё также следует, что искомая амплитуда поля зависит только от радиальной координаты R'.

Осевая симметрия в распределении поля является следствием того, что в рассматриваемом случае ДН облучателя является осесимметричной функцией, зависит только от полярного угла ψ и не зависит от азимутального угла ξ. На самом деле ДН реальных облучателей имеют зависимость от угла ξ, хотя эта зависимость обычно выражена достаточно слабо. Вследствие этого в большинстве случаев можно ограничиться расчётом распределения поля в раскрыве только для двух главных ортогональных плоскостей *z0x* и *z0y* (см. рис. 12.7). При этом система координат x, y, z ориентируется так, чтобы эти плоскости совмещались с плоскостью вектора $\mathbf{E}$ (плоскость *z0x*) и вектора $\mathbf{H}$ (плоскость *z0y*). Для этих же плоскостей рассчитывается поле излучения

и ДН антенны в целом. Расчёт ведётся в предположении, что поле в раскрыве зависит только от радиальной координаты R', а диаграмма направленности облучателя при расчёте в плоскости вектора $\mathbf{E}$ определяется функцией $F_E(\psi)$, в плоскости вектора $\mathbf{H}$ — функцией $F_H(\psi)$.

Распределение поля в плоскости вектора $\mathbf{E}$ при этом несколько отличается от распределения в плоскости $\mathbf{H}$, что противоречит принятой зависимости распределения поля только от радиальной координаты. Однако вследствие небольшого различия между функциями $F_E(\psi)$ и $F_H(\psi)$ принятые допущения не приводят к существенным погрешностям в расчётах и в то же время позволяют учесть различия в ДН облучателя в этих плоскостях.

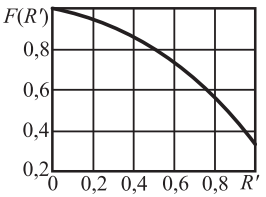


Рис. 12.8. Распределение нормированной амплитуды в раскрыве антенны

На рис. 12.8 приведено типичное распределение нормированной амплитуды поля в раскрыве. Из рисунка видно, что наиболее интенсивно облучается центр зеркала, а поле к его краям по амплитуде падает вследствие уменьшения значения $F(\psi)$ и увеличения ρ с увеличением ψ.

Для упрощения расчётов распределение поля аппроксимируется интерполяционным полиномом вида

$$Q(R') = \sum_{n=0}^{N} a_n[1 - (R')^2]^n. \qquad (12.10)$$

Полином (12.10) хорошо аппроксимирует фактическое распределение поля в раскрыве параболоида. Для определения поля излучения антенны при такой аппроксимации не требуется громоздких вычислений.

Узлами интерполяции, т. е. точками, в которых полином $Q(R')$ совпадает с функцией $F(R')$, считаются точки раскрыва зеркала, которые соответствуют следующим значениям координаты R': $0, R'_1, R'_2, \ldots, R'_{M-1}, \ldots, 1$.

Коэффициенты полинома (12.10) определяются в результате решения системы линейных уравнений

$$\begin{aligned}
&a_0 + a_1 + ... + a_m = 1;\\
&a_0 + a_1[1 - (R'_1)^2] + \ldots + a_m[1 - (R'_1)^2]^N = F(R'_1);\\
&a_0 + a_1[1 - (R'_2)^2] + \ldots + a_m[1 - (R'_2)^2]^N = F(R'_2);\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\
&a_0 = F(1).
\end{aligned} \qquad (12.11)$$

После нахождения коэффициентов полинома внутреннюю задачу по определению поля в раскрыве параболоида можно считать решенной.

При инженерных расчётах для упрощения вычислений ограничиваются тремя членами полинома, т. е. $N = 2$, и полином (12.10) имеет вид

$$Q(R') = a_0 + a_1[1 - (R')^2] + a_2[1 - (R')^2]^2.$$

В этом случае в качестве узлов интерполяции выбираются точки в центре раскрыва зеркала ($R' = 0$ и $\psi = 0$) и на его краю ($R' = 1$ и $\psi = \psi_0$), а также точка, расположенная между ними посередине ($R'_1 = 0{,}5...0{,}8$ или $\psi_1 = 0{,}5\psi_0$). С учетом этого система уравнений (12.11) принимает вид

$$\begin{aligned} &a_0 + a_1 + a_2 = 1;\\ &a_0 + a_1[1 - (R'_1)^2] + a_2[1 - (R'_1)^2]^2 = F(R'_1);\\ &a_0 = F(1). \end{aligned}$$

Относительная погрешность, определяющая отклонение полинома от заданной функции $F(R')$, вычисляется по формуле

$$\delta = \frac{Q(R') - F(R')}{F(R')}. \tag{12.12}$$

Расчёты показывают, что во многих случаях даже при использовании всего трех членов полинома относительная погрешность не превышает 1...2 %. Для увеличения точности, следует использовать большее число членов полинома.

12.2.2. Определение поля излучения антенны

Пусть в плоском раскрыве зеркала определено синфазное распределение амплитуд поля, состоящее из нескольких компонент с известной линейной поляризацией. Каждой n-й компоненте поля в раскрыве, представляемого полиномом (12.10), в дальней зоне соответствует компонента напряжённости электрического поля

$$E_{\omega n} = AE_0Sa_n\frac{\Lambda_{n+1}(u)}{n+1}, \tag{12.13}$$

где

$$A = j\frac{1 + \cos\theta}{2\lambda}\frac{\mathrm{e}^{-jkr}}{r},$$

S — площадь раскрыва, E_0 — амплитуда напряжённости электрического поля в центре раскрыва, $\Lambda_{n+1}(u)$ — лямбда-функция $(n+1)$-го

порядка (см. разд. 10.6);

$$u = kR_0 \sin\theta. \tag{12.14}$$

Полное поле в дальней зоне определяется суммой парциальных полей (12.13), создаваемых каждой компонентой полинома (12.10),

$$E_\omega = AE_0S \sum_{n=0}^{N} \frac{a_n}{n+1} \Lambda_{n+1}(u). \tag{12.15}$$

Сумма в выражении (12.15) представляет собой ненормированную диаграмму направленности антенны

$$F(\theta) = \sum_{n=0}^{N} \frac{a_n}{n+1} \Lambda_{n+1}(u). \tag{12.16}$$

Для нахождения нормированной ДН необходимо знать максимальное значение функции (12.16).

Направление максимума излучения плоской синфазной площадки совпадает с направлением нормали к этой площадке $\theta = 0$. Этому значению угла θ соответствует значение аргумента

$$u = kR_0 \sin\theta = 0.$$

С учетом того, что $\Lambda_{n+1}(0) = 1$ при любых n, максимальное значение функции (12.16)

$$F_{\max} = \sum_{n=0}^{N} \frac{a_n}{n+1}. \tag{12.17}$$

Разделив функцию (12.16) на её максимальное значение (12.17), можно найти

$$f(\theta) = \frac{F(\theta)}{F_{\max}} = \frac{\sum\limits_{n=0}^{N} \frac{a_n}{n+1} \Lambda_{n+1}(u)}{\sum\limits_{n=0}^{N} \frac{a_n}{n+1}}. \tag{12.18}$$

Выражение (12.18) описывает нормированную ДН параболоидной зеркальной антенны и является основой для её расчёта. Постоянные коэффициенты $a_0, a_1, \ldots, a_N$ зависят от распределения поля в раскрыве, а их значения определяются системой уравнений (12.11).

При использовании трёх членов полинома (12.10) нормированная диаграмма направленности параболоидного зеркала описывается вы-

ражением

$$F(\theta) = \frac{6a_0\Lambda_1(u) + 3a_1\Lambda_2(u) + 2a_2\Lambda_3(u)}{6a_0 + 3a_1 + 2a_2}.$$

12.3. Влияние распределения поля в раскрыве на диаграмму направленности параболоидной антенны

Из формулы (12.18) видно, что диаграмма направленности параболоидной антенны полностью определяется распределением поля в её раскрыве (т. е. коэффициентами $a_0, a_1, \ldots, a_N$) и соотношением между длиной волны и радиусом раскрыва зеркала (величиной kR_0). Анализ этой формулы показывает, что при фиксированном значении kR_0 главный лепесток ДН будет наиболее узким при равномерном (равноамплитудном) распределении поля в раскрыве зеркала, когда $F(R') = 1$. Но при таком распределении наибольшим будет уровень боковых лепестков.

При равномерном амплитудном распределении поля коэффициенты a_n, согласно (12.11), принимают значения:

$$a_0 = 1, a_1 = 0, a_2 = 0, \ldots, a_N = 0$$

и нормированная ДН антенны описывается выражением

$$F(\theta) = \Lambda_1(u) = \frac{2J_1(kR_0 \sin\theta)}{kR_0 \sin\theta}. \qquad (12.19)$$

Как было показано ранее, КИП раскрыва в этом случае достигает максимального значения, равного единице.

Если амплитуда поля в раскрыве спадает к краям зеркала, то главный лепесток диаграммы направленности при прочих равных условиях несколько расширяется, а уровни боковых лепестков уменьшаются. Во многих случаях уменьшение УБЛ является желательным, и тогда зеркало облучается так, чтобы амплитуда поля уменьшалась от центра раскрыва к его краям. Однако неравномерное распределение амплитуды поля и её уменьшение к краям также ведёт к уменьшению КИП раскрыва, что нежелательно.

Вследствие этого принимается компромиссное решение вопроса о наиболее рациональном облучении зеркала. При необходимости получения от зеркальной антенны наибольшего коэффициента усиления зеркало облучают так, чтобы амплитуда поля на его краях была примерно на 10 дБ ниже, чем в центре раскрыва. Если стремятся по возможности уменьшить уровень боковых лепестков и, следовательно,

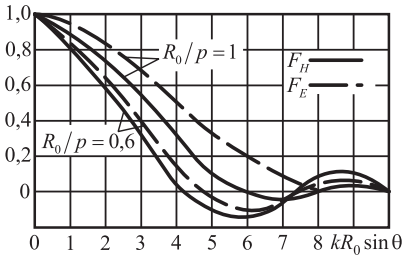


Рис. 12.9. Диаграммы направленности зеркальной антенны

уменьшить собственную шумовую температуру антенны, то падение амплитуды поля к краям зеркала может достигать 15...20 дБ.

Выше было показано, что распределение поля в раскрыве зеркала определяется ДН облучателя и соотношением между радиусом раскрыва и параметром параболоида или его угловым раскрывом. Выбором параметров облучателя, размеров параболоида и его углового раскрыва можно получить требуемую ДН зеркальной антенны.

В качестве примера на рис. 12.9 приведены диаграммы направленности зеркальной антенны с облучателем в виде симметричного вибратора с дисковым рефлектором. ДН построены для плоскостей E и H и для зеркал различной глубины, определяемой значением отношения R_0/p.

Из данных, представленных на рисунке, следует, что зеркальная антенна в плоскости H имеет более высокую направленность. Это объясняется тем, что в этой плоскости амплитуды поля в раскрыве зеркала распределены более равномерно, чем в плоскости E, что, в свою очередь, обусловлено направленными свойствами облучателя.

Диаграммы направленности зеркал различной глубины также несколько различаются, что также объясняется отличием в распределении амплитуд поля в раскрыве. Так, более мелкие зеркала облучаются равномернее из-за малого различия в пространственном затухании поля облучателя на пути от фокуса до вершины зеркала и от фокуса до его края. Вследствие этого главный лепесток диаграммы у мелких зеркал становится меньшим по ширине, но боковые лепестки имеют более высокий уровень.

В табл. 12.1 отдельно для плоскостей E и H приведены значения ширины $2\Delta\theta_{0,5}$ главного лепестка ДН по половинной мощности и уровни первого и второго боковых лепестков для зеркал различной глубины.

Приведенные в табл. 12.1 данные являются ориентировочными. На практике соответствующие величины могут отличаться от приве-

Таблица 12.1

Характеристики зеркальной антенны

R_0/p	$kR_0\sin\theta_{0,5}$		$2\Delta\theta_{0,5}2R_0/\lambda$		УБЛ, дБ			
	H	E	H	E	H		E	
					1	2	1	2
0,4	1,67	1,73	61°	63°	–	–	–	–
0,6	1,73	1,95	63°	71°	−16	−20	−20	−25
0,8	1,90	2,27	70°	83°	−24	−29	−25	−29
1,0	2,17	2,63	79°	96°	−27	−30	−26	−30

дённых в зависимости от ряда факторов (типа излучателя, точности изготовления зеркал и т.п.).

12.4. Коэффициент направленного действия и коэффициент усиления зеркальных антенн

12.4.1. Расчет коэффициента направленного действия и коэффициента усиления зеркальных антенн

КНД параболической антенны связан геометрической площадью раскрыва S формулой (1.54). Входящий в эту формулу апертурный КИП раскрыва ν полностью определяется характером распределения поля в раскрыве E_S, а его значение рассчитывается по формуле (10.28), которая может быть переписана в виде

$$\nu = \frac{1}{S}\frac{\left|\int\limits_S E_S\,dS\right|^2}{\int\limits_S |E_S|^2\,dS}. \tag{12.20}$$

В случае параболического зеркала с круглым раскрывом

$$S = \pi R_0^2; \quad E_S = E_0 F(R',\xi); \quad dS = R\,dR d\xi = R_0^2 R'\,dR' d\xi. \tag{12.21}$$

Формула (12.20) с учетом (12.21) приводится к виду

$$\nu = \frac{1}{\pi}\frac{\left[\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^1 F(R',\xi)R'\,dR' d\xi\right]^2}{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^1 F^2(R',\xi)R'\,dR' d\xi}. \tag{12.22}$$

Для приближённого расчёта апертурного КИП ν можно пренебречь зависимостью распределения поля от угла ξ и считать, что амплитуда поля в раскрыве является осесимметричной функцией и зави-

сит только от координаты R': $E_S = E_0 F(R')$. В таком случае формула (12.22) упрощается и принимает вид

$$\nu = 2\frac{\left[\int_0^1 F(R')R'\,dR'\right]^2}{\int_0^1 F^2(R')R'\,dR'}. \qquad (12.23)$$

Формула (12.23) в большинстве случаев даёт вполне удовлетворительную точность.

Для случая равномерного распределения поля в раскрыве $F(R')$ расчет по формуле (12.23) дает КИП $\nu = 1$, что и требовалось ожидать. Если амплитуда поля изменяется по параболическому закону $F(R') = 1 - (R')^2$ и на краях зеркала равна нулю, рассчитанный по этой же формуле КИП оказывается равным $\nu = 0{,}75$. В реальных антеннах КИП зависит от типа облучателя и глубины зеркала.

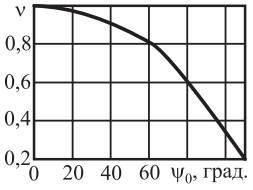


Рис. 12.10. Зависимость КИП ν от угла раскрыва ψ_0

На рис. 12.10 показана зависимость коэффициента использования поверхности ν от угла раскрыва ψ_0 для облучателя в виде диполя с дисковым рефлектором. Распределение поля в раскрыве зеркала с таким облучателем является типичным для многих практических важных случаев.

Из рис. 12.10 видно, что коэффициент использования поверхности ν достигает единицы, когда $\psi_0 \to 0$. Это объясняется тем, что амплитудное распределение поля в раскрыве очень мелких зеркал близко к равномерному, а с увеличением глубины зеркала КИП несколько уменьшается.

КНД, определяемый формулой (1.54), не учитывает потерь энергии на рассеивание поля облучателя за краями зеркала, т. е. потерь энергии, проходящей от облучателя мимо зеркала за его кромкой (рис. 12.11). Поэтому КНД параболических зеркал, в отличие от рупорных антенн, не достаточно полно характеризует выигрыш, получаемый от применения направленной антенны. Для более полной характеристики направленных свойств зеркальных антенн следует использовать коэффициент усиления антенны, определяемый формулой (1.53),

$$G = D\eta = \frac{4\pi S}{\lambda^2}\nu\eta, \qquad (12.24)$$

где η — коэффициент полезного действия антенны.

Тепловыми потерями электромагнитной энергии на поверхности зеркала можно пренебречь. Тогда под КПД параболической антен-

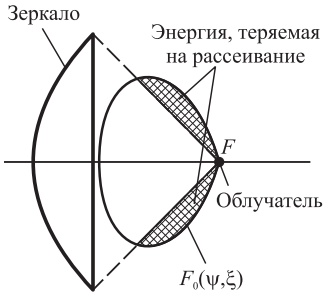


Рис. 12.11. Поле облучателя за краями зеркала

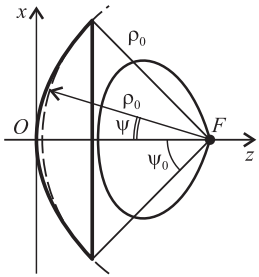


Рис. 12.12. К определению коэффициента передачи

ны следует понимать отношение мощности, падающей на поверхность зеркала $P_{\Sigma\,\text{зеркала}}$ к полной мощности излучения облучателя P_Σ,

$$\eta = \frac{P_{\Sigma\,\text{зеркала}}}{P_\Sigma}. \tag{12.25}$$

Вследствие этого КПД зеркальных антенн часто называется *коэффициентом передачи энергии от облучателя к зеркалу*. Величина $(1-\eta)$ называется *коэффициентом рассеяния поля облучателя*, поскольку характеризует долю той мощности, которая ушла за края и не попала на зеркало.

Для определения коэффициента передачи в общем виде облучатель окружается сферой радиусом ρ_0 (рис. 12.12). Элемент поверхности сферы в этом случае

$$dS = \rho_0 d\psi \rho_0 \sin\psi d\xi = \rho_0^2 \sin\psi d\xi d\psi. \tag{12.26}$$

Мощность излучения облучателя вычисляется по формуле (1.31), которая с учетом (1.30) и (12.26) может быть представлена в виде

$$P_\Sigma = \oint_S \frac{E_\omega^2}{240\pi} dS = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{E_{\max}^2(\rho_0)}{240\pi} F_0^2(\psi,\xi)\rho_0^2 \sin\psi\, d\xi d\psi, \tag{12.27}$$

где $E_{\max}(\rho_0)$ — амплитуда напряжённости поля в направлении максимального излучения облучателя, $F_0(\psi,\xi)$ — нормированная ДН облучателя.

По аналогии с мощностью излучения (12.27) мощность, попадающая на зеркало, может быть вычислена следующим образом:

$$P_{\Sigma\,\text{зеркала}} = \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} \frac{E_{\max}^2(\rho_0)}{240\pi} F_0^2(\psi,\xi)\rho_0^2 \sin\psi\, d\xi d\psi. \tag{12.28}$$

Подставляя (12.27) и (12.28) в формулу (12.25), после сокращения

постоянных множителей окончательно можно получить

$$\eta = \frac{\int_0^{\psi_0}\int_0^{2\pi} F_0^2(\psi,\xi)\sin\psi\, d\xi d\psi}{\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi} F_0^2(\psi,\xi)\sin\psi\, d\xi d\psi}. \qquad (12.29)$$

Для антенн с осесимметричной диаграммой направленности облучателя формула (12.29) упрощается:

$$\eta = \frac{\int_0^{\psi_0} F_0^2(\psi)\sin\psi\, d\psi}{\int_0^{\pi} F_0^2(\psi)\sin\psi\, d\psi}. \qquad (12.30)$$

При небольшом различии ДН облучателя в главных плоскостях коэффициент передачи вычисляется по формуле (12.30) отдельно по плоскостям, а затем полученные значения усредняются.

Из формул (12.29) и (12.30) видно, что КПД зеркальной антенны целиком определяется ДН облучателя и величиной полураскрыва зеркала ψ_0. Очевидно, что при одном и том же облучателе чем больше угол ψ_0, т. е. чем глубже зеркало, тем большая часть излученной энергии попадает на него и, следовательно, тем больше коэффициент передачи.

Таким образом, можно утверждать, что с увеличением коэффициента передачи энергии от облучателя к зеркалу $\eta = \eta(\psi_0)$ КИП раскрыва $\nu = \nu(\psi_0)$ уменьшается.

Для оценки эффективности зеркальной антенны в целом используют коэффициент $g = \eta\nu$, который называется *результирующим коэффициентом использования площади раскрыва*.

12.4.2. Оптимизация зеркальных антенн для получения максимального коэффициента усиления

Коэффициент полезного действия зеркальной антенны можно вычислить на примере типового облучателя, которым является, например, диполь с дисковым рефлектором. Диаграмма такого облучателя может быть выражена следующим образом:

$$F(\alpha,\psi) = \begin{cases} \sin\alpha\sin(0{,}5\cos\psi) & \text{для } 0 \leqslant \psi < \pi/2; \\ 0 & \text{для } \pi/2 \leqslant \psi \leqslant \pi. \end{cases} \qquad (12.31)$$

Для дальнейших вычислений необходимо выразить угол α (рис. 12.13) через углы ψ и ξ.

На рис. 12.13 плоскость $x'Oy'$ параллельна плоскости раскрыва и проходит через точку M на его поверхности, а ось Ox'' совпадает с осью диполя и параллельна оси Ox'. Из рисунка видно, что

$$MM' = \rho\cos\alpha = R\cos\xi; \quad R = \rho\sin\psi.$$

Отсюда

$$\begin{aligned}&\cos\alpha = \sin\psi\cos\xi;\\ &\sin\alpha = \sqrt{1-\sin^2\psi\cos^2\xi}.\end{aligned} \tag{12.32}$$

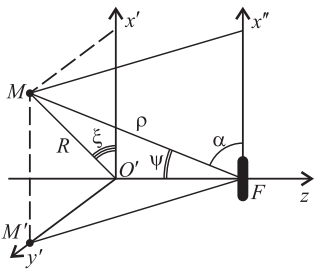


Рис. 12.13. К расчету коэффициента передачи типового облучателя

Подставляя (12.31) с учетом (12.32) в формулу (12.29), можно найти

$$\eta = \frac{\displaystyle\int_0^{\psi_0}\int_0^{2\pi}(1-\sin^2\psi\cos^2\xi)\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)\sin\psi\,d\xi d\psi}{\displaystyle\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi}(1-\sin^2\psi\cos^2\xi)\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)\sin\psi\,d\xi d\psi}. \tag{12.33}$$

В формуле (12.33) интегрирование по углу ψ производится от 0 до $\pi/2$, так как считается, что облучатель излучает только в переднюю полусферу.

Вычисление интегралов в выражении (12.33) упростится, а результат изменится незначительно, если положить

$$\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right) \approx \cos^2\psi.$$

В этом случае интегралы легко вычисляются и КПД зеркальной антенны оказывается равным

$$\eta = 1 - \frac{5}{8}\cos^3\psi_0 - \frac{3}{8}\cos^5\psi_0. \tag{12.34}$$

Полученная формула (12.34) дает простую зависимость КПД зеркальной антенны от угла раскрыва ψ_0 зеркала.

Формула (12.34) может быть использована для ориентировочной оценки КПД однозеркальных антенн в некоторых практических случаях. Полученная в соответствии с формулой (12.34) кривая зависимости коэффициента передачи от угла ψ_0 показана на рис. 12.14 пунктирной линией.

Коэффициент усиления зеркальной антенны, как видно из формулы (12.24), пропорционален результирующему КИП $\nu\eta$. Однако

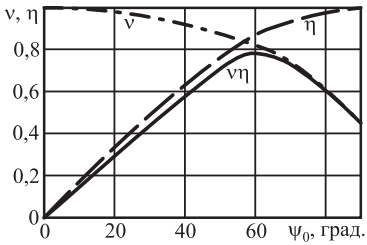


Рис. 12.14. Зависимость КИП, коэффициента передачи и результирующего КИП от угла раскрыва зеркала

из-за разного характера зависимости сомножителей от угла ψ_0, их произведение и, следовательно, КУ должны иметь локальный максимум. Для иллюстрации на рис. 12.14 штрихпунктирной кривой показана зависимость апертурного КИП, непрерывной кривой — зависимость произведения $\nu\eta$, пропорционального КУ антенны, от углового раскрыва зеркала.

Как видно из рис. 12.14, для достижения максимального коэффициента усиления в антенне с заданным облучателем угловой раскрыв зеркала должен составлять $\psi_0 \approx 60^\circ$.

Для других видов облучателей оптимизация зеркальной антенны на максимум коэффициента усиления проводится аналогичным образом и состоит в выборе правильных соотношений между шириной и формой ДН облучателя и угловым раскрывом зеркала.

В заключение следует отметить, что гораздо чаще под термином коэффициент использования поверхности понимается не апертурный КИП ν, а его результирующее значение в виде произведения $\nu\eta$. Такое толкование термина КИП встречается и в научной, и в технической литературе.

В реальных однозеркальных антеннах, оптимизированных на максимум коэффициента усиления, значение результирующего КИП $\nu\eta$ составляет примерно 0,45...0,6.

12.4.3. Предельно достижимый коэффициент усиления и точность изготовления зеркальных антенн

Технические допуски на точность изготовления зеркальных антенн определяются допустимой величиной отклонения фазового фронта в раскрыве зеркала от синфазного. Источниками фазовых ошибок в раскрыве могут быть: смещение фазового центра облучателя из фокуса параболоида; отклонение формы зеркала от расчетной; отклонение волнового фронта поля облучателя от сферического.

При смещении облучателя вдоль оси параболоида (рис. 12.15,*а*) в раскрыве зеркала возникает фазовая ошибка

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\rho(1 - \cos\psi). \qquad (12.35)$$

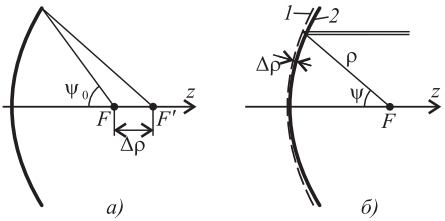


Рис. 12.15. К вопросу о точности изготовления зеркал

Фазовая ошибка (12.35) имеет квадратичный характер, что приводит к снижению КУ и увеличению ширины главного и уровня боковых лепестков. Полагая, что эта ошибка не должна превышать $\pi/4$ (при этом, как показано в п. 10.7.2, не происходит существенного изменения характеристик антенны), можно найти допустимое смещение облучателя из фокуса

$$\Delta\rho \leqslant \frac{\lambda}{8(1-\cos\psi_0)}.$$

При небольшом смещении облучателя в направлении, перпендикулярном оси параболоида, возникает линейная фазовая ошибка, которая, как показано в п. 10.7.1, приводит лишь к отклонению главного лепестка ДН.

При отклонении профиля реального зеркала *1* от расчетного профиля *2* на величину $\Delta\rho$ (рис. 12.15,*б*) возникающая при этом фазовая ошибка в раскрыве

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta\rho(1+\cos\psi). \tag{12.36}$$

Считая предельное значение фазовой ошибки равным $\pi/4$, из формулы (12.36) можно найти допуск на точность изготовления зеркала

$$\Delta\rho \leqslant \frac{\lambda}{8(1+\cos\psi)}. \tag{12.37}$$

Из формулы (12.37) видно, что максимальная точность выполнения профиля зеркала должна быть у вершины и составлять $\Delta\rho = \lambda/16$.

Отклонение $\Delta\rho$ профиля реального зеркала от идеального профиля при правильно организованном технологическом процессе, как правило, имеет случайный характер. Максимальная величина фазовой ошибки определяется уровнем технологии и для зеркальных антенн с вероятностью 99 % может быть определена по формуле [4]

$$\Delta\rho_{\max} \approx 10^{-n} 2R_0, \tag{12.38}$$

где $n = 3$ для обычного серийного производства, $n = 4 \ldots 5$ при специальной (более совершенной) технологии.

Можно считать, что отклонение профиля подчиняется нормальному закону распределения с нулевым средним значением и дисперсией σ_ρ^2. В этом случае с вероятностью 99 % отклонение $\Delta\rho$ не превышает величины [73]

$$\Delta\rho_{\max} = 2,6\sigma_\rho^2. \tag{12.39}$$

Из формулы (12.36) с учетом (12.38) и (12.39) можно найти дисперсию фазовой ошибки в раскрыве

$$\sigma_\varphi^2 = \overline{\Delta\varphi^2} = \left(\frac{4\pi}{\lambda}\right)^2 \sigma_\rho^2 = 23,5 \cdot 10^{-2n} \left(\frac{2R_0}{\lambda}\right)^2. \tag{12.40}$$

Коэффициент усиления плоского раскрыва (12.24) с учетом множителя [2, 4], обусловленного наличием случайных фазовых ошибок, принимает вид

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S g \mathrm{e}^{-\sigma_\varphi^2}, \tag{12.41}$$

где σ_φ^2 определяется выражением (12.40).

Из формул (12.40) и (12.41) видно, что с увеличением радиуса раскрыва зеркала возрастают случайные фазовые ошибки, что приводит к замедлению роста КУ с увеличением R_0, а при увеличении этого радиуса сверх некоторого значения $R_{0\ \max}$ коэффициент усиления уже практически не увеличивается. Величина $R_{0\ \max}$ зависит от точности производства и приближенно определяется как [2]

$$R_{0\ \max} \approx 0,14 \cdot 10^n \lambda. \tag{12.42}$$

Предельный коэффициент усиления, соответствующий радиусу (12.42), составляет

$$G_{\max} \approx 0,15 \cdot 10^{2n} g.$$

Конструкция антенн, соответствующих радиусу (12.42), нецелесообразна, так как потери в КУ при этом составляют около 4 дБ. Если ограничиться потерями в 1 дБ, то предельный радиус раскрыва

$$R_{0\,\text{пред}} \approx 0,094 \cdot 10^n \lambda.$$

Поскольку стоимость производства зеркальных антенн резко растет с увеличением R_0, в качестве размера антенны целесообразно выбирать $R_{0\,\text{пред}}$.

12.5. Шумовая температура и шумовая добротность зеркальных антенн

12.5.1. Расчет шумовой температуры и шумовой добротности зеркальных антенн

Зеркальные антенны находят широкое применение в системах спутниковой и космической связи, а так же в радиоастрономии. Энергетические возможности таких систем и качество принимаемой ими информации оценивается шумовой добротностью приёмной системы Q, которая вычисляется по формуле (4.31). Входящий в нее коэффициент усиления антенны может быть рассчитан по формулам из п. 12.4.1. Для расчета шумовой температуры следует использовать формулу (4.32).

В настоящее время в спутниковых системах связи широко применяются малошумящие усилители. Их шумовая температура имеет тот же порядок, а в некоторых случаях даже меньше шумовой температуры антенн, точный расчет которой имеет большое значение при правильной оценке шумовой добротности системы.

С высокой точностью шумовую температуру антенны можно рассчитать с помощью метода фрагментации [22], изложенного в разд. 4.4. В соответствии с этим методом ШТ определяется по формуле (4.30).

Для остронаправленных зеркальных антенн, работающих под углами наклона α к горизонту, превышающими 5°, следует учесть, что вклад окружающей среды в шумовую температуру с достаточно высокой точностью можно считать в виде суммы двух составляющих.

Первая составляющая — шумы, принимаемые антенной из сектора диаграммы направленности от 0 до α. Этот сектор ДН формируется распределением поля в раскрыве и соответствует доле от общей мощности принимаемых шумов, пропорциональной коэффициенту передачи энергии от облучателя к зеркалу в режиме передачи или от зеркала к облучателю в режиме приёма. В этом узком секторе ДН большая часть принимаемых шумов сосредоточена в области главного лепестка и яркостная шумовая температура атмосферы, откуда принимаются шумы, определяется как

$$T_{\text{атм}} = \frac{T_{\text{зен}}}{\sin\alpha + p},$$

где $p = T_{\text{зен}}/T_{\text{гор}}$; $T_{\text{зен}}$ и $T_{\text{гор}}$ — яркостные ШТ атмосферы в направлении зенита и горизонта соответственно.

Второй составляющей вклада окружающей среды в ШТ антенны является приём теплового излучения земной поверхности за счёт

части ДН облучателя, примыкающей к внешней кромке зеркала. Доля этой части принимаемой мощности пропорциональна величине $(1-\eta)$. Шумовая температура земной поверхности для углов, отсчитываемых от главного максимума, в направлении кромок зеркала определяется как

$$T_{\text{п}}(\alpha,\theta)=\begin{cases}(T_0/\pi)\arccos(\operatorname{tg}\alpha\operatorname{ctg}\theta) & \text{для } \pi-\alpha>\theta>\alpha;\\ T_0 & \text{для } \pi>\theta>\pi-\alpha,\end{cases}$$

где T_0 — абсолютная физическая температура окружающей среды в градусах Кельвина.

Таким образом, с достаточной для инженерной практики точностью шумовая температура антенны может быть рассчитана по формуле

$$T_{\text{а}}=\frac{T_{\text{зен}}}{\sin\alpha+p}\eta+(1-\eta)T_{\text{п}}(\alpha,\pi-\psi_0). \tag{12.43}$$

Формула (12.43) может использоваться при оценке шумовой добротности на начальном этапе проектирования антенны при выборе её геометрических размеров, обеспечивающих достижение требуемой шумовой добротности системы.

12.5.2. Оптимизация зеркальных антенн для получения максимальной шумовой добротности

Угол раскрыва, обеспечивающий максимум коэффициента усиления зеркальной антенны, совсем не обязательно реализует максимальную шумовую добротность системы, которая, помимо прочего, зависит и от шумовой температуры антенны.

Для уменьшения шумовой температуры антенны можно снизить уровень поля на краях зеркала, тем самым уменьшив поля рассеяния у кромок зеркала. Однако такое уменьшение уровня облучения краев приводит и к некоторому падению апертурного КИП раскрыва и, следовательно, к снижению коэффициента усиления антенны. Для достижения максимальной шумовой добротности должен быть достигнут некоторый компромисс при взаимодействии этих двух факторов. Но поскольку уменьшение КУ антенны при некоторых условиях происходит не столь быстро как уменьшение ШТ, то достижение точки оптимума возможно.

Показано [74], что максимум шумовой добротности приемного комплекса земной станции с однозеркальной антенной, расположенной над гладкой поверхностью земли, имеет место при максимуме коэффициента

$$\gamma=\frac{\eta_{\text{гл}}\nu}{T_{\text{а}}\eta_{\text{ф}}+(1-\eta_{\text{ф}})T_0+T_{\text{пр}}}, \tag{12.44}$$

где ν — апертурный КИП антенны; $\eta_{гл}$ — коэффициент передачи энергии шумов от зеркала к облучателю (КПД антенны); $\eta_ф$ — КПД фидера, соединяющего антенну и приемник; $T_а$ — шумовая температура антенны; $T_{пр}$ — шумовая температура приемника.

Формулу (12.44) удобно представить в виде

$$\gamma = \frac{\eta_{гл}\nu}{a\eta_{гл} + (1-\eta_{гл})}\frac{1}{T_{в,\,г}(\alpha, \pi - \psi_0)\eta_ф},$$

где

$$a = \frac{T_{a0} + T_0\dfrac{1-\eta_ф}{\eta_{гл}\eta_ф} + T_{пр}\dfrac{1}{\eta_{гл}\eta_ф}}{T_{в,\,г}(\alpha, \pi - \psi_0)}. \qquad (12.45)$$

Параметр добротности a зависит от яркостной шумовой температуры атмосферы T_{a0}, шумовых температур фидера, приемного устройства и земной поверхности $T_{в,г}(\alpha, \pi - \psi_0)$. В то же время этот параметр практически не зависит от коэффициента передачи шумов $\eta_{гл}$. Это объясняется тем, что в реальных антеннах $\eta_{гл} > 0{,}85$, а для уменьшения шумовой температуры антенны этот параметр необходимо еще несколько увеличить. При реальных значениях других параметров, входящих в формулу (12.45), изменение $\eta_{гл}$ от 0,85 до 1,0 не вызывает сколь заметного изменения коэффициента a. В то же время изменение $\eta_{гл}$ в этих пределах самым существенным образом влияет на шумовую температуру и добротность, а следовательно, и на коэффициент γ, пропорциональный этой добротности. Максимальное значение γ зависит от параметра добротности a, и для каждого из значений этого коэффициента существует оптимальное соотношение между долей мощности облучателя, попадающей основное зеркало, и мощности, рассеиваемой за его пределами (принимающей в режиме приёма внешние шумы).

Для высокодобротных комплексов, когда $a\eta_{гл} \ll (1-\eta_{гл})$, максимум ШД соответствует максимальному значению коэффициента

$$\gamma_в = \frac{\eta_{гл}\nu}{1-\eta_{гл}}\frac{1}{T_{в,\,г}(\alpha, \pi - \psi_0)\eta_ф}.$$

Для низкодобротных систем температура шумов приёмника велика:

$$T_{пр} \gg T_{а0} + T_0\frac{1-\eta_{гл}}{\eta_{гл}} \quad \text{и} \quad \gamma_в = \frac{\eta_{гл}\nu}{T_{пр}}.$$

В этом случае максимум ШД приемной системы достигается при достижении максимального коэффициента усиления антенны.

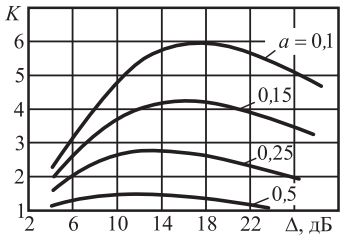


Рис. 12.16. Зависимость шумовой добротности от уровня поля на краях зеркала

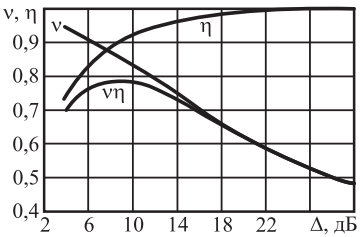


Рис. 12.17. Зависимость коэффициента передачи и КИП от уровня поля на краях зеркала

Для однозеркальных антенн с облучателем в виде ребристых волноводов и рупоров ДН облучателя может быть представлена в виде кривой Гаусса:

$$F_0(\theta) = \exp\left(-0{,}115\Delta\frac{\theta^2}{\psi_0^2}\right),$$

где Δ — уровень поля облучателя в направлении края зеркала в децибелах. С учетом формы ДН такого облучателя была рассчитана зависимость коэффициента

$$K = \gamma\eta_\text{ф}T_{\text{в,г}}(\alpha, \pi - \psi_0),$$

пропорционального ШД приемного комплекса, от уровня поля в направлении края зеркала с углом раскрыва $\psi_0 = 80°$. Результаты расчета приведены на рис. 12.16. Для сравнения на рис. 12.17 приведены зависимости от уровня поля на краях зеркала коэффициента передачи, апертурного и результирующего КИП той же антенны.

Как следует из рис. 12.16, для малых значений параметра a (например, $a = 0,1$) максимуму шумовой добротности соответствует уровень поля облучателя в направлении краев зеркала, равный -17 дБ, что примерно на 8 дБ меньше, чем необходимо для обеспечения максимального КУ антенны (рис. 12.17). При этом коэффициент усиления антенны оказывается на 0,5 дБ меньше максимально достижимого. Однако в результате за счет уменьшения ШТ шумовая добротность приемного комплекса увеличивается на 1,4 дБ.

Для параметра $a = 0{,}4$ и большего уровень поля облучателя в направлении края зеркала для достижения максимальной шумовой добротности и максимального КУ почти совпадают.

Практически уменьшение уровня возбуждения края зеркала достигается либо при той же направленности облучателя увеличением углового раскрыва зеркала, либо увеличением направленности облучателя.

12.6. Кроссполяризационное излучение зеркальных антенн

Облучатель возбуждает на поверхности зеркала поверхностные электрические токи, плотность которых [37]

$$\mathbf{J}^{э} = 2[\mathbf{n} \times \mathbf{H}],$$

где $\mathbf{n}$ — вектор единичной нормали к точке на поверхности зеркала; $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля облучателя в этой точке. Поскольку вектор $\mathbf{n}$ имеет все три составляющие, то даже при возбуждении зеркала полем с линейной поляризацией, параллельной оси Ox, вектор поверхностной плотности тока $\mathbf{J}^{э}$ в общем случае будет иметь три составляющие $J_x^{э}, J_y^{э}, J_z^{э}$. При этом составляющая плотности тока $J_x^{э}$ определяет поле излучения основной поляризации. Другие составляющие $J_y^{э}$ и $J_z^{э}$ формируют поле излучения поперечной (относительно основной) поляризации. Эта поляризация называется *кроссполяризацией* и является паразитной, так как её присутствие уменьшает КИП антенны.

Вклад составляющей тока $J_z^{э}$ в ДН антенны становится значительным лишь для направлений, заметно отличающихся от главного направления — оси Oz, так как элемент тока (элементарный электрический вибратор) не излучает вдоль своей оси. Поэтому при рассмотрении характеристик антенны в направлениях, близких к главному лепестку ДН, вклад составляющей $J_z^{э}$ можно не учитывать.

Примерная картина распределения тока, спроецированная на плоскость xOy, приведена на рис. 12.18.

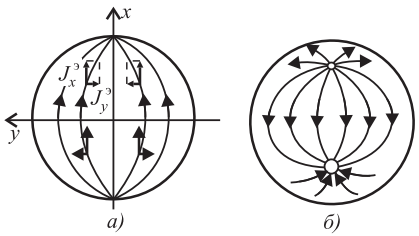


Рис. 12.18. Распределение поверхностных электрических токов в параболоиде вращения

В случае длиннофокусного зеркала (рис. 12.18,*а*) составляющие тока $J_x^{э}$ имеют во всех четырех квадрантах одно и то же направление, а составляющие тока $J_y^{э}$ от квадранта к квадранту меняют направление. У короткофокусного зеркала (рис. 12.18,*б*) имеются узлы тока, которые находятся в точках пересечения плоскости поляризации облучателя с поверхностью зеркала. Поэтому в некоторых частях короткофокусного зеркала составляющая $J_x^{э}$ оказывается в противофазе относительно этой же составляющей в центральной части зеркала.

Следует отметить, что имеется одно единственное исключение

[57], когда на параболическом зеркале отсутствует составляющая тока $J_y^э$. Это исключение — облучатель в виде элемента Гюйгенса, ДН которого в ортогональных плоскостях идентичны между собой.

Указанные обстоятельства позволяют наметить пути минимизации кроссполяризационного излучения антенны. Уровень кроссполяризации будет минимальным в зеркальной антенне, облучатель которой имеет диаграмму направленности, обладающую осевой симметрией. Кроме этого, уровень кроссполяризации тем меньше, чем больше отношение $f/(2R_0)$, т. е. чем «длиннофокуснее» зеркало.

Для количественного учета кроссполяризационного излучения зеркальной антенны необходимо использовать токовый метод расчета, либо другой строгий метод, учитывающий векторный характер поля.

В соответствии с токовым методом, на первом этапе находится плотность электрических токов, текущих по поверхности зеркала. В общем случае её можно определить по формуле [43]

$$\mathbf{J}^э = 2\frac{\sqrt{60P_0G_0}}{120\pi\rho} f_0(\psi,\xi)[\mathbf{n}\times[\boldsymbol{\rho}_0\times\mathbf{e}_0]], \tag{12.46}$$

где P_0 — мощность, подводимая к облучателю; G_0 — коэффициент усиления облучателя в направлении $\psi = 0$; $f_0(\psi,\xi)$ — нормированная ДН облучателя; ρ — расстояние от облучателя до точки зеркала; $\boldsymbol{\rho}_0$ — единичный вектор, определяющий направление луча; $\mathbf{e}_0$ — единичный вектор, определяющий направление вектора $\mathbf{E}$ поля облучателя.

Диаграмма направленности параболической антенны с круглым симметричным относительно фокальной оси раскрывом определяется по основной поляризации выражением [43]

$$F_{\text{оп}}(\theta,\varphi) = \int_0^{\psi_0}\int_0^{2\pi} J_x^э F' d\xi\, d\psi, \tag{12.47}$$

по кроссполяризации —

$$F_{\text{кп}}(\theta,\varphi) = \int_0^{\psi_0}\int_0^{2\pi} J_y^э F' d\xi\, d\psi, \tag{12.48}$$

где $J_x^э$ и $J_y^э$ — соответствующие координаты вектора плотности поверхностного электрического тока, определяемые с помощью формулы (12.46);

$$F' = \frac{\sin(\psi/2)}{\cos^4(\psi/2)}\exp\left\{-j2kf\,\mathrm{tg}\,\frac{\psi}{2}\left[\sin\theta\cos(\varphi-\xi)+\sin^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{tg}\,\frac{\psi}{2}\right]\right\}.$$

Если известно амплитудное распределение в двух ортогональных плоскостях E и H, то в апертурном приближении ДН осесимметрич-

ной антенны в режиме линейной поляризации могут быть записаны в виде [57]

$$F_{\text{оп}}(\theta,\varphi) = \int_0^1 J_0(u)\frac{f_E(R')+f_H(R')}{2}R'\,dR' + \\ + \cos 2\varphi \int_0^1 J_2(uR')\frac{f_E(R')-f_H(R')}{2}R'\,dR'; \qquad (12.49)$$

$$F_{\text{кп}}(\theta,\varphi) = \sin 2\varphi \int_0^1 J_2(uR')\frac{f_E(R')-f_H(R')}{2}R'\,dR', \qquad (12.50)$$

где $f_E(R')$ и $f_H(R')$ — апертурные распределения амплитуд поля в E и H-плоскостях соответственно; нормированная координата R' и параметр u определяются формулами (12.7) и (12.14) соответственно.

Диаграммы направленности в режиме круговой поляризации определяются формулами [57]:

$$F_{\text{оп}}(\theta,\varphi) = \int_0^1 J_0(u)\frac{f_E(R')+f_H(R')}{2}R'\,dR'; \qquad (12.51)$$

$$F_{\text{кп}}(\theta,\varphi) = \int_0^1 J_2(uR')\frac{f_E(R')-f_H(R')}{2}R'\,dR'. \qquad (12.52)$$

Из формул (12.50) и (12.52) следует, что в режиме линейной поляризации максимумы кроссполяризационного излучения соответствуют плоскостям, для которых функция $\sin 2\varphi$ имеет максимум, т. е. плоскостям $\varphi = \pm 45^\circ, \pm 135^\circ$. В режиме круговой поляризации, как и следовало ожидать, кроссполяризационное излучение угловой окраски не имеет. Также видно, что в любом случае при полной осевой симметрии ДН облучателя поле кроссполяризации тождественно равно нулю.

На рис. 12.19 приведены диаграммы направленности по основной поляризации и кроссполяризации, построенные по формулам (12.51) и (12.52). Как видно из рисунка, существенное различие между ДН приходится на угловые направления, примыкающие к главному лепестку основного излучения. На более удаленных направлениях формулы (12.49)–(12.52) не действуют, и ими пользоваться нельзя.

12.7. Облучатели зеркальных антенн

12.7.1. Требования, предъявляемые к облучателям

К облучателям зеркальных антенн предъявляются следующие требования.

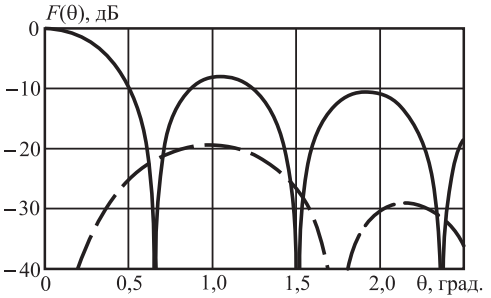


Рис. 12.19. Диаграмма направленности осесимметричной зеркальной антенны: непрерывная линия — основная поляризация, пунктир — кроссполяризация

1. Диаграмма направленности облучателя должна быть однонаправленной, иметь минимальный уровень боковых лепестков и осевую симметрию вида $F(\psi, \xi) = F(\psi)$ для осесимметричных антенн (или специальную форму для других антенн). Иные ограничения на форму ДН облучателя определяются требованиями к параметрам зеркальной антенны в целом.

Если не оговариваются жёсткие требования относительно уровня боковых лепестков при высоком коэффициенте усиления, то ДН облучателя должна обеспечивать равномерное распределение амплитуд поля в раскрыве зеркала и высокий коэффициент передачи. Амплитуда поля волны, падающей на зеркало, убывает обратно пропорционально расстоянию от фокуса до точек зеркала ρ, поэтому поставленная задача будет выполняться при соблюдении условия

$$\frac{F(\psi)}{\rho} = \begin{cases} \text{const} & \text{для } 0 \leqslant \psi \leqslant \psi_0; \\ 0 & \text{для } \psi_0 \leqslant \psi \leqslant \pi. \end{cases} \tag{12.53}$$

С учётом (12.1) условие (12.53) равносильно следующему:

$$F(\psi) = \begin{cases} \sec^2(\psi/2) & \text{для } 0 \leqslant \psi \leqslant \psi_0; \\ 0 & \text{для } \psi_0 \leqslant \psi \leqslant \pi. \end{cases} \tag{12.54}$$

Получить ДН, в точности удовлетворяющую равенству (12.54), невозможно, но близкую по форме ДН практически реализовать можно. Следует отметить, что при амплитудной характеристике вида (12.54) очень трудно создать подходящую фазовую характеристику, отклонение от которой может существенно уменьшить коэффициент усиления антенны, так как поле в раскрыве уже не будет синфазным.

Если к ДН зеркальной антенны предъявляется требование минимального уровня боковых лепестков, то распределение в раскрыве зеркала должно иметь спад от центра к его краям. ДН облучателя

в этом случае должна иметь такую зависимость от угла ψ, которая может быть аппроксимирована выражением

$$F(\psi) = \begin{cases} \cos^n \psi & \text{для } 0 \leqslant \psi \leqslant \pi/2; \\ 0 & \text{для } \pi/2 \leqslant \psi \leqslant \pi. \end{cases} \tag{12.55}$$

2. Фазовый центр облучателя должен быть точечным, его положение не должно зависеть от частоты и направления. Поэтому фазовая ДН облучателя должна иметь вид

$$\Phi(\psi) = \text{const}\,. \tag{12.56}$$

Нарушение этого условия приводит к нарушению синфазности поля в раскрыве и, как следствие, искажению ДН и снижению коэффициента усиления.

Облучатель параболоида вращения должен быть расположен относительно фокуса зеркала так, чтобы его фазовый центр находился в фокусе зеркала. Для параболического цилиндра облучатель должен формировать линию фазовых центров, расположенных на фокальной линии параболического цилиндра.

3. Облучатель должен в минимальной степени заслонять (или *затенять*) раскрыв зеркала, так как затенение приводит к искажению ДН зеркальной антенны и увеличению уровня боковых лепестков.

4. Облучатель должен работать в заданном диапазоне частот и выдерживать заданную мощность электромагнитных волн без электрического пробоя, поскольку частотные свойства и электрическая прочность всей зеркальной антенны в основном ограничиваются именно облучателем.

12.7.2. Основные типы облучателей

В качестве облучателей антенн с зеркалом в виде параболоида вращения применяются вибраторные и щелевые облучатели, облучатели в виде спиральных и логопериодических антенн, рупорно-волноводные облучатели.

Вибраторные облучатели по способу питания могут быть разделены на две группы: питаемые коаксиальным фидером (рис. 12.20) или волноводом (рис. 12.21). Они состоят из активного резонансного полуволнового вибратора и контррефлектора в виде металлического диска (рис. 12.20,*а, б*) или пассивного вибратора (рис. 12.20,*в*).

Вибраторы, питаемые коаксиальным фидером, применяются в качестве облучателей в дециметровом диапазоне и в длинноволновой части сантиметрового диапазона волн. Волноводное питание вибраторов используется в более коротковолновом (3...5 см) диапазоне волн.

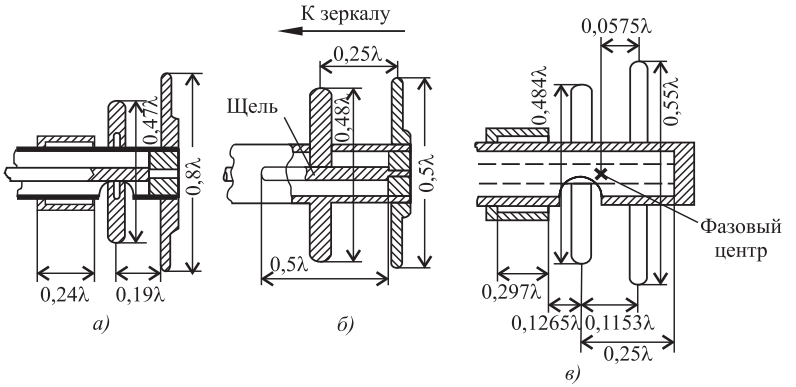


Рис. 12.20. Вибраторные облучатели с питанием от коаксиального кабеля

Хорошие результаты можно получить от антенны с облучателем в виде вибратора с дисковым рефлектором, возбуждаемого щелью (рис. 12.20,*б*). Такой облучатель создаёт однонаправленное излучение с почти осевой симметрией, а его ДН можно аппроксимировать формулой

$$F(\psi) = \cos^2 \psi \text{ при } 0 \leqslant \psi \leqslant \pi/2. \qquad (12.57)$$

При питании волноводом (рис. 12.21) вибраторы крепятся на тонкой металлической пластине, которая перпендикулярна направлению электрического поля и поэтому не возбуждается им. Длина вибраторов и расстояние между ними выбирается таким образом, чтобы последующий (по направлению от зеркал) вибратор являлся рефлектором по отношению к предыдущему. Этим обеспечивается формирование однонаправленного излучения вибраторов на зеркало. В излучателе из четырех вибраторов (рис. 12.21,*б*) возможно получение диаграммы направленности более симметричной относительно оси зеркала.

Вибраторные облучатели имеют достаточно широкую диаграмму направленности. Оптимальный угол раскрыва $2\psi_0$ для них составляет примерно 140...160°.

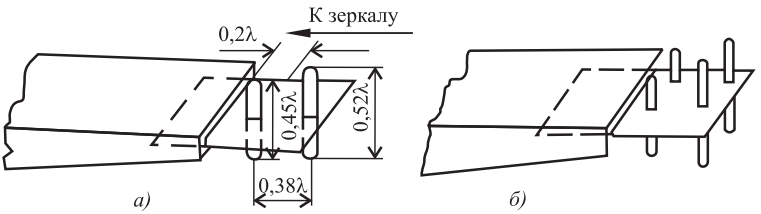


Рис. 12.21. Вибраторные облучатели с питанием от прямоугольного волновода

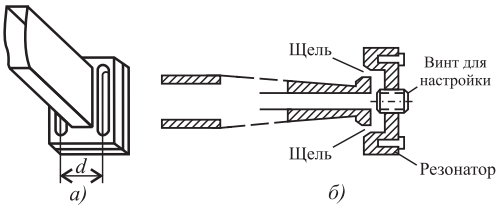


Рис. 12.22. Двухщелевой облучатель

Достоинством вибраторных облучателей является малое затенение, создаваемое их системой питания. Недостатком таких облучателей является их узкополосность, связанная с резонансными свойствами вибраторов, а также высокий уровень излучения в направлениях, противоположных направлениям на зеркало.

Малым затенением зеркала также обладает *двухщелевой облучатель обратного излучения* (рис. 12.22). Он представляет собой прямоугольный волновод, который заканчивается резонатором прямоугольного сечения с глухой стенкой и двумя щелями, направленными в сторону зеркала. Это оконечное устройство можно рассматривать как два малых отрезка волновода, образованных ветвлением основного волновода на две половины, причём каждая половина повёрнута относительно основного на 90°. Открытые концы малых волноводов или щели в них излучают поле в направлении зеркала.

Диаграмма направленности двухщелевого облучателя зависит от размеров щелей и расстояния между ними, которые подбираются экспериментально. Облучатель является однонаправленным, его ДН в первом приближении может быть аппроксимирована функцией

$$F(\psi) = \cos\psi.$$

Более точный расчет дают следующие выражения:

$$F_E(\psi) = \cos\left(\frac{kd}{2}\sin\psi\right); \quad F_H(\psi) = \frac{\cos(0{,}5\pi\sin\psi)}{\cos\psi}, \tag{12.58}$$

где d — расстояние между щелями.

Недостатком двухщелевого облучателя является его узкополосность, а также ограничение пропускаемой мощности, связанное с малой электрической прочностью щелей.

Волноводно-рупорные облучатели представляют собой либо открытый конец волновода, либо небольшой рупор, подсоединённый к концу волновода. Находят применение волноводы как прямоугольного поперечного сечения с волной типа H_{10}, так и круглого сечения с волной типа H_{11}.

Предпочтительнее применять волновод круглого поперечного сечения, поскольку ДН этого волновода в плоскостях E и H отличаются незначительно, а вся ДН по форме приближается к поверхности тела вращения. Вследствие этого зеркало облучается по амплитуде более равномерно, и ДН зеркала приближается по форме к осесимметричной поверхности тела вращения вокруг оптической оси. Получить такую ДН при помощи прямоугольного волновода без специальных приспособлений невозможно.

При облучении зеркала круглым волноводом также значительно уменьшается паразитная поляризация в раскрыве зеркала. Это объясняется тем, что круглый волновод сам имеет паразитную поляризацию, но противоположного направления по сравнению с паразитной поляризацией зеркала, образующейся при облучении его линейно поляризованным полем. В результате паразитная составляющая поля излучения зеркала в значительной степени компенсируется, что ведёт к снижению уровня боковых лепестков ДН зеркальной антенны. Помимо этого, круглый волновод по сравнению с волноводом прямоугольного сечения имеет меньший уровень бокового и обратного излучения.

Облучатели на основе волновода прямоугольного сечения позволяют получать разную ширину ДН в перпендикулярных плоскостях. Поэтому такие облучатели предпочтительны для зеркальных антенн с продолговатым раскрывом.

Для получения узкой диаграммы направленности облучателя круглый волновод дополняется коническим рупором, прямоугольный волновод — пирамидальным.

Рупорно-волноводные облучатели конструктивно просты, обладают хорошими диапазонными свойствами, пропускают значительные мощности и поэтому наиболее широко используются в зеркальных антеннах. Исчерпывающую информацию по облучателям данного типа можно найти в монографии [57].

Основным недостатком рупорно-волноводных облучателей является сравнительно большое затенение рупора как самим рупором, так и поддерживающей его системой крепления и питающим волноводом.

Расположение типового рупорного облучателя у зеркала показано на рис. 12.23. Питающий рупор волновод может проходить либо сквозь зеркало (рис. 12.23,*а*), либо сбоку его (рис. 12.23,*б, в*). В первом случае трудно одновременно обеспечить необходимые радиусы кривизны изгибов волноводов и уменьшить затенение зеркала. Во втором случае необходимые радиусы кривизны обеспечиваются легче, но зеркало затеняется больше.

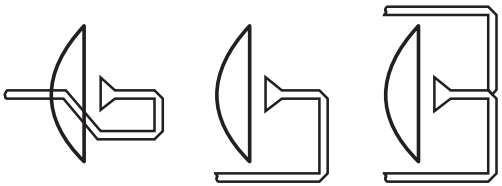


Рис. 12.23. Расположение рупорного облучателя

Отмеченные затруднения могут быть преодолены путём выноса облучателя из области действия поля, отражённого от зеркала. Этот способ возможен только в случае применения несимметричных зеркал типа «офсет», рассмотренных в п. 12.11.2.

Для зеркальных антенн в виде параболических цилиндров требуются линейные облучатели длиной, равной длине образующей зеркала. В качестве линейных облучателей могут использоваться волноводно-щелевые и вибраторные решетки излучателей, секториальные рупоры, а также сегментно-параболический облучатель (п. 12.1.1).

12.7.3. Устранение воздействия зеркала на облучатель

Энергия, отраженная от зеркала, частично попадает обратно в облучатель, что приводит к рассогласованию его с питающей линией. Прямой метод, связанный с подстройкой облучателя согласующим элементом, расположенным непосредственно в облучателе, либо в фидерном тракте, является узкополосным. Поэтому для ослабления воздействия зеркала на облучатель применяются другие, рассмотренные ниже способы.

Деформация центральной части зеркала. Для уменьшения влияния зеркала на облучатель можно использовать вспомогательное зеркало, создающее у облучателя поле, сдвинутое по фазе на 180° относительно поля основного зеркала. В качестве вспомогательного зеркала применяется обычный плоский диск, называемый *компенсирующей пластинкой* и располагаемый в центральной части параболоида (рис. 12.24,*а*). Требуемое соотношение амплитуд и фаз полей основного зеркала и компенсирующей пластинки в точке расположения облучателя достигается путем соответствующего выбора диаметра диска d и расстояния от зеркала до диска t. Оптимальные значения этих параметров определяются по формулам [75]:

$$d = \frac{2}{\sqrt{3}}\sqrt{f\lambda} \approx 1{,}15\sqrt{f\lambda}; \quad t = (2n+1)\frac{\lambda}{4} - \frac{5}{24}\lambda, \quad n = 0, 1, 2, \ldots \quad (12.59)$$

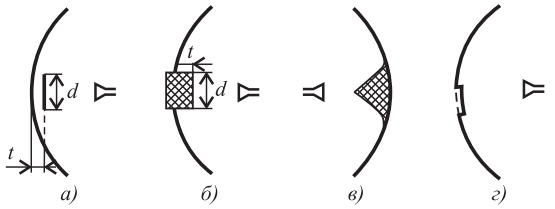


Рис. 12.24. Устранение воздействия зеркала на облучатель: *а* — компенсирующая пластинка; *б* — компенсирующий цилиндр; *в* — рассеивающий конус; *г* — сдвиг части зеркала

Во второй формуле (12.59) обычно полагают $n = 0$.

Для компенсации излучения зеркало можно использовать не тонкий диск, а круглый цилиндр (рис. 12.24,*б*).

Значительно уменьшить напряженность отраженного от зеркала поля можно, если разместить в центральной части параболоида конус или пирамиду (рис. 12.24,*в*). При этом волна, падающая на конус, рассеивается и не направляется обратно к облучателю.

Компенсация отраженного поля также может быть получена сдвигом части зеркала (рис. 12.24,*г*).

Значительным недостатком описанных способов является их вредное влияние на направленные свойства зеркальной антенны. Деформация центральной части зеркала приводит к искажению распределения фазы поля в раскрыве зеркала, в результате чего уменьшается КУ антенны и увеличивается уровень боковых лепестков.

Поляризационная развязка. Волна, отраженная от зеркала, ухудшает согласование лишь в том случае, если её поляризация соответствует поляризации облучателя в режиме приема. Поэтому облучатель с круговой поляризацией не принимает отраженную волну, так как направление вращения вектора $\mathbf{E}$ после отражения от металла меняется на противоположное.

Аналогичный результат может быть получен и для антенны с линейно поляризованной волной. В этом случае поляризация отраженной волны должна быть повернута на 90° относительно поляризации облучателя. Для этого к зеркалу обычно прикрепляю систему из плоских пластин высотой $\lambda/4$, ориентированных под углом 45° к направлению вектора $\mathbf{E}$ падающего поля (рис. 12.25,*а*). Расстояние между пластинами t выбирают около $\lambda/4...\lambda/12$ [20, 43].

Вектор $\mathbf{E}$ падающей волны можно разложить на составляющую $\mathbf{E}_{\parallel}$, параллельную кромкам пластин, и составляющую $\mathbf{E}_{\perp}$, перпендикулярную им. Составляющая $\mathbf{E}_{\parallel}$ отражается от кромок пластин, а составляющая $\mathbf{E}_{\perp}$ — от зеркала. Поэтому между отраженными сос-

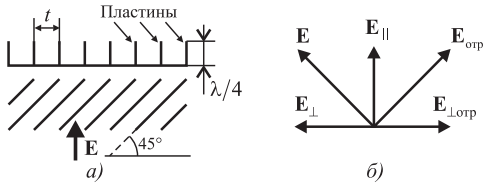


Рис. 12.25. Изменение поляризации волны облучателя

тавляющими образуется сдвиг фазы в 180°. В результате поляризация отраженной волны оказывается повернутой на 90° по отношению к поляризации падающей волны (рис. 12.25,*б*).

Принцип действия поляризационной развязки основа на том, что волна падает нормально к поверхности зеркала. В действительности по мере отхода от центра параболоида, направление распространения волны все более отклоняется от нормали, что приводит к фазовым и поляризационным искажениям. Поэтому метод поляризационной развязки целесообразно применять у длиннофокусных антенн.

Кроме ребер, можно применить однолинейные решетки из металлических проводов, расположенных над поверхностью зеркала на расстоянии $\lambda/4$ [39].

Вынос облучателя. Для практически полного устранения реакции зеркала на облучатель используют схемы антенн, в которых облучатель удален из области прохождения отраженной волны. Схемы антенн с вынесенным облучателем рассмотрены далее в п. 12.11.2.

12.8. Приближенный расчет параболической зеркальной антенны

Для расчета электрических параметров антенны с зеркалом в виде параболоида вращения сначала формируются исходные данные, которыми обычно являются:

- назначение антенны;
- диапазон волн и средняя длина волны λ_0;
- ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности $2\Delta\theta_{0,5}$;
- коэффициент усиления антенны;
- допустимый уровень боковых лепестков.

Расчёт основных электрических параметров антенны проводится в следующей последовательности.

1. Исходя из назначения антенны или требуемого уровня боковых лепестков, при помощи табл. 12.1 и 12.2 определяется ослабление амплитуды поля на краях зеркала.

Таблица 12.2

Характеристики зеркальной антенны для различных форм раскрыва и законов распределений

Форма раскрыва антенны	Распределение поля	$2\Delta\theta_{0,5}\lambda/a$	Уровень первого бокового лепестка		КИП
			%	дБ	
Прямоугольная	$E_S = E_0 = \text{const}$	51°	21	$-13{,}2$	1,00
	$E_S = E_0 \cos(\pi x/a)$	68°	7	$-23{,}1$	0,81
Круглая	$E_S = E_0 = \text{const}$	60°	13	$-17{,}6$	1,00
	$E_S = E_0(1 - R^2/a^2)$	73°	6	$-24{,}6$	0,75
	$E_S = E_0(1 - R^2/a^2)^2$	84°	3	$-30{,}6$	0,56

Для антенн связных, радиолокационных, радиотелеметрических и некоторых других систем ослабление поля на краях зеркала принимается равным -10 дБ (если не предъявляются специальные требования). Антенны, предназначенные для приёма очень слабых сигналов (радиотелескопы, антенны космических радиолиний), обычно проектируются так, чтобы их собственная температура шумов была малой. Для этого они должны иметь малый уровень боковых лепестков. Вследствие этого у таких антенн ослабление поля на краях зеркала достигает $-15...-20$ дБ.

2. После нахождения необходимого ослабления поля на краях зеркала производится выбор облучателя и угла раскрыва зеркала ψ_0.

При выборе облучателя руководствуются заданным диапазоном волн, допустимым затенением зеркала, необходимой мощностью излучения, поляризацией, а также другими соображениями, определяемыми особенностями системы. После выбора типа облучателя, выбирают его размеры и определяют его диаграмму направленности $F_0(\psi)$, которая должна обеспечивать заданное ослабление поля на краях зеркала.

Диаграмма направленности облучателя может быть рассчитана по следующим формулам:

- для вибраторных облучателей — формула (12.57);
- для двухщелевых облучателей обратного излучения — формулы (12.58);
- для рупорных облучателей и облучателей в виде открытого конца волновода:

$$F_E(\psi) = \frac{1+\cos\psi}{2}\frac{\sin u}{u}; \quad u = \frac{kb_\text{р}}{2}\sin\psi;$$

$$F_H(\psi) = \frac{1+\cos\psi}{2}\frac{\cos u}{1-(2\pi/u)^2}; \quad u = \frac{ka_\text{р}}{2}\sin\psi,$$

где $a_\text{р}$ и $b_\text{р}$ — размеры рупора в плоскостях H и E соответственно.

После выбора облучателя уточняется угол раскрыва зеркала ψ_0 так, чтобы при избранном облучателе получить требуемое ослабление амплитуды поля на краях зеркала. Угол ψ_0 определяется из уравнения

$$\Delta = \frac{1+\cos\psi_0}{2} f(\psi_0),$$

где Δ — нормированное значение амплитуды поля на краю зеркала, $f(\psi_0)$ — значение нормированной диаграммы направленности облучателя для угла ψ_0.

3. Диаметр параболоида $2R_0$ определяется:

а) из условия получения заданной ширины ДН

$$2\Delta\theta_{0,5} \approx K^\circ \frac{\lambda}{R_0} \quad \text{или} \quad R_0 \approx 2\lambda \frac{K^\circ}{2\Delta\theta_{0,5}},$$

где K° — коэффициент, определяемый из табл. 12.2 для выбранной формы раскрыва и вида распределения в нем; $2\Delta\theta_{0,5}$ — требуемая ширина ДН в градусах по уровню половинной мощности;

б) из условия получения заданного КУ антенны

$$G = \left(\frac{2\pi R_0}{\lambda}\right)^2 \nu\eta \quad \text{или} \quad R_0 = \frac{\lambda}{2\pi}\sqrt{\frac{G}{\nu\eta}},$$

где результирующий КИП $\nu\eta \approx 0,7...0,8$.

4. Фокусное расстояние параболоида вычисляется из формулы (12.5):

$$f = \frac{R_0}{2} \operatorname{ctg} \frac{\psi_0}{2}.$$

5. Профиль параболы определяется по формулам (12.2) или (12.3).

6. Находится поле в раскрыве зеркала и по формуле (12.16) рассчитываются диаграммы направленности антенны в плоскостях векторов E и H.

7. По формулам (12.23), (12.30), (1.54) и (12.24) вычисляются КИП раскрыва, КПД, КНД и коэффициент усиления антенны соответственно.

12.9. Управление диаграммой направленности зеркальной антенны

При размещении фазового центра облучателя в фокусе параболоида волна, отражённая от зеркала, имеет плоский фронт, совпадающий с плоскостью раскрыва зеркала. Направление максимума излучения в этом случае совпадает с оптической осью зеркала. Смещение

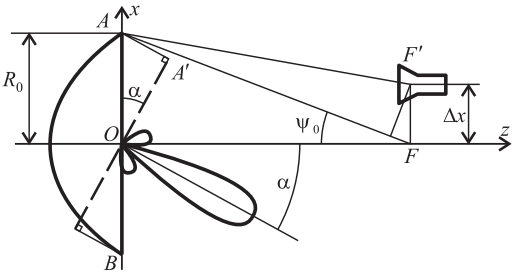


Рис. 12.26. Смещение облучателя из фокуса зеркала

облучателя в направлении, перпендикулярном оптической оси зеркала, вызывает отклонение направления главного максимума излучения в сторону, противоположную смещению облучателя. Для доказательства этого необходимо рассчитать фронт волны в раскрыве зеркала при смещении облучателя с оптической оси на величину Δx.

При размещении облучателя в фокусе F луч из фокуса достигает любой точки апертуры за одно и то же время. При смещении облучателя в точку F' (рис. 12.26) луч достигнет точки A раньше, чем точки B. В результате поле в точке A будет опережать по фазе поле в точке B, и фронт волны отклонится от оптической оси на некоторый угол α. Направление максимума излучения всегда перпендикулярно фронту волны, и, следовательно, вся диаграмма направленности отклоняется на тот же угол α в сторону от оси, противоположную смещению облучателя.

Можно вывести приближённые соотношения для определения угла отклонения направления максимума ДН от оси антенны в зависимости от смещения облучателя Δx. Из построений на рис. 12.26 видно, что за время, которое требовалось, чтобы луч прошёл расстояние FA, при смещении облучателя луч проходит расстояние $(F'A + AA')$. Величина AA' приближённо равна FC, то есть

$$AA' \approx FC = \Delta x \sin\psi_0 \quad \text{и} \quad \sin\alpha = \frac{AA'}{R_0} = \frac{\Delta x}{R_0}\sin\psi_0.$$

Поскольку $\sin\alpha \ll 1$, можно приближенно считать $\sin\alpha \approx \alpha$. Тогда угол наклона фронта волны и отклонение направления максимума ДН от фокальной оси

$$\alpha \approx \frac{\Delta x}{R_0}\sin\psi_0 \approx 60^\circ \frac{\Delta x}{R_0}\sin\psi_0. \tag{12.60}$$

Смещение облучателя приводит не только к отклонению диаграммы направленности, но и к её искажению вследствие нарушения

линейности закона изменения фазы поля в раскрыве (рис. 12.27). Это изменение приводит к расширению главного лепестка и увеличению уровня боковых лепестков, что ведёт к снижению коэффициента усиления антенны. Чем меньше угловой раскрыв зеркала, тем при фиксированном смещении облучателя меньше фазовые искажения, а значит, на больший угол можно отклонить диаграмму направленности при сохранении её формы.

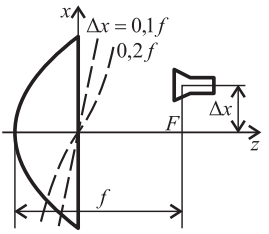


Рис. 12.27. Фронт волны при смещении облучателя

Для зеркал средней глубины ($2\psi_0 = 160...180°$) можно считать, что ДН изменяется незначительно, если угол отклонения главного лепестка не превышает его ширину по уровню половинной мощности, т. е. когда

$$\alpha \leqslant 2\Delta\theta_{0,5}. \tag{12.61}$$

С учетом (12.60), (12.61) и табл. 12.1 допустимое смещение облучателя из фокуса можно определить из неравенства

$$60° \frac{\Delta x}{R_0} \sin\psi_0 \leqslant 2\Delta\theta_{0,5}^0 = 70° \frac{\lambda}{2R_0},$$

откуда

$$\Delta x \leqslant \frac{0,6\lambda}{\sin\psi_0}.$$

Для качания главным лепестком ДН в более широких пределах используют зеркала специальной формы, в частности сферические, которые рассмотрены в п. 12.11.6.

Рассмотренный способ отклонения диаграммы направленности широко применяется на практике в антеннах для радиолокационных станций.

12.10. Двухзеркальные антенны

12.10.1. Принцип действия двухзеркальных антенн

Однозеркальные антенны обладают недостатком, который в ряде случаев становится существенным. Этот недостаток заключается в том, что облучатель должен располагаться в фокусе зеркала на значительном расстоянии от зеркала, что увеличивает габариты антенны вместе с системой крепления облучателя и вес антенны. Особенно серьёзным становится этот недостаток при работе таких антенн с мало-

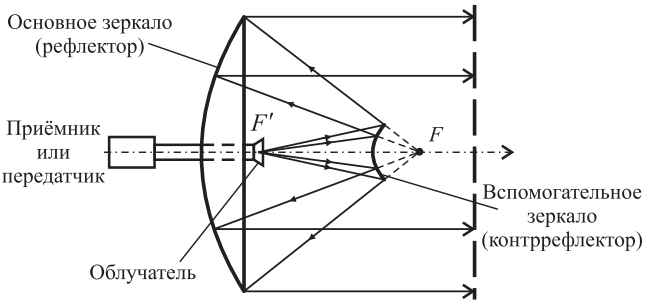


Рис. 12.28. Принцип действия двухзеркальной антенны

шумящими усилителями (МШУ): длинный фидерный тракт, идущий от облучателя к приёмнику, является источником значительного шума и может существенно снизить эффект, даваемый МШУ.

Кроме этого, волноводный тракт на участке от облучателя до входа МШУ имеет изгибы, что не позволяет реализовать одновременным приём или передачу двух различных сигналов на ортогональных поляризациях, разделение которых нарушается из-за неоднородностей в виде изгибов.

Более удобными с этой точки зрения являются двухзеркальные антенны. Они позволяют создать более компактную конструкцию с уменьшенным в глубину размером антенны, более удобным расположением облучателя, уменьшенной длиной фидера, идущего к облучателю, а также избежать изгибов волноводного тракта.

Двухзеркальные антенны представляют собой систему из основного зеркала в виде параболоида вращения и вспомогательного в виде плоского диска, гиперболоида вращения или части эллипсоида.

Принцип действия двухзеркальной антенны поясняется рис. 12.28. Сферическая волна, излучаемая облучателем, попадает сначала на вспомогательное зеркало, имеющее два фокуса, положение одного из которых совпадает с фазовым центром облучателя, а второго — с фокусом параболоида, и отражается от него в направлении основного зеркала, которое затем формирует требуемую ДН.

Расстояние от облучателя до точки на вспомогательном малом зеркале (*контррефлекторе*), далее по лучу до точки на большом (основном) зеркале и далее до раскрыва постоянно для всех лучей. Поэтому в раскрыве антенны образуется синфазное поле, формирующее высоконаправленное излучение.

Контррефлектор затеняет часть раскрыва основного зеркала, тем самым уменьшает его эффективность и повышает уровень боковых

лепестков. Поэтому диаметр контррефлектора должен быть по крайней мере на порядок меньше диаметра основного зеркала. С другой стороны, для того чтобы контррефлектор выполнял функции зеркала, необходимо, чтобы его диаметр был на порядок больше рабочей длины волны.

При использовании двухзеркальных антенн можно существенно сократить длину фидерного тракта, так как облучатель и приёмник можно разместить в непосредственной близости друг от друга около центра основного зеркала.

В случае, когда контррефлектор имеет форму гиперболоида, антенна носит название двухзеркальной *антенны Кассегрена*, когда форму эллипсоида — *антенны Грегори*.

Особенно большие преимущества дают двухзеркальные антенны при работе с МШУ. Вследствие более короткого фидера, идущего от облучателя, в таких антеннах можно получить более низкие шумовые температуры. Кроме этого, в двухзеркальных антеннах имеются большие возможности для регулировки распределения поля в раскрыве основного зеркала за счёт изменения профиля вспомогательного зеркала, а также ряд других преимуществ.

12.10.2. Двухзеркальная антенна из параболоида и плоского диска

Простейшая двухзеркальная антенна состоит из основного зеркала в виде параболоида вращения и вспомогательного зеркала (контррефлектора) в виде плоского диска (рис. 12.29). Плоскость диска параллельна плоскости раскрыва основного зеркала. Центр диска находится на фокальной оси в точке O. Диаметр диска выбирается таким образом, чтобы выполнялось соотношение

$$\frac{r_0}{R_0} = \frac{OF}{L}.$$

Фазовый центр облучателя помещён в ложный фокус F', причём $F'O = OF$. При выполнении этого равенства отражённые от диска лучи имеют такое же направление, как если бы они исходили из фокуса параболоида F.

Если контррефлектор выполнен в виде сплошного металлического диска, то он затеняет основное зеркало, что снижает эффективную площадь антенны. Для уменьшения затенения в антеннах с линейной поляризацией вспомогательное зеркало изготавливается в виде решетки из проводов, расположенных параллельно вектору $\mathbf{E}$ поля облучателя на расстоянии $\lambda/8$ друг от друга или менее того (рис. 12.30). Для

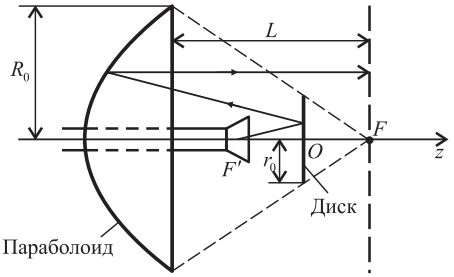


Рис. 12.29. Двухзеркальная антенна с контррефлектором в виде диска

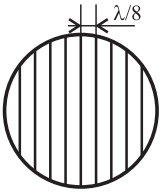


Рис. 12.30. Вспомогательное зеркало, уменьшающее затенение

поля облучателя вспомогательное зеркало непрозрачно, поэтому поле отражается от него в сторону основного зеркала.

На поверхности основного зеркала может быть установлена система металлических пластин, подобная той, что рассмотрена в п. 12.7.3. Она поворачивает плоскость поляризации отражённой волны на 90° относительно поляризации падающей волны. Вследствие этого для волны, отраженной от основного зеркала, малое зеркало прозрачно и эффект затенения отсутствует.

12.10.3. Антенна Кассегрена

Более компактным вариантом двухзеркальной антенны является антенна с основным зеркалом в виде параболоида вращения, а вспомогательным — гиперболоида вращения, внутренний фокус которого F'' совмещен с фокусом параболоида F, а фазовый центр облучателя — с внешним фокусом гиперболоида (рис. 12.31).

Принцип действия этой антенны аналогичен принципу действия оптических телескопов, которые были предложены в 1672 году французским физиком Лораном Кассегреном [76]. Поэтому такие антенны иногда называют *антеннами Кассегрена*.

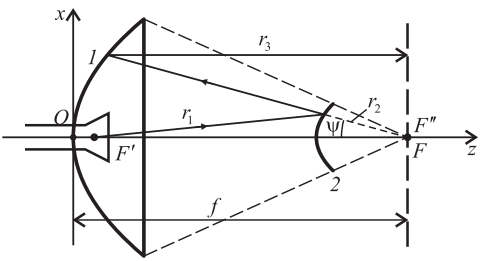


Рис. 12.31. Двухзеркальная антенна Кассегрена

Как известно [68], гиперболой является геометрическое место точек, *разность* расстояний от которых до двух фокусов есть величина постоянная (рис. 12.32):

$$r_1 - r_2 = 2a = \text{const},$$

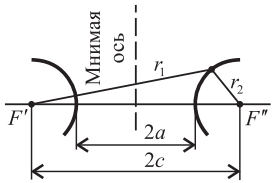


Рис. 12.32. Гипербола

где a — расстояние от вершины гиперболы до мнимой оси. Если поместить во внешний фокус F' такого зеркала облучатель, а внутренний фокус F'' совместить с фокусом параболоида (рис. 12.31), то сферическая волна облучателя после отражения от гиперболоида, а затем от параболического зеркала преобразуется в плоскую волну в раскрыве параболоида.

Действительно, при размещении облучателя в точке F длина пути любого луча от точки F до плоскости $z = f$ равнялась бы $2f = \text{const}$. В случае размещения облучателя в точке F' длина пути любого луча (см. рис. 12.31)

$$L = r_1 + r_3\cos\psi - r_2 + r_3 = 2f + r_1 - r_2 = 2f + 2a = \text{const},$$

что и требовалось доказать.

В схеме Кассегрена выбор угла раскрыва ψ_0 ничем не ограничен, поскольку ветви параболы 1 и гиперболы 2 нигде не пересекаются. При любом значении угла ψ_0 луч, отраженный от малого зеркала, беспрепятственно дойдет до большого и, отразившись от него, уйдет в свободное пространство. Поэтому возможна реализация как коротко-фокусных, так и длиннофокусных антенн Кассегрена.

12.10.4. Антенна Грегори

Третьим вариантом двухзеркальной антенны является антенна, в которой основное зеркало по-прежнему имеет форму параболоида вращения, а вспомогательное — эллипсоида вращения (рис. 12.33). Подобная схема по своему принципу действия аналогична оптическому телескопу, предложенному в 1663 году шотландским математиком и астрономом Джеймсом Грегори [76], поэтому соответствующие двухзеркальные антенны часто называют *антеннами Грегори*.

Известно [68], что эллипсом является геометрическое место точек, *сумма* расстояний от которых до двух фокусов есть величина постоянная (рис. 12.34):

$$r_1 + r_2 = 2a = \text{const}\,.$$

В схеме Грегори облучатель располагается в первом фокусе F' эллипса, а второй его фокус F'' совмещается с фокусом параболы F.

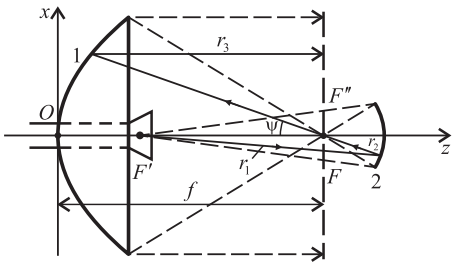


Рис. 12.33. Двухзеркальная антенна Грегори

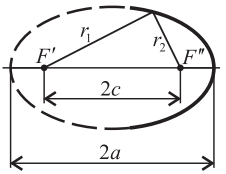


Рис. 12.34. Эллипс

В этом случае волна, созданная облучателем, после отражения от вспомогательного зеркала снова оказывается сферической с действительным фазовым центром, совпадающим с точкой F. Дальнейший ход лучей в этой антенне будет таким же, как и в обычной однозеркальной схеме. По аналогии со схемой Кассегрена можно показать, что длина пути любого луча (см. рис. 12.33)

$$L = 2f + 2a = \text{const}\,.$$

Можно заметить, что при одинаковом угловом раскрыве параболоидов осевой размер антенны Грегори больше осевого размера антенны Кассегрена.

В антенне Кассегрена лучи, попадающие на одну половину вспомогательного зеркала, отражаются в сторону прилежащей половины основного зеркала (см. рис. 12.31). В антенне Грегори имеет место *инверсия* (*обращение*) отраженного поля: лучи, попадающие на одну половину вспомогательного зеркала, отражаются в сторону противоположной половины основного зеркала (см. рис. 12.33). Если угол $\psi_0 \geqslant 90^\circ$, то отраженный от одной половины малого зеркала луч на пути к большому встретит вторую половину малого зеркала, т. е. будет им затенен. Поэтому в антенне Грегори угол ψ_0 может быть взят лишь меньше 90°. В соответствии с этим по схеме Грегори можно реализовать только длиннофокусные антенны.

12.10.5. Расчет двухзеркальных антенн

Для определения поля в раскрыве параболоидного зеркала необходимо учитывать диаграмму направленности облучателя, ослабление поля сферической волны при её распространении от облучателя до вспомогательного зеркала (гиперболоида) и от него до параболоида.

Для упрощения процедуры расчёта и чтобы избежать трудностей, связанных с непосредственным учётом влияния вспомогательного

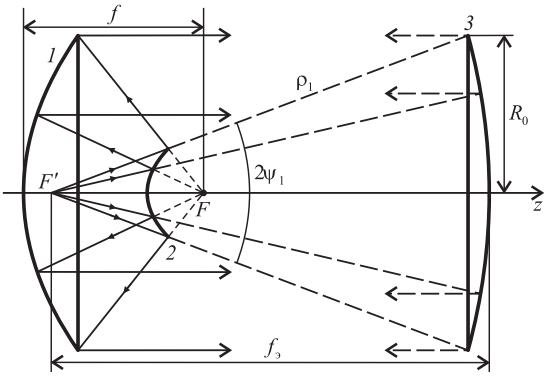


Рис. 12.35. Переход к эквивалентной однозеркальной антенне

зеркала на распределение поля, можно двухзеркальную антенну заменить некоторой *эквивалентной однозеркальной*, которая в точке приёма будет создавать такое же поле излучения, как и двухзеркальная антенна. Схема перехода от двухзеркальной антенны к эквивалентной ей однозеркальной показана на рис. 12.35.

Из рисунка видно, что расходящийся пучок лучей от облучателя, заключённый в телесном угле $2\psi_1$, после отражения от основного параболоидного зеркала преобразуется в параллельный пучок диаметром $2R_0$.

Такой же параллельный пучок лучей, но распространяющийся в противоположном направлении (что несущественно при анализе ДН) можно получить, если волна, излучённая облучателем, попадает непосредственно на некоторое эквивалентное параболоидное зеркало такого же диаметра $2R_0$, фокус которого совпадает с фазовым центром облучателя (точка F'). Фокусное расстояние такого эквивалентного параболоида легко находится из простых геометрических соображений.

Из построений на рис. 12.35 видно, что $\rho_1 = R_0/\sin\psi_1$. Учитывая (12.1), можно получить равенство

$$\frac{R_0}{\sin\psi_1} = \frac{f_э}{\cos^2(\psi_1/2)},$$

из которого определяется фокусное расстояние эквивалентного параболоида

$$f_э = \frac{R_0}{2}\operatorname{ctg}\frac{\psi_1}{2},$$

где R_0 — радиус раскрыва основного (параболоидного) зеркала, ψ_1 —

половина угла раскрыва вспомогательного (гиперболоидного) зеркала из фокуса гиперболоида (точка F').

В этом случае расчёт электрических характеристик двухзеркальной антенны сводится к расчёту этих характеристик простой однозеркальной антенны с параболоидным зеркалом, имеющим фокусное расстояние $f_э$, определяемое формулой (12.62). Эквивалентная парабола оказывается более длиннофокусной, чем исходная. Распределение поля в раскрыве эквивалентного параболоида такое же, что и в раскрыве действительного параболоида, и описывается выражением (12.9), где угол меняется в пределах $0 \leqslant \psi \leqslant \psi_1$.

Результаты анализа схемы Грегори оказываются аналогичны приведенным результатам анализа схемы Кассегрена.

Влияние затенения контррефлектора на ДН двухзеркальной антенны может быть учтено путём наложения на неискажённое распределение поля параболоида противофазного поля теневого эффекта с раскрывом, равным площади малого зеркала. В этом случае ДН двухзеркальной антенны описывается выражением

$$f(\theta) = f_0(\theta) - \left(\frac{r_0}{R_0}\right)^2 \Lambda_1(kr_0 \sin\theta), \tag{12.63}$$

где $f_0(\theta)$ — диаграмма направленности параболоида без учёта теневого эффекта; R_0 — радиус раскрыва параболоида; r_0 — радиус раскрыва гиперболоида.

Для уменьшения теневого эффекта требуется рациональный выбор ДН облучателя с таким расчётом, чтобы гиперболоидное зеркало имело наименьший диаметр при заданном диаметре параболоидного зеркала. Анализ [77] позволяет установить следующее приближённое соотношение между оптимальным диаметром гиперболоидного зеркала $2r_0$, диаметром раскрыва облучателя $d_{обл}$, фокусным расстояния параболоида f и расстоянием между фокусами гиперболоида $2c$:

$$\frac{2r_0}{d_{обл}} \approx \frac{f}{2c}. \tag{12.64}$$

Из формулы (12.64) следует, что при расположении облучателя в вершине параболоида диаметр вспомогательного зеркала должен быть равен диаметру раскрыва облучателя. По мере приближения облучателя к фокусу параболоида диаметр гиперболоида должен возрастать.

В формуле (12.64) под параметром $d_{обл}$ понимается диаметр воображаемого облучателя с круглой апертурой, который имеет тот же КНД $D_{обл}$, что и реальный облучатель двухзеркальной антенны, КИП ν которого принимается равным 0,5. Значение $d_{обл}$ можно найти из

формулы (1.54):

$$d_{\text{обл}} = \frac{\lambda}{\pi}\sqrt{2D_{\text{обл}}}. \tag{12.65}$$

После подстановки (12.65) в формулу (12.64) можно получить выражение, определяющей диаметр гиперболоида,

$$2r_0 = \frac{\lambda f}{\pi\sqrt{2c}}\sqrt{D_{\text{обл}}}.$$

Соотношения между другими геометрическими параметрами двухзеркальных антенн различных типов можно найти в [39, 57].

12.10.6. Совмещенные зеркальные антенны

Помимо отмеченных преимуществ двухзеркальная антенна позволяет совместить в одной конструкции две антенны различных диапазонов. Если вспомогательное зеркало изготовить из горизонтальных проводников, находящихся на расстоянии $\ell \leqslant \lambda/8$ друг от друга, и в точке F' расположить облучатель горизонтальной поляризации (рис. 12.36), а в точке F расположить другой облучатель, излучающий вертикально поляризованное поле, то в итоге получатся две независимые антенны.

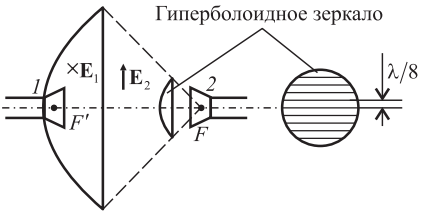


Рис. 12.36. Совмещенная зеркальная антенна

В соответствии с принципом действия сетчатого контррефлектора, описанным в п. 12.10.2, контррефлектор будет отражать волны горизонтальной поляризации, для волн вертикальной поляризации он будет прозрачен. Поэтому первая антенна (с облучателем горизонтальной поляризации) будет работать по двухзеркальной схеме, вторая антенна (с облучателем вертикальной поляризации) — по однозеркальной схеме. Для уменьшения взаимной связи эти антенны могут работать в разных диапазонах волн, например, одна — в сантиметровом, а другая в дециметровом диапазоне.

Аналогичная совмещенная антенна может быть построена по схеме Грегори, причем в этом случае сетчатого контррефлектора не требуется, так как для второй антенны рупорный облучатель может быть выполнен в виде эллипсоида первой антенны [39].

12.11. Другие типы зеркальных антенн

12.11.1. Усеченные параболоиды

Для формирования ДН, расширенной в одной плоскости, у исходного параболоида вращения симметрично отсекаются противоположные края зеркала (рис. 12.37,*а, б*). В результате получается усеченный параболоид, соотношение главных размеров которого $2R_{01}$ и $2R_{02}$ определяются требуемым соотношением ширины ДН в ортогональных плоскостях (их можно определить с помощью табл. 12.1).

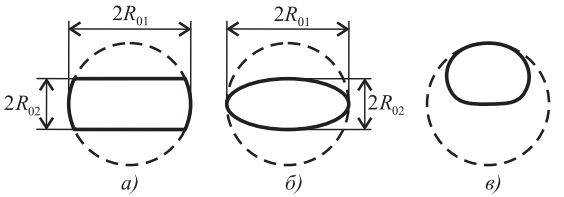


Рис. 12.37. Усечение параболоида вращения: *а* — по прямой линии; *б* — по контуру равной интенсивности; *в* — несимметрично усеченный параболоид

Усечение исходного параболоида вращения может производиться как параллельными линиями с двух (рис. 12.37,*а*) или с четырех сторон, так и по контуру равной интенсивности облучения (рис. 12.37,*б*). Второй способ предпочтительнее, так как при этом уменьшается уровень боковых лепестков и возрастает КНД антенны. Кроме этого исходный параболоид может быть подвергнут несимметричному усечению (рис. 12.37,*в*).

Для облучения усеченных параболоидов используются облучатели с осенесимметричной диаграммой направленности, обеспечивающей требуемый (около -10 дБ) уровень поля на краях зеркала.

Частным случаем антенны на основе усеченного параболоида является рассмотренная ранее в п. 12.1.1 сегментно-параболическая антенна.

12.11.2. Зеркальные антенны с вынесенным облучателем

При несимметричном усечении параболоида контур отражающего зеркала можно выбрать таким образом, чтобы плоская отраженная от зеркала волна проходила мимо облучателя. Антенны данного класса получили название *антенн типа офсет* или *офсетных антенн*

(от английского слова offset, что означает «смещенный»). Иногда их также называют *антеннами с вынесенным облучателем.*

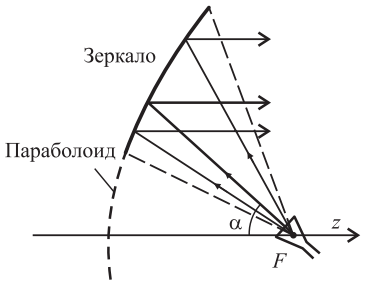


Рис. 12.38. Антенна типа офсет

В антеннах типа офсет облучатель устанавливается также в фокусе параболоида, но его ось наклоняется на некоторый угол α к оптической оси (рис. 12.38). Если контур нижнего края зеркала обрезать чуть выше оптической оси, облучатель оказывается вне действия отражённого поля и затенение зеркала устраняется полностью.

Угол наклона α выбирают, руководствуясь одним из следующих условий:

а) так, чтобы центральный луч прошел через середину раскрыва;

б) так, чтобы обеспечить совпадения максимума распределения поля с серединой раскрыва;

в) так, чтобы поле у краев имело бы одинаковое значение.

Формулы для нахождения угла α по перечисленным выше критериям можно найти в [20, 22, 78].

Наиболее удачным с точки зрения получения оптимального поля в раскрыве является нахождение угла α по третьему критерию. Контур зеркала при этом также выбирают близким к контуру равной интенсивности.

Следует отметить, что в несимметричной параболической антенне сдвиг облучателя вдоль оптической оси зеркала ведет не только к расширению ДН, но и к отклонению её максимума.

Частным случаем антенны с вынесенным облучателем являются *несимметричная сегментно-параболическая антенна*, образованная из своего симметричного варианта выносом облучателя из зоны с большой интенсивностью поля, и *рупорно-параболическая антенна* (рис. 12.39).

Рупорно-параболическая антенна (РПА) представляет собой несимметричную вырезку трапецеидальной формы из параболоида вращения, продолженную до облучающего её рупора (рис. 12.39,*а*). При этом фокус параболоида совпадает с вершиной рупора, а нижний край раскрыва, определяемый передней стенкой рупора, находится на одном уровне с линией пересечения поверхности параболоида и задней стенки рупора. Угол наклона оси рупора к оптической оси параболоида на практике выбирают равным 90°. Угол при вершине рупора для

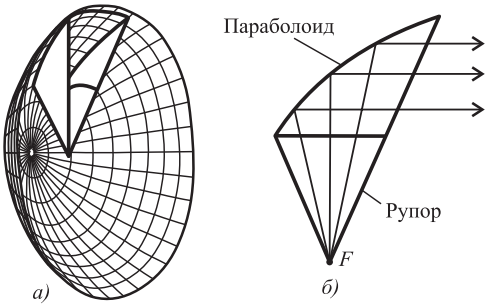


Рис. 12.39. Рупорно-параболическая антенна

обеспечения хорошего согласования берут примерно 30...50°, причем между рупором и волноводом обычно применяют плавный переход достаточной длины.

Основная особенность РПА заключается в том, что рупор и зеркало представляют собой единую конструкцию. Это позволяет устранить один из основных недостатков зеркальных антенн — утечку энергии за края зеркала, приводящий к снижению эффективности антенны.

Формулы для расчета ДН рупорно-параболической антенны можно найти в [43, 79]. Как следует из результатов расчетов и измерений [20], РПА почти во всем секторе углов имеют очень низкий уровень боковых лепестков, не превышающий −50...−70 дБ. Это объясняется тем, что в РПА полностью отсутствует затенение раскрыва и боковое излучения облучателя

По аналогии с однозеркальными антеннами типа офсет могут быть реализованы двухзеркальные антенны, основанные на схемах Кассегрена (рис. 12.40,*а*) и Грегори (рис. 12.40,*б*). Данные схемы за счет выноса контррефлектора из поля излучения основного зеркала позволяют снизить УБЛ и улучшить согласование антенны.

Эквивалентные схемы двухзеркальных антенн типа офсет и соотношения между геометрическими размерами этих антенн можно найти в [57].

Несимметричные параболические антенны типа офсет существенно выигрывают у своих симметричных аналогов по уровню боковых лепестков и согласованию, так как в них практически отсутствует затенение раскрыва и реакция зеркала на облучатель. Антенны типа офсет также имеют явное преимущество по критерию удобства размещения приёмно-передающей аппаратуры. Однако по описанным в разд. 12.6 причинам антенны с вынесенным облучателем явно проигрывают осесимметричным антеннам по уровню кроссполяризации.

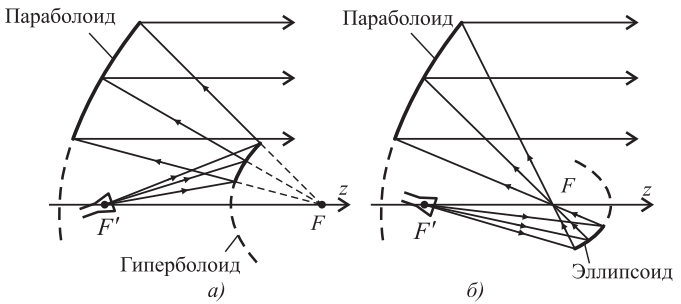


Рис. 12.40. Двухзеркальные антенны с вынесенными контррефлектором и облучателем: *а* — схема Кассегрена; *б* — схема Грегори

Сложность изготовления, сборки и настройки больших офсетных антенн также выше, чем симметричных антенн аналогичного диаметра.

По указанным причинам неосесимметричные схемы имеют преимущества для малоразмерных антенн. Большие зеркальные антенны целесообразно выполнять по осесимметричной схеме.

12.11.3. Двухзеркальные антенны с кольцевым фокусом

В случае двухзеркальных антенн возможно построение такой схемы, в которой практически полностью устранена реакция зеркала на облучатель, но сохранена осевая симметрия антенны, что важно для уменьшения уровня кроссполяризации. В подобных схемах фокальная ось параболы, являющаяся образующей основного зеркала, не совпадает с осью симметрии. Поэтому эти системы называют *двухзеркальными антеннами со смещенной фокальной осью*.

Форма антенны со смещенной фокальной осью может быть найдена путем вращения профиля двухзеркальной антенны типа офсет (см. рис. 12.40) вокруг оси, проходящей через фазовый центр облучателя и нижнюю кромку малого зеркала. Если исходной являлась антенна по схеме Грегори, то в результате получается двухзеркальная антенна с эллиптической образующей малого зеркала и смещенной осью большого зеркала, условно называемая АДЭ (рис. 12.41,*а*). Если исходной являлась антенна по схеме Кассегрена, то в результате получается антенна с гиперболической образующей малого зеркала (рис. 12.41,*б*), условно называемая АДГ.

Несложно видеть (рис. 12.41), что геометрическое место фокусов половин малого зеркала представляет собой окружность. Поэтому антенны со смещенной фокальной осью также называют *двухзеркальными антеннами с кольцевым фокусом*.

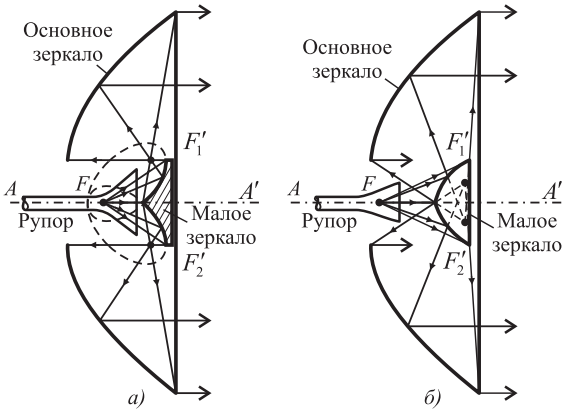


Рис. 12.41. Двухзеркальные антенны с кольцевым фокусом: *а* — АДЭ; *б* — АДГ

Схема антенны с кольцевым фокусом впервые была предложена англичанином J.L. Lee [80]. Однако первая практическая реализация антенны, схема которой изображена на рис. 12.41, была выполнена в нашей стране. Антенны данного типа нашли применение, в основном, на радиорелейных линиях связи [81, 82].

Методы и результаты анализа двухзеркальных антенн с кольцевым фокусом описаны в [39, 57, 83].

12.11.4. Конусно-параболические антенны

К конусно-параболическим антеннам относятся такие антенны, в которых основной рефлектор имеет форму конуса [84, 85]. Вспомогательный рефлектор в этом случае образован вращением относительно продольной оси антенны отрезков параболы с различной ориентацией фокальной оси (рис. 12.42). Указанные антенны получили название *конических двухзеркальных антенн* [57, 84].

К недостаткам конических двухзеркальных антенн следует отнести довольно сложную форму поверхности вспомогательного зеркала, отличную от параболоидальной.

В качестве малого зеркала можно использовать обычный параболоид вращения. При этом эффективность всей конусно-параболической антенны будет больше эффективности антенны с основным зеркалом того же размера, что и вспомогательный отражатель рассматриваемой антенны [86].

Схемы *конусно-параболических антенн* приведены на рис. 12.43. Представленные варианты антенн содержат обычную однозеркальную антенну *2* с облучателем *1*. Перед раскрывом однозер-

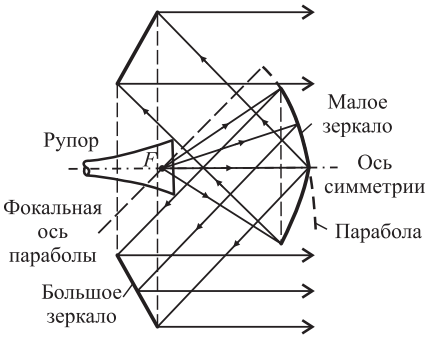


Рис. 12.42. Коническая двухзеркальная антенна

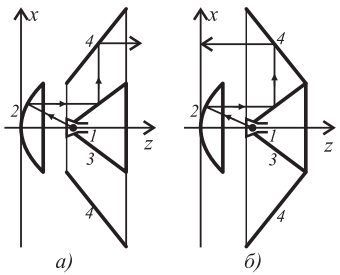


Рис. 12.43. Конусно-параболические антенны

кальной антенны соосно с ней расположен первичный конический отражатель *3*, обращенный вершиной в сторону параболоида так, что облучатель оказывается расположенным в вершине конуса.

Сочетание параболической антенны с первичным конусом представляет собой всенаправленную антенну с цилиндрическим фронтом волны, параллельным оси симметрии антенны. Рабочая поверхность основного зеркала образована усеченным конусом 4, сопряженным по малому диаметру усечения либо с периметром параболоида 2 (рис. 12.43,*а*), либо с периметром основания первичного конического отражателя 3 (рис. 12.43,*б*).

Как показывает анализ [57, 84, 86], конусно-параболические антенны обладают низкой эффективностью использования площади раскрыва и имеют довольно высокий (около -12 дБ) уровень первых боковых лепестков.

12.11.5. Антенны с кольцевым контррефлектором

Основное зеркало *антенн с кольцевым контррефлектором* выполняется на основе параболы со смещением фокальной оси относительно оси антенны на расстояние, равное или превышающее радиус раскрыва антенны (рис. 12.44). Контррефлектор таких антенн имеет форму цилиндрического кольца и расположен по периферии основного зеркала [87]. Эта антенны обладают высокими электрическими параметрами и позволяет совместить аппаратурный контейнер с полостью, образуемой конструкцией зеркала. Кольцевой цилиндрический контррефлектор одновременно является дополнительным экраном, позволяющим уменьшить прием теплового излучения окружающей среды.

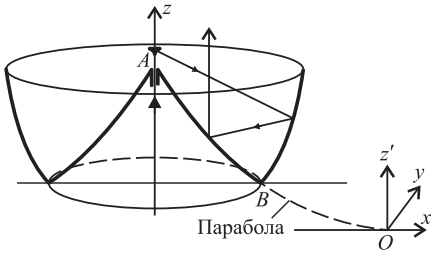


Рис. 12.44. Антенна с кольцевым контррефлектором

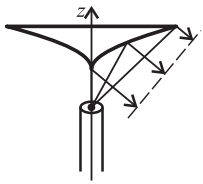


Рис. 12.45. Конструкция облучателя

В вершине выпуклой остроконечной фигуры, образованной вращением параболы, располагается облучатель, имеющий в плоскости xOy всенаправленную диаграмму направленности.

Кольцевой контррефлектор перемещает фазовый центр облучателя из вершины основного отражателя в фокальное кольцо. В зависимости от вида волны облучателя и геометрических соотношений сечение кольцевого отражателя плоскостью, проходящей через ось симметрии антенны, представляет собой прямую линию, гиперболу, эллипс либо параболу.

Наиболее простым по форме и более эффективным по характеристикам является вариант антенны с цилиндрическим контррефлектором, который расположен на равном удалении от оси антенны и от фокальной оси параболы.

Облучатель рассмотренных антенн конструктивно состоит из открытого конца круглого волновода и осесимметричного соосного рефлектора, рабочая поверхность которого образована вращением периферийной части параболы относительно оси, проходящей через её фокус и пересекающей фокальную ось под углом, близким к прямому (рис. 12.45).

Принципы действия, геометрические соотношения и основные электрические параметры антенны с кольцевым контррефлектором рассмотрены в [88].

12.11.6. Сферические зеркальные антенны

Для широкоугольного качания ДН антенны путем перемещения облучателя очень удобны антенны со сферической или круглоцилиндрической формой зеркал [89, 90]. Принцип действия таких антенн показан на рис. 12.46,*а*.

Поверхность сферического зеркала представляет собой часть поверхности сферы, а конструкция антенны с таким зеркалом аналогич-

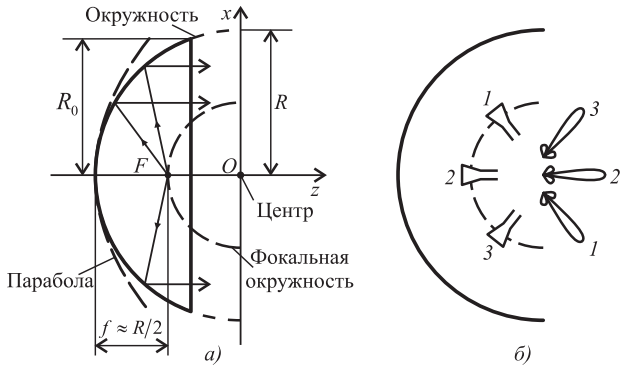


Рис. 12.46. Сфероидальная антенна: *а* — однолучевая; *б* — многолучевая

на конструкции антенны с зеркалом в виде параболоида вращения. Круглоцилиндрическое зеркало аналогично зеркалу в виде параболического цилиндра.

Оказывается, что часть поверхности сферического отражателя (в пределах $2\psi_0 \approx 30...45°$) практически совпадает с поверхностью параболоида вращения (пунктирная кривая), фокус которого F удален от центра сферы на расстояние $R/2$, равное половине радиуса сферы. Если в точке F разместить облучатель с мощностью излучения, сосредоточенной в основном в пределах угла $2\psi_0$, то сферический отражатель будет преобразовывать сферическую волну облучателя в плоскую.

Использование обычных облучателей (источников сферической волны) для антенн со сферическим рефлектором не продуктивно из-за наличия сферической абберации, приводящей к недопустимым фазовым искажениям в излучающем раскрыве антенны.

Для компенсации сферической абберации в качестве облучателя можно использовать набор дискретных излучателей, расположенных вдоль оси системы. При этом линия питания, соединяющая излучатели, должна обеспечивать фазовые сдвиги, необходимые для компенсации фазовых ошибок [57]. Такое устройство выполняется чаще всего в виде линейного источника [91].

Второй подход к устранению фазовых ошибок в раскрыве основан на использовании устройств компенсации фазовой абберации. В этом отношении целесообразно применять двухзеркальные схемы, в которых компенсация фазовых ошибок реализуется за счет подбора специальной формы контррефлектора.

В силу симметрии при заданном радиусе сферы и размере раскрыва характеристики антенны не зависят от того, в какой точке фокальной сферы находится облучатель. Поэтому перемещая облучатель

по этой сфере можно обеспечить отклонение максимума ДН в очень широких пределах.

Сферические зеркальные антенны также являются основой для построения многолучевых антенн. Если на фокальной сфере разместить несколько облучателей, то с помощью одного общего зеркала можно сформировать несколько независимых лучей (рис. 12.46,*б*). Такой подход позволяет эффективно использовать основное зеркало.

Следует отметить, что для повышения общей эффективности основное зеркало может иметь круглое сечение только в той плоскости, в которой требуется обеспечить качание лучом (сформировать несколько лучей) ДН, в другой плоскости сечение зеркала по-прежнему может иметь форму параболы. Указанные антенны носят название *тороидально-параболических антенн* [20, 57].

12.11.7. Зеркальные антенны с модифицированной формой поверхности

Кроме рассмотренных ранее классических типов двухзеркальных антенн, нередко используют антенны, рефлекторы которых уже не являются чистыми параболоидами и гиперболоидами (эллипсоидами). Изменение конфигурации профилей рефлектора и контррефлектора совершается с целью осмысленного изменения амплитудно-фазового распределения в раскрыве антенны. Эти изменения могут ставить перед собой различные цели: формирование сверхнизкого уровня боковых лепестков или повышение коэффициента усиления антенны.

На практике, как правило, решается вторая задача (увеличение КУ антенны). Это достигается за счет модификации формы контррефлектора так, чтобы при заданном облучателе он формировал как можно более равномерное распределение амплитуд. При этом для восстановления синфазности амплитуд необходимо изменить форму основного зеркала. В результате вместо пар параболоида и гиперболоид (эллипсоида) в качестве форм зеркал используются квазипараболоид и квазигиперболоид (квазиэллипсоид).

Имеются различные подходы к решению задачи о нахождении формы модифицированных поверхностей рефлекторов. Исторически первое решение задачи по модификации формы двухзеркальных антенн было получено методом геометрической оптики [92, 93].

При проектировании формы рефлектора требуется выполнять основные постулаты геометрической оптики [57]:

- обеспечить постоянство длины пути луча от облучателя до некоторой эквифазной поверхности;

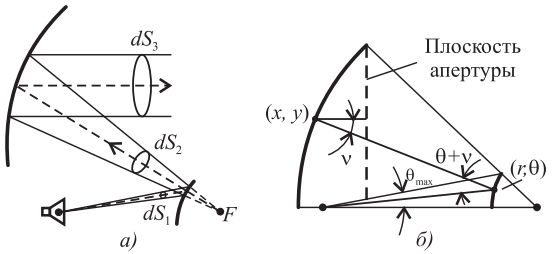


Рис. 12.47. К определению формы зеркал

- учесть, что отражение от поверхности подчиняется закону Снеллиуса;
- обеспечить постоянство мощности, передаваемой внутри лучевой трубки.

Для схемы антенны, изображенной на рис. 12.47,*а*, в любом сечении лучевой трубки (dS_1 — прямое поле облучателя; dS_2 — поле, отраженное от гиперболоида; dS_3 — поле, отраженное от параболоида) энергия остается постоянной.

Для того чтобы обеспечить одновременное выполнение двух требований: равномерность амплитудного распределения по всему раскрыву антенны и синфазность его возбуждения для заданной формы ДН облучателя $F_0(\theta)$, необходимо одновременное выполнение четырех условий [57]:

$$\frac{dr}{d\theta} = r\,\mathrm{tg}\,\frac{\theta+\psi}{2}; \tag{12.66}$$

$$\frac{dy}{dx} = -\,\mathrm{tg}\,\frac{\nu}{2}; \tag{12.67}$$

$$x^2 = x_{\max}^2 \frac{\displaystyle\int_0^{\theta} F_0(\xi)\sin\xi\,d\xi}{\displaystyle\int_0^{\theta_{\max}} F_0(\xi)\sin\xi\,d\xi}; \tag{12.68}$$

$$r + \frac{x - r\sin\nu}{\sin\nu} + y = \mathrm{const}, \tag{12.69}$$

где $(\theta+\psi)/2$ — угол падения луча на контррефлектор; $\nu/2$ — угол падения луча на основное зеркало; $x_{\max}$ — максимальный радиус основного зеркала; $\theta_{\max}$ — максимальное значение угла, под которым из фазового центра облучателя обозревается край рефлектора (рис. 12.47,*б*).

Анализ приведенной системы уравнений показывает, что уравнение (12.68) реализует требование о выполнении равенства плотности энергии в лучевых трубках. Уравнение (12.69) обеспечивает выпол-

нение равенства суммарных путей после двукратного переотражения. Уравнения (12.66) и (12.67) представляют собой дифференциальную запись закона отражения.

Можно показать, что система из четырех уравнений эквивалентна системе из трех уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\theta} &= x_{\max}^2 F_0(\theta)\frac{\sin\theta}{2Ax};\\ \frac{dy}{d\theta} &= -x_{\max}^2 F_0(\theta)\frac{\sin\theta}{2Ax}\operatorname{tg}\frac{\nu}{2};\\ \frac{dr}{d\theta} &= r\operatorname{tg}\frac{\theta+\psi}{2}, \end{aligned} \qquad (12.70)$$

где $A = \int_0^{\theta_{\max}} F_0(\xi)\sin\xi\, d\xi$.

Системы уравнений, подобных (12.70), обычно решаются численными методами на ЭВМ. Методику решения данных систем можно найти в [92, 93].

При использовании модифицированных зеркал можно добиться выигрыша в коэффициенте усиления примерно 0,7...0,9 дБ при частичной модификации и 1,3...1,6 дБ при полной модификации. Край модифицированного контррефлектора при этом возбуждается с уровнем поля $-20...-30$ дБ относительно его центра.

Наряду с рассмотренным выше методом синтеза профилей находят применение методы, основанные на теории дифракции [94] и современных методах оптимизации [95].

12.11.8. Перископические антенные системы, лучеводы и многозеркальные антенны

В некоторых случаях для увеличения радиуса действия СВЧ станций их антенны необходимо размещать на башнях или мачтах значительной высоты. Использование для питания антенн коаксиальных или волноводных линий в этом случае приводит к усложнению системы. Применение перископической антенной системы устраняет необходимость в длинных линиях передачи энергии [39].

Перископическая антенная система (рис. 12.48,*а, б*) состоит из нижнего зеркала-излучателя, расположенного на земле, и верхнего зеркала-переизлучателя, установленного на опоре. Нижнее зеркало может размещаться непосредственно у подножия опоры, так и на значительно удалении от нее (рис. 12.48,*а*).

Широко используется вариант построения перископической системы с нижним зеркалом, выполненным по схеме вынесенного облу-

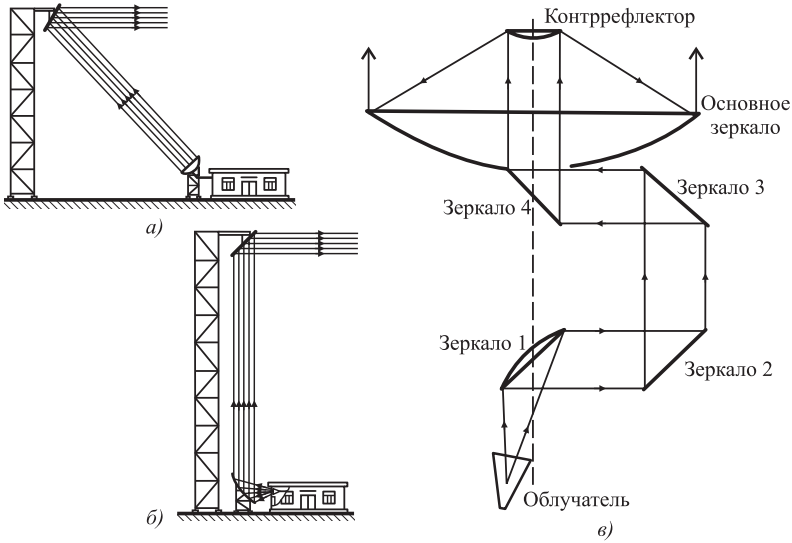


Рис. 12.48. Перископические системы и лучеводы

чения (рис. 12.48,*б*). При этом облучатель нижнего зеркала устанавливается непосредственно в техническом здании рядом с аппаратурой.

Верхнее зеркало-переизлучатель выполняется обычно плоским. Нижнее зеркало имеет параболоидальную форму. Возможно также использование нижних зеркал с эллипсоидальной формой. При этом геометрия зеркала подбирается так, чтобы фокусы эллипсоида совпадали с точкой вблизи центра верхнего зеркала и фазовым центром облучателя.

Контур раскрыва нижнего зеркала, выполненного в виде вырезки из параболоида, а также контур проекции раскрыва несимметричного нижнего зеркала на плоскость, перпендикулярную направлению распространения волны, являются окружностями. Контур верхних зеркал, применяемых на практике, может быть эллиптическим, прямоугольным или ромбовидным. При этом проекция раскрыва верхнего зеркала на плоскость, нормальную направлению распространения, имеет вид круга или квадрата.

По аналогии с перископическими антенными системами строятся сложные *лучеводы* (рис. 12.48,*в*), представляющие собой систему зеркал, обеспечивающих передачу принимаемого сигнала от основного зеркала к облучателю и далее ко входу приемного устройства [96].

На рис. 12.48,*в* зеркало 1 лучевода преобразует сферический фронт облучателя в плоский. Далее волна с плоским фронтом с

помощью плоских зеркал 3, 4 передается до двухзеркальной антенны, контррефлектор которой осуществляет обратное преобразование плоской волны в сферическую, облучающую основное зеркало.

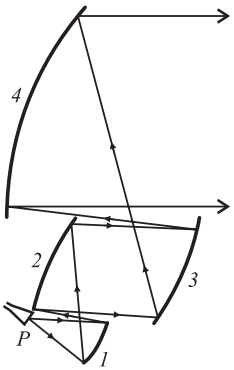


Рис. 12.49. Система из нескольких зеркал

Как показано в [22], использование лучеводов позволяет существенно снизить шумовую температуру системы. Это объясняется тем, что ДШТ окружающего лучевод пространства существенно меньше абсолютной физической температуры волноводного тракта.

Ранее рассматривались антенны, содержащие одно, либо два зеркала. Для формирования парциальных лучей в многолучевой антенне могут применяться сложные системы, состоящие из нескольких зеркал (рис. 12.49). Такой подход, как говорилось выше, позволяет существенно сократить потери в линии питания и уменьшить шумовую температуру системы.

12.12. Способы снижения бокового излучения зеркальных антенн

Важными характеристиками любой высоконаправленной антенны являются уровень боковых лепестков и распределение их в пространстве. В последнее время требования к боковому излучению антенн становятся все более жесткими, что вызвано необходимостью обеспечения электромагнитной совместимости различных радиосистем. В ряде случаев эти требования являются определяющими при выборе схемы и конструкции антенны.

Значительное влияние боковое излучение также оказывает на шумовую температуру приемных антенн [22] и на их помехозащищенность, т. е. способность выделить полезный сигнал на фоне каких-либо вредных помех.

К росту боковых лепестков антенны приводит ряд факторов: утечка части энергии облучателя за края зеркала, затенение раскрыва зеркала, искажение фазового фронта облучателя, неточность выполнения поверхности зеркала.

Методы учета влияния перечисленных факторов на ДН зеркальных антенн рассмотрены в [43, 57].

Для снижения бокового излучения антенн (и, как следствие, повышения их помехозащищенности) они должны конструироваться с учетом максимального уменьшения влияния перечисленных выше

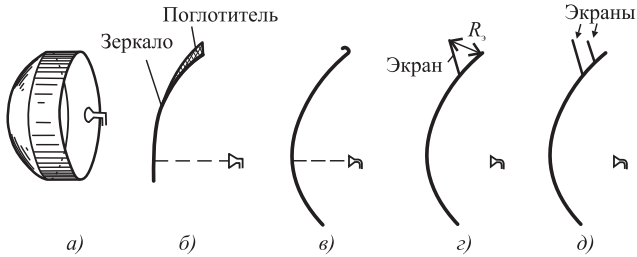


Рис. 12.50. Устройства снижения бокового излучения: *а* — бленда; *б* — поглощающий материал; *в* — скругленные кромки зеркала; *г, д* — дополнительные экраны

факторов. В частности, рабочие поверхности антенн должны выполняться с повышенной точностью, затенение раскрыва облучателем и его креплением должно быть минимально; необходимо использовать облучатели с малым боковым излучением и др. Кроме выполнения этих общих требований, можно использовать специальные способы и устройства [43].

Создание в раскрыве антенны распределения поля специального вида. Как было показано в главе 10, антенны, в раскрыве которых распределение поля обеспечивает нулевое возбуждение кромки, имеют пониженный уровень боковых лепестков. Уровень обратного излучения в этом случае также мал за счет того, что дифракция поля облучателя на кромке антенны в этом случае выражена намного слабее.

Требуемое распределение поля обычно создается либо путем подбора ДН облучателя, либо модификацией формы зеркал, рассмотренной в п. 12.11.7.

Использование цилиндрических экранов (бленд). Установка по контуру антенны цилиндрического экрана (рис. 12.50,*а*) позволяет существенно снизить дальнее боковое излучение и излучение в заднем полупространстве. Длину экрана при этом подбирают так, чтобы уровень возбуждения его кромки был близок к нулю. С целью уменьшения боковых лепестков в переднем полупространстве внутреннюю поверхность бленды покрывают поглощающим материалом. Использование бленд позволяет снизить боковое излучение на 5...10 дБ.

Использование поглощающих материалов. Если периферийная часть отражающей поверхности антенны покрыта поглощающим материалом (рис. 12.50,*б*), то распределение поля в апертуре будет близко к распределению с нулем на краю зеркала. Такое распределение, как уже отмечалось, приводит к снижению УБЛ.

Следует отметить, что неминуемое уменьшение КУ антенны в этом случае, а также отсутствие эффективных и недорогих поглощающих материалов привели к тому, что широкого распространения подобные устройства не получили.

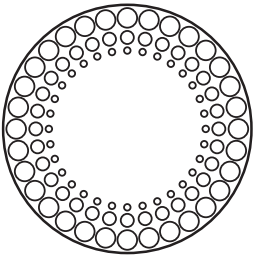


Рис. 12.51. Металлический лист с перфорацией

Добиться снижения дальнего бокового излучения антенны можно за счет выполнения периферийной части антенны не из радиопоглощающего, а из частично радиопрозрачного материала. Проще всего такой материал выполнить в виде металлического листа, поверхность которого перфорирована отверстиями (рис. 12.51). Изменяя размеры отверстий и их плотность расположения, можно добиться уменьшения интенсивности рассеянного поля.

Скругление периферийной части поверхности зеркала (см. рис. 12.50,*в*) также приводит к уменьшению излучения в задних квадрантах.

Использование дополнительных экранов. Уровень дифракционного поля в задних квадрантах может быть уменьшен путем использования дополнительных экранов (см. рис. 12.50,*г, д*). У такой антенны уровень поля в заднем полупространстве определяется последовательной дифракцией поля облучателя на кромке антенны и кромке экрана. Анализ показывает, что уменьшение излучения назад приближенно определяется выражением [43]

$$\gamma \approx A\sqrt{\lambda/R_э},$$

где $R_э$ — расстояние между кромками экрана и зеркала (рис. 12.50,*г*); A — коэффициент, определяемый углами дифракции. Обычно $A = 0,7...1,0$.

Использование экрана позволяет уменьшить уровень поля в заднем полупространстве на 8...14 дБ. Уменьшение уровня на 20...25 дБ может быть обеспечено установкой двух последовательно расположенных экранов (см. рис. 12.50,*д*).

Защитные экраны могут выполняться из листового металла или густой проволочной сетки, причем жестких требований к точности выполнения и установки экранов не предъявляется.

Расфазировка кромочных токов. Если кромка зеркала антенны представляет собой окружность с центром, лежащим на фокальной оси параболоида, то все токи возбуждаются синфазно, что обеспечивает высокий уровень поля в обратном (по отношению к главному

лепестку) направлении. Для уменьшения этого поля необходимо придать кромке параболоида такую форму, при которой парциальные дифракционные поля, возбуждаемые отдельными участками кромок, были бы расфазированы в направлениях, близких к обратному. На рис. 12.52 приведены типовые формы расфазирующих кромок.

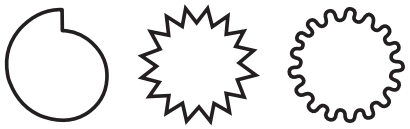


Рис. 12.52. Расфазирующие кромки: *а* — спиральная; *б* — треугольная; *в* — лепестковая

Использование расфазирующих кромок позволяет снизить уровень обратного излучения на 5...6 дБ.

Следует отметить, что расфазирующие кромки (рис. 12.52) могут применяться также по отношению контррефлектору двухзеркальной антенны. В этом случае они позволяют снизить влияние контррефлектора на облучатель и улучшить согласование антенны.

Вопросы к главе 12

1. Из чего состоит однозеркальная зеркальная антенна?
2. Какие методы расчёта зеркальных антенн Вам известны?
3. Какова последовательность расчёта зеркальных антенн апертурным методом?
4. Как зависит КИП и уровень боковых лепестков зеркальных антенн от амплитудного распределения поля в раскрыве?
5. При каких условиях достигается максимальный коэффициент усиления зеркальной антенны?
6. В чем заключается суть оптимизации зеркальной антенны для получения максимальной шумовой добротности?
7. Что такое кроссполяризация и каковы причины её возникновения?
8. Сформулируйте требования к облучателю зеркальной антенны.
9. Какие типы облучателей Вам известны?
10. Как можно управлять направлением главного лепестка диаграммы направленности зеркальной антенны?
11. Нарисуйте схему и поясните принцип действия двухзеркальной антенны.
12. Чем антенна Кассегрена отличается от антенны Грегори?
13. В чем заключается приближенный метод расчета двухзеркальной антенны?
14. Как можно устранить воздействие зеркала на облучатель?
15. В чем состоит принцип действия антенны с вынесенным облучателем?
16. Как реализуется двухзеркальная антенна с кольцевым фокусом?
17. Что из себя представляет антенна с кольцевым контррефлектором?
18. Что такое сфероидальная антенна?
19. С какой целью модифицируют форму зеркал?
20. Из чего состоят и для чего нужны перископические антенные системы?
21. Какие способы снижения бокового излучения зеркальных антенн Вам известны?

ГЛАВА 13
АНТЕННЫ БЕГУЩИХ ВОЛН

13.1. Общие сведения об антеннах поверхностных волн

Рассмотренные ранее рупорные, линзовые и зеркальные антенны являются апертурными антеннами. Для создания остронаправленного излучения поле в раскрыве таких антенн синфазно или близко к синфазному. Поэтому антенны излучают в направлении, перпендикулярном плоскости раскрыва (как синфазные антенные решетки).

Наряду с ними в диапазонах УВЧ и СВЧ находят применение и другие антенны, подобные проволочным антеннам бегущей волны и излучающие в продольных направлениях (режим осевого или наклонного осевого излучений). К ним относятся *антенны поверхностных волн* (АПВ).

Антенна поверхностных волн состоит двух основных конструктивных элементов: из *возбудителя 1* и *направителя 2* (рис. 13.1). Возбудитель конструируют так, чтобы он трансформировал как можно большую часть энергии от линии питания в направитель. При этом волна, распространяющаяся вдоль направителя, является поверхностной волной. Основным излучающим элементом антенны является направитель.

Непосредственное излучение возбудителя обычно имеет слабую направленность и поэтому, в основном, формирует боковые лепестки ДН. Кроме того, это излучение интерферирует с излучением направителя и влияет на форму главного лепестка.

Направитель антенны поверхностных волн представляет собой часть линии передачи поверхностной волны. Как известно, фазовая скорость такой волны меньше скорости света, поэтому для формирования поверхностной волны в качестве направителя используют замедляющие структуры.

Обычно направитель выполняется либо в виде диэлектрической пластины (рис. 13.1,*а, б, е, ж*), либо металлической ребристой струк-

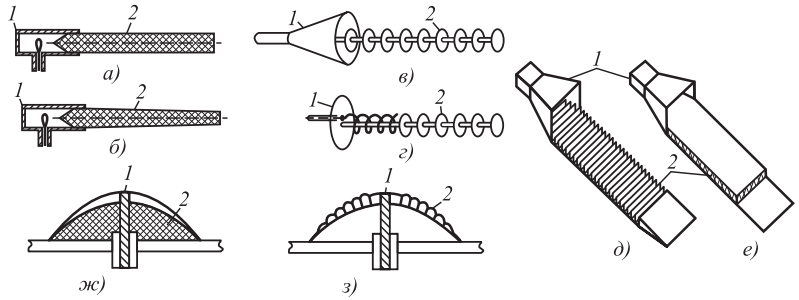


Рис. 13.1. Антенны поверхностных волн: *а, б* — стрежневые диэлектрические; *в, г* — ребристо-стержневые; *д, е* — плоские линейные; *ж, з* — дисковые

туры (рис. 13.1,*в–д, з*). В зависимости от конструкции направителя АПВ подразделяют на стержневые (рис. 13.1,*а–г*), плоские линейные (рис. 13.1,*д, е*) и дисковые (рис. 13.1,*ж, з*).

В линейных и дисковых антеннах замедляющая структура располагается над металлическим экраном. Наибольшее распространение получили антенны, представленные на рис. 13.1,*а, б* и 13.1,*в, г*. Первая из них называется *диэлектрической стержневой антенной*, вторая — *ребристо-стержневой антенной*.

Для согласования антенны со свободным пространством высоту направителя к концу, удалённому от возбудителя, уменьшают (рис. 13.1,*б*), благодаря чему фазовая скорость поверхностной волны в конце направителя приближается к скорости света. В результате уменьшается отражение волны от этого конца, и вдоль направителя распространяется бегущая волна, что позволяет рассматривать АПВ как один из вариантов антенн, работающих в режиме осевого излучения. У таких антенн, как известно, главный лепесток ДН ориентирован вдоль направления движения волны от возбудителя к направителю. С другой стороны, АПВ можно отнести также к апертурным антеннам с апертурой в виде поверхности направителя. Поэтому можно определить касательные составляющие электрического и магнитного полей на поверхности направителя и рассматривать каждый элемент поверхности как элементарный излучатель. С учётом апертурного метода после этого можно определить поле излучения антенны поверхностных волн.

В качестве возбудителей плоских линейных и стержневых антенн используются излучатели в виде рупора (рис. 13.1,*в, д, е*), вибратора с рефлектором, решётки щелей или открытого конца волновода (рис. 13.1,*а, б*). Для формирования вращающейся поляризации используют возбудитель в виде спиральной антенны (рис. 13.1,*г*).

Особенностью антенн поверхностных волн является малая высота направителя, что это позволяет использовать их в качестве *маловыступающих* на плоской поверхности или *невыступающих* антенн. Одним из примеров такого применения является использование линейной плоской антенны в качестве глиссадной, встроенной заподлицо в посадочную полосу аэродрома.

Применяются антенны поверхностных волн также на летательных аппаратах, где роль металлической подложки играет обшивка летательного аппарата. Место установки антенны существенно влияет на её направленные свойства, поэтому стержневые антенны для уменьшения лобового сопротивления устанавливаются по продольной оси летательного аппарата в его носовой или хвостовой части. Стержневые антенны и их элементы применяются также в качестве облучателей зеркальных антенн.

Недостатком антенн поверхностных волн является относительно высокий уровень боковых лепестков ДН. Антенны с диэлектрическим направителем имеют заметные электрические потери. Кроме этого при увеличении длины волны резко увеличивается вес антенны. Для его уменьшения иногда применяют стержневые диэлектрические антенны полой (трубчатой) конструкции, например, из стеклопластика.

13.2. Плоские линейные антенны поверхностных волн

13.2.1. Антенна с диэлектрическим направителем

Направленные свойства антенны поверхностных волн можно рассмотреть на примере *линейной диэлектрической антенны*, представленной на рис. 13.2.

Для простоты анализа можно считать, что длина части экрана за пределами направителя велика и $L_э = \infty$.

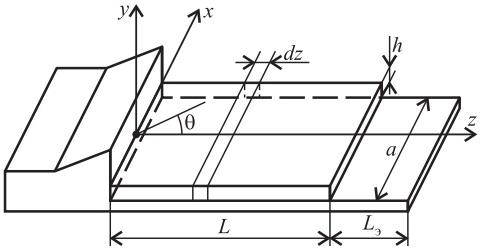


Рис. 13.2. Линейная диэлектрическая антенна

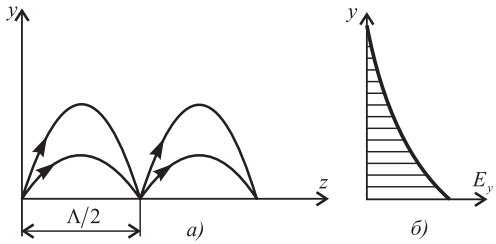


Рис. 13.3. Волна основного типа в направителе

Как известно из электродинамики [37], если в раскрыве возбуждающего рупора вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ параллелен оси Oy, вдоль направителя распространяются волны E типа. Если относительная диэлектрическая проницаемость тела направителя равна ε, то при высоте направителя такой, что

$$h < \frac{\lambda}{2}\sqrt{\varepsilon - 1},$$

будет распространяться только волна E_0 (рис. 13.3,*а*), для которой не существует критической длины волны. Амплитуда поля этой волны убывает по экспоненциальному закону в направлении оси Oy (рис. 13.3,*б*).

Волна типа E_0 имеет две составляющие: E_y и E_z, а поверхностная волна распространяется вдоль оси Oz с фазовой скоростью υ_Φ, которая определяется из трансцендентного уравнения [56]

$$\operatorname{tg}\left(kh\sqrt{\varepsilon - \xi^2}\right) = \frac{\varepsilon\sqrt{\xi^2 - 1}}{\sqrt{\varepsilon - \xi^2}}, \qquad (13.1)$$

где $\xi = c/\upsilon_\Phi$ — коэффициент замедления.

Как видно из (13.1), при $kh \to 0$ коэффициент замедления $\xi \to 1$ и $\upsilon_\Phi \to c$. С увеличением kh коэффициент замедления стремится к значению коэффициента преломления $\xi \to \sqrt{\varepsilon}$ и фазовая скорость $\upsilon_\Phi = c/\sqrt{\varepsilon}$. Таким образом, величина фазовой скорости находится в пределах

$$\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \leqslant \upsilon_\Phi \leqslant c.$$

Без учёта излучения боковых и торцевых стенок направителя в первом приближении можно считать, что излучающий раскрыв антенны имеет размеры $L \times a$. Амплитудно-фазовое распределение в таком прямоугольном раскрыве можно считать разделяющимся по координатам. Вдоль оси Oz фаза волны изменяется по закону бегущей волны,

а амплитуда в первом приближении считается постоянной (из-за малости потерь в диэлектрике и подложке). По оси Ox распределение поля считается таким же, как в возбудителе.

Из этого следует, что ДН антенны в плоскости yOz (плоскости E) зависит только от относительного продольного размера диэлектрической пластины L, и по теореме умножения ДН (5.11) имеет вид

$$F(\theta) = F_0(\theta) f_c(\theta), \tag{13.2}$$

где $F_0(\theta)$ — ДН элементарного излучателя, $f_c(\theta)$ — ДН непрерывной прямолинейной системы осевого излучения с равномерным по амплитуде распределением. В соответствии с формулой (5.36)

$$f_c(\theta) = \frac{\sin[0{,}5kL(\xi - \cos\theta)]}{0{,}5kL(\xi - \cos\theta)}. \tag{13.2}$$

В качестве элементарного излучателя рассматривается элементарная полоска длиной dz (рис. 13.2). На поверхности направителя касательная составляющая напряжённости электрического поля ориентирована вдоль оси Oz, и такую полоску можно рассматривать как прямолинейную щель, для которой в E-плоскости $F_0(\theta) = 1$.

Так как коэффициент замедления $\xi > 1$, то главный лепесток ДН ориентирован вдоль оси Oz, а сама ДН типична для антенн осевого излучения.

Формула (13.3) получена в предположении постоянства высоты направителя и $\xi = \text{const}$. Однако для согласования антенны со свободным пространством к концу излучателя эту высоту уменьшают. В этом случае в формулу (13.3) необходимо подставить среднее по всей длине антенны значение высоты направителя.

Оптимальная длина антенны при максимальном КНД определяется формулой

$$L_{\text{опт}} = \frac{\lambda}{2}(\xi - 1), \tag{13.4}$$

Диаграмма направленности антенны в плоскости xOz (в плоскости H) также определяется согласно (13.2), где теперь $F_0(\theta)$ — ДН полоски шириной a, аналогичная ДН возбудителя в плоскости H, поскольку размер и амплитудно-фазовое распределение вдоль оси Ox как полоски, так и возбудителя одинаковы.

Реальные антенны имеют конечную длину экрана в виде подложки, поэтому у его края происходит дифракция волн, влияющая на форму ДН. При отсутствии выступа у экрана, когда $L_э = 0$, хорошее совпадение расчётов и эксперимента может быть получено, если в

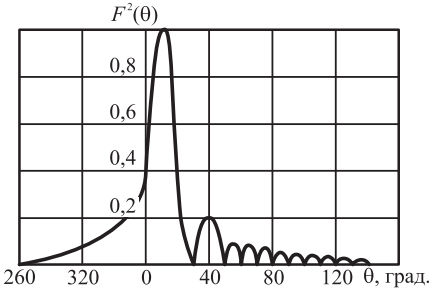


Рис. 13.4. ДН антенны с диэлектрическим вкладышем

формуле (13.2) под множителем $F_0(\theta)$ понимать ДН излучателя Гюйгенса на поверхности раскрыва антенны [97]. Можно показать, что

$$F_0(\theta) = \sqrt{\xi^2 - \cos^2\theta}. \tag{13.5}$$

Максимальных значений функции $F_0(\theta)$ и $f_c(\theta)$ достигают при углах $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 0^\circ$ соответственно. Поэтому главный лепесток ДН антенны отклоняется от плоскости экрана на угол тем меньший, чем больше длина антенны и замедление ξ. Типичная ДН антенны поверхностных волн с диэлектрическим вкладышем приведена на рис. 13.4, из которого видно, что слабое излучение наблюдается и в затенённое полупространство под экраном.

При наличии выступа у экрана, когда $L_э \neq 0$, для определения поля излучения необходимо учитывать ещё и токи, обтекающие выступающую часть экрана, что значительно усложняет расчёт.

Волны типа H могут распространяться вдоль направителя в том случае, если вектор напряжённости электрического поля в раскрыве возбудителя (см. рис. 13.2) параллелен оси Ox.

В отличие от волны E_0 волна типа H_0 имеет критическую длину. Поэтому для того чтобы она могла существовать, необходимо выполнить условие [56]

$$h > 0{,}25\lambda/\sqrt{\varepsilon - 1}.$$

Расчёт поля излучения антенны при возбуждении волны H_0 проводится так же, как и в случае волны типа E_0. Различие в расчёте состоит в том, что при волне типа H_0 главный лепесток ДН отклоняется от плоскости экрана не только при конечной, но и при бесконечной его длине. Это объясняется тем, что касательная составляющая напряжённости электрического поля в раскрыве антенны параллельна оси Ox (см. рис. 13.2). Следовательно, ДН элементарного излучате-

ля в плоскости yOz должна рассчитываться (как и для элементарной щели в плоскости H) по формуле

$$F_0(\theta) = \sin\theta.$$

Поэтому излучение вдоль экрана при $\theta = 0^\circ$ в случае волны типа H_0 отсутствует.

13.2.2. Антенна с ребристым направителем

Из теории электромагнитного поля известно [31], что поверхностные волны типа E могут распространяться вдоль ребристой проводящей структуры. Наибольший практический интерес представляет волна типа E_0, структура которой подобна структуре волны типа E_0 над диэлектрическим замедлителем (см. рис. 13.2). Условие существования поверхностной волны в этом случае имеет вид [56]

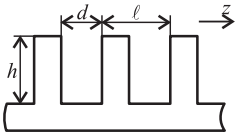


Рис. 13.5. Ребристая структура

$$\ell < \lambda/2\xi,$$

где ℓ — период ребристой структуры (рис. 13.5).

Поверхностная волна E_0 распространяется в направлении оси Oz перпендикулярно рёбрам структуры с фазовой скоростью, определяемой приближённо по формуле [4]

$$\frac{c}{\upsilon_\Phi} = \xi \approx \sqrt{1 + \left[\frac{d}{\ell}\,\mathrm{tg}(kh)\right]^2}, \qquad (13.6)$$

где h и d — соответственно высота и ширина профиля канавок.

Из формулы (13.6) видно, что с увеличением высоты канавки фазовая скорость убывает и уже при высоте $h = \lambda/4$ становится равной нулю, что соответствует прекращению распространения поверхностной волны. Детальный анализ процесса показывает, что отношение h/λ, при котором происходит срыв распространения, зависит от плотности структуры, т. е. от отношения h/ℓ.

Результаты расчёта зависимости фазовой скорости распространении вдоль ребристой структуры волны типа E_0 от относительной глубины канавок приведены на рис. 13.6. Обрывы кривых фазовой скорости соответствуют срыву распространения поверхностной волны.

При известной фазовой скорости распространения расчёт диаграмм направленности ребристых антенн не отличается от расчёта ДН аналогичных антенн с диэлектрическим направителем.

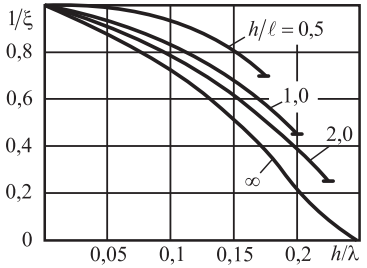


Рис. 13.6. Зависимость фазовой скорости от параметров ребристой структуры

13.3. Стержневые антенны поверхностных волн

13.3.1. Стержневая диэлектрическая антенна

Стержневая диэлектрическая антенна имеет вид, представленный на рис. 13.1,*а*, и состоит из сплошного диэлектрического стержня, возбуждаемого коротким отрезком волновода. Материалом для изготовления стержня могут служить диэлектрики с малыми активными потерями, определяемыми тангенсом угла потерь (около $10^{-3}...10^{-4}$) с относительной диэлектрической проницаемостью в несколько единиц (полистирол, тефлон, стеатит и др.).

Наибольшее распространение получили диэлектрические антенны круглого сечения, однако поперечное сечение стержня также может быть прямоугольным или квадратным. В случае длины рабочей волны 10 см или более, питание диэлектрической антенны осуществляется с помощью коаксиального фидера (рис. 13.7).

Первичным возбудителем при этом служит короткий отрезок центральной жилы кабеля, представляющий собой несимметричный вибратор, выступающий внутрь короткозамкнутого торца круглого волновода. Длина вибратора и его удаление от торца выбираются из условия согласования сопротивления антенны с волновым сопротивлением питающего фидера.

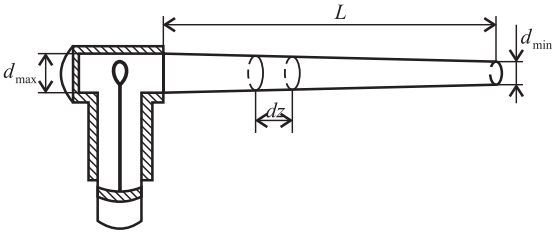


Рис. 13.7. Стержневая диэлектрическая антенна

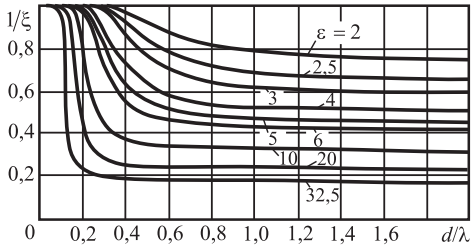


Рис. 13.8. Зависимость фазовой скорости от параметров диэлектрического стержня

В диапазоне сантиметровых волн для возбуждения диэлектрической антенны обычно используют волновод круглого или прямоугольного поперечного сечения. В этом случае для согласования стержня с волноводом на конце волновода располагают согласующую камеру, а начальный участок диэлектрического стержня выполняется в виде конуса, выступающего в волновод с постепенным увеличением диаметра стержня (см. рис. 13.1,*б*).

При расчёте параметров диэлектрической антенны предполагается, что вдоль стержня распространяются такие же типы волн, что и вдоль бесконечно длинного диэлектрического волновода. При рассмотренных выше способах возбуждения вдоль стержня может распространяться основная несимметричная поверхностная волна типа HE_{11}, структура которой подробно рассмотрена в [31, 37]. Часть энергии этой волны распространяется внутри поверхности стержня, а часть — в пространстве, окружающим стержень. Интенсивность возбуждения поверхностной волны существенно убывает в радиальном направлении при движении в сторону оси стержня.

Фазовая скорость распространения электромагнитной волны вдоль диэлектрического стержня зависит от диэлектрической проницаемости материала и отношения диаметра стержня d к длине волны (рис. 13.8). С уменьшением относительного диаметра стержня фазовая скорость распространения приближается к скорости света.

Дня каждого значения диэлектрической проницаемости материала стержня существует такое отношение d/λ, при котором фазовая скорость волны в стержне и скорость света уже практически равны. Диаметр стержня, соответствующий этому условию, может быть определен по формуле [4]

$$d_{\min} \approx \lambda/\sqrt{2{,}5\pi(\varepsilon - 1)} \approx 0{,}4\lambda/\sqrt{\varepsilon - 1}. \qquad (13.7)$$

В продольно излучающих антеннах повышение направленности излучения достигается за счёт того, что фаза питания каждого последующего элемента отстаёт по отношению к фазе питания предыдущего

элемента антенны. В диэлектрической стержневой антенне это условие выполняется за счёт изменения диаметра стержня, плавно убывающего к излучающему концу (рис. 13.7). Если при выборе диаметра конца стержня соблюдается условие (13.7), то отражение от этого конца отсутствует, вдоль стержня распространяется бегущая направленная волна, поскольку каждый последующий по ходу движения волны элемент стержня питается с запаздыванием по фазе по сравнению с предыдущим элементом.

В случае чисто цилиндрической формы стержня часть энергии отражается от его конца и излучается в обратном направлении, что приводит к увеличению уровня задних и боковых лепестков ДН.

Для неискажённого формирования ДН важно, чтобы вдоль стержня не распространялись высшие типы волн. Для этого максимальный диаметр стержня должен удовлетворять неравенству [4]

$$d_{\max} \leqslant \lambda/\sqrt{\pi(\varepsilon-1)} \approx 0,6\lambda/\sqrt{\varepsilon-1}. \qquad (13.8)$$

При расчёте поля излучения конический стержень заменяется цилиндрическим, диаметр которого равен среднему диаметру конического стержня

$$d = \frac{d_{\max} + d_{\min}}{2}.$$

Под излучающим раскрывом стержневой антенны поверхностных волн понимают боковую поверхность стержня. Поскольку касательные составляющие напряжённости электрического и магнитного полей к поверхности стержня известны из решения уравнений Максвелла для бесконечного диэлектрического волновода, то можно определить поле излучения стержня конечной длины.

Диаграмма направленности стержневой антенные выражается формулой (13.2), где $f_c(\theta)$ — по-прежнему множитель системы (13.3). Что касается одиночных излучателей, из которых состоит непрерывная система, то под ними понимаются участки стержня длиной dz (рис. 13.7). Диаграмма направленности каждого такого участка в плоскостях E и H соответственно имеет вид

$$F_{0E}(\theta) = \frac{J_1(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta}; \quad F_{0H}(\theta) = \frac{J_1(ka\sin\theta)\cos\theta}{ka\sin\theta},$$

где $a = d/2$, а угол θ отсчитывается от оси стержня. Поскольку длина антенны $L \gg a$, то форма ДН всей стержневой антенны в основном определяется множителем системы (13.3).

Оптимальная длина диэлектрического стержня $L_{\text{опт}}$ определяет-

ся по формуле (13.4), а КНД — по формуле

$$D \approx 4L/\lambda.$$

При увеличении длины стержня ширина главного лепестка уменьшается, если $L < L_{\text{опт}}$, но при $L > L_{\text{опт}}$ также увеличивается уровень боковых лепестков и может наступить раздвоение главного лепестка ДН.

Для формирования волны типа HE_{11} применяется возбудитель в виде рупора или симметричного вибратора, перпендикулярного оси антенны, излучение антенны в заднее полупространство в последнем случае устраняется рефлектором.

С помощью антенны в виде одиночного стержня можно реализовать ширину главного лепестка не менее 15...25°. Для получения более узких диаграмм направленности применяются синфазные решётки стержневых излучателей.

13.3.2. Ребристо-стержневая антенна

При необходимости диэлектрическая антенна с осесимметричной волной типа E_{10} может применяться для получения воронкообразной по форме ДН. В этих случаях используется антенна ребристо-стержневого типа. Такая антенна (см. рис. 13.1,*в*) состоит из ряда параллельных металлических дисков, расположенных вдоль металлического стержня вдоль оси антенны.

Расчёт электрических параметров ребристо-стержневой антенны производится по схеме расчёта параметров диэлектрической стержневой антенны.

Ребристо-стержневую антенну можно рассматривать также как директорную антенну, у которой диски играют роль пассивных вибраторов. Но поскольку эти диски имеют большой диаметр, то ребристо-стержневая антенна более широкополосна по сравнению с обычной директорной антенной.

Ребристо-стержневые антенны находят применение в качестве авиационных, автомобильных и корабельных антенн сантиметровых, дециметровых и, редко, метровых волнах. Для уменьшения веса и парусности диски рефлектора в последнем случае изготавливаются из сетки или перфорированного металлического листа.

13.4. Дисковые антенны поверхностных волн

Плоские линейные и стержневые антенны поверхностных волн являются односторонне направленными. В отличие от них дисковые

антенны поверхностных волн (см. рис. 13.1,*ж, з*) являются ненаправленными в плоскости диска и обладают направленностью в плоскости, содержащей оси симметрии диска.

Цилиндрическая поверхностная волна распространяется от расположенного в центре антенны возбудителя (несимметричного вибратора) к периферии диска. Если мысленно разбить диск на ряд секторов, то каждый из них можно рассматривать как продольно-излучающую антенну поверхностных волн, главный лепесток которой направлен в сторону движения поверхностной волны и несколько отклонён от металлической подложки (из-за конечных размеров диска). Диаграмма направленности всей антенны имеет вид сплюснутого тора.

Направитель антенны изготовляют в виде либо диэлектрического, либо ребристого металлического диска, толщина которого убывает к периферии для согласования антенны со свободным пространством.

Для расчёта ДН дисковой антенны определяют предварительно фазовую скорость поверхностной волны, а затем вычисляют поле излучения круглого раскрыва антенны.

13.5. Антенны вытекающих волн*

Вытекающая волна относится к классу бегущих волн, фазовая скорость v_Φ которой больше скорости света c. Поэтому вытекающие волны еще называют *ускоренными*. Особенность данного типа волн заключается в том, что распространяющаяся в волноведущей линии ускоренная волна имеет две составляющие вектора Пойнтинга — нормальную и тангенциальную относительно оси линии, причем обе составляющие являются действительными величинами. Следовательно, результирующий вектор Пойнтинга будет направлен относительно излучающей поверхности под некоторым углом $\theta_0 = c/v_\Phi$ [98].

Антенны, использующие режим вытекающей волны, называются *антеннами вытекающих волн* (АВВ).

Принцип действия АВВ основан на том, что если в линию питания включить малые неоднородности, то распространяющаяся в линии электромагнитная волна станет частично излучаться в окружающее антенну пространство. Волну, распространяющуюся в волноведущей линии, называют *волной питания*, а излучающуюся на неоднородностях, — *волной излучения*. При слабой интенсивности вытекания

---

* Параграф написан А.Ю. Виноградовым.

режим волноведущей линии подобен режиму регулярной линии, а амплитуда поля волны питания медленно убывает в направлении распространения. При этом амплитуда поля волны излучения возрастает вдоль волноведущей линии.

Таким образом, вытекающие волны, в отличие от поверхностных волн, характеризуется возрастанием поля в перпендикулярном к волноведущей линии направлении и слабо связаны с излучающей структурой. Поэтому при наличии неоднородностей в линии вытекающие волны характеризуются практически полным излучением подводимой к антенне энергии. Степень преобразования волны питания в волну излучения характеризует *коэффициент использования волны питания* [99]

$$q = P_{\text{пит}}(L)/P_{\text{пит}}(0), \tag{13.9}$$

где $P_{\text{пит}}(0)$ — мощность волны питания в начале антенны; $P_{\text{пит}}(L)$ — мощность волны питания в конце антенны.

АВВ являются плавным переходом от линии питания к окружающему антенну пространству, который осуществляет постепенную трансформацию по длине антенны поля волны питания в поле волны излучения. При этом доля связанной энергии сосредоточена внутри линии, а не на поверхности антенны. По этим двум причинам воздействие внешней среды изменяет степень связи волны питания с излучаемой волной без нарушения режима плавной трансформации структуры поля. Это объясняет меньшую зависимость электрических характеристик АВВ от параметров окружающего пространства по сравнению с другими типами антенн.

Другим достоинством АВВ является возможность практически независимого изменения амплитудного и фазового распределения поля в антенне. Фазовое распределение зависит от фазовой скорости вытекающей волны, а амплитудное — от удельной интенсивности вытекания. Фазовая скорость определяется параметрами волноведущей линии и близка к фазовой скорости линии без неоднородностей. Амплитудное распределение зависит от степени связи элементов с линией питания. Чем сильнее эта связь, тем интенсивнее излучение антенны на единицу длины волны. Амплитуда возбуждения и соотношение фаз отдельных излучающих элементов подбирается либо изменением их связи с линией, либо модуляцией параметров линии по ее длине. Благодаря этому в антенне можно получать сложные амплитудно-фазовые распределения и ДН заданных форм и направлений.

Конструктивно АВВ представляют собой линий питания различных видов с включенными в них неоднородностями. Выбор волно-

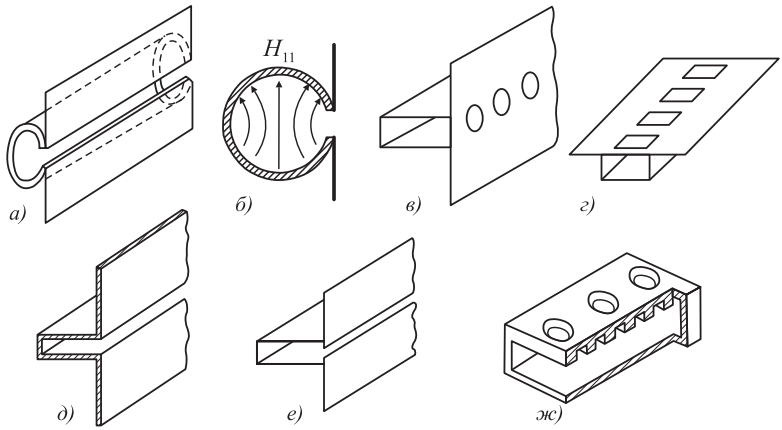


Рис. 13.9. Виды антенн вытекающих волн на базе волноводных линий

ведущих линий достаточно велик. Например, это могут быть металлические и ленточные волноводы, однопроводные, многопроводные и полосковые линии.

Волноводно-щелевые антенны (рис. 13.9), в которых используется режим вытекающей волны, имеют достаточно большие геометрические размеры.

Продольный размер таких антенн определяется расстоянием между щелями и требованиями к электродинамическим параметрам антенны, поперечные размеры — условиями распространения возбуждающего типа волны. Кроме того, к волноводно-щелевым антеннам предъявляется требование высокой точности изготовления волноведущей линии.

Для уменьшения поперечных размеров АВВ и существенного упрощения процесса их изготовления О.Н. Терешиным и его учениками были разработаны малогабаритные антенны, представляющие собой полупрозрачные периодически нагруженные импедансные структуры низко расположенные над проводящим экраном.

В настоящее время в качестве излучающих в этом типе АВВ применяются следующие типы структур:

1) двумерно периодические структуры;

2) полосковые линии с модулированным волновым импедансом;

3) периодические нагруженные щелевые структуры.

Внешний вид антенн и соответствующие им диаграммы направленности приведены на рис. 13.10.

Первый тип структур представляет собою систему проводов с периодически включенными в них ёмкостными нагрузками.

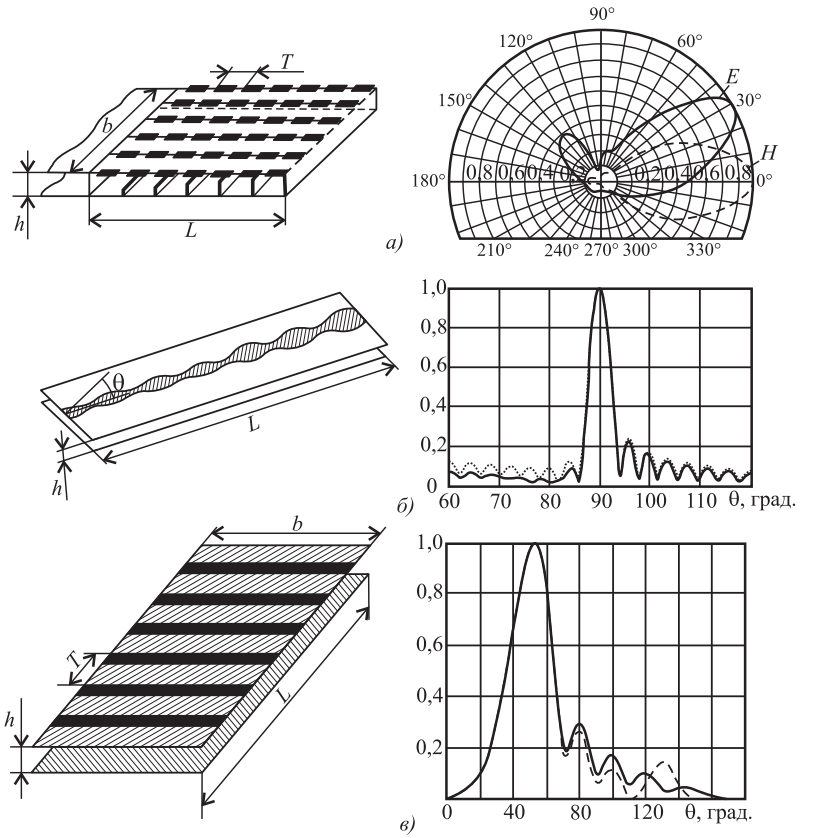


Рис. 13.10. Примеры излучающих структур антенн вытекающих волн и их ДН: *а* — двумерно периодические структуры; *б* — полосковые линии с модулированным волновым импедансом; *в* — периодические нагруженные щелевые структуры

Второй тип импедансных структур являет собою полосковую линию с изменяющейся по определенному закону шириной [100].

Третий тип представляет собой две периодические щелевые решетки, расположенные по обе стороны диэлектрической подложки со сдвигом друг относительно друга на половину периода.

Большинство современных АВВ являются модификациями приведенных выше структур. В последнее время наметилась тенденция выполнения АВВ на основе микрополосковых линий объединяющих в одной конструкции ёмкостные и индуктивные неоднородности (рис. 13.11).

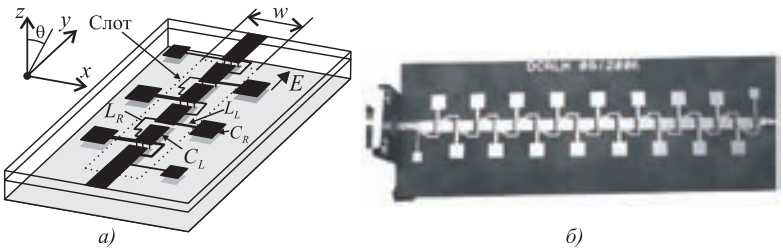


Рис. 13.11. Топология (*а*) и внешний вид (*б*) микрополосковой антенны вытекающих волн

Диаграмма направленности приведенной на рис. 13.11 антенны ортогональна ее поверхности и может электрически отклоняться от нормали на $\pm 30^\circ$.

Суть расчета АВВ заключается в определении волнового импеданса на поверхности раздела сред обеспечивающего искомое распределение поверхностных токов в соответствии с постоянной распространения в волноведущей линии. По найденному распределению поверхностного тока рассчитывается ДН антенны.

Приведенные выше структуры рассчитываются методом сшивания полей при условии непрерывности составляющих поля на границе раздела сред. Решением задачи является выражение для волнового импеданса структур и амплитуд собственных функций в каждой из областей антенны [101]. Способ сшивания зависит от типа структур. Это может быть или метод усредненных импедансных граничных условий, или метод наводимых ЭДС [102].

Так как строгое решение метода сшивания полей существует только для волноводов, то для отыскания волнового импеданса на границе раздела сред применяются усредненные импедансные граничные условия, которые выводятся из рассмотрения процессов рассеяния плоских электромагнитных волн на полупрозрачных структурах.

Суть усредненных граничных условий заключается в том, что реальные поля на поверхности импедансной структуры заменяются некоторыми средними, которые вдали от нее эквивалентны реальные полям. Величины и характер средних полей определяются параметрами периодической структуры. Такую замену можно вводить в том случае, когда длина волны λ существенно больше периода структуры T [103]. Вследствие этого излученную волну можно считать плоской уже на расстоянии порядка периода от поверхности, а поля местных волн быстро затухают при удалении от поверхности (не медленнее, чем $\exp(-2\pi|z|/T)$ [104]. Кроме того, при расчете параметров антенн

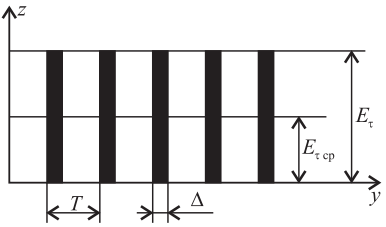


Рис. 13.12. Периодический характер поля на структуре

задание средних полей на периодических структурах позволяет учесть все взаимные связи между их дискретными элементами.

Так как излучение электромагнитной волны происходит только на неоднородностях линии, то поле на структурах существует в местах их включения и носит периодический характер, показанный на рис. 13.12.

Электрическая компонента периодического поля и среднее поле у поверхности структуры связаны между собою следующим соотношением:

$$E_\tau = pE_{\tau\,\mathrm{ср}}, \tag{13.10}$$

где $E_{\tau\,\mathrm{ср}}$ — тангенциальная составляющая электрической компоненты среднего поля у поверхности структуры; E_τ — скачок поля в месте расположения неоднородности, $p = T/\Delta$ — коэффициент заполнения периодической структуры (см. рис. 13.12).

Таким образом, волновой импеданс двумерно-периодических и модулированных структур будет определяться соотношением тангенциальных составляющих электромагнитного поля на границе раздела сред. При этом тангенциальные составляющего электрической компоненты поля непрерывны, а тангенциальные составляющие магнитной компоненты испытывают скачок.

В этом случае волновой импеданс будет определяться следующим выражением [102]:

$$Z = \frac{p_1 E_{\tau\,N\,\mathrm{ср}}|_{z=0}}{p_2 b(H_{\tau\,(N+1)\,\mathrm{ср}} - H_{\tau\,N\,\mathrm{ср}})|_{z=0}}, \tag{13.11}$$

где $H_{\tau\,N\,\mathrm{ср}}$ и $H_{\tau\,(N+1)\,\mathrm{ср}}$ — тангенциальные составлящие магнитной компоненты среднего поля на поверхности структуры; N — индекс области; p_1 и p_2 — коэффициенты заполнения структуры в продольном и поперечном направлениях; b — ширина структуры.

Для расчета волнового импеданса периодических щелевых структур используют метод наведенных ЭДС. Суть задачи заключается в определении наводимых в щелях сопротивлений. Так как периодическая структура является двусторонней, то для каждой ее части наводимые сопротивления определяются отдельно:

$$Z_{\mathrm{нав}} = \frac{|U_{\mathrm{щ}\,N}|^2}{2P_{\mathrm{нав}}}, \tag{13.12}$$

где $U_{\text{щ}\,N} = \mathrm{E}_{\tau\,N}\Delta$ — напряжение, создаваемое тангенциальной составляющей электрической компоненты поля N-й области в щелях структуры;

$$P_{\text{нав}} = -\Delta \int_0^b E_{\tau\,N} H^*_{\tau\,N}\, dx$$

— мощность, наводимая в щелях либо волной питания, либо волной излучения.

Параметры периодических щелевых АВВ во многом зависят от коэффициента прозрачности периодической щелевой структуры Δ/T, который определяет степень ее прозрачности для электромагнитных волн и полосу рабочих частот, где основные электродинамические характеристики антенны не претерпевают существенного изменения. Чем меньше коэффициент прозрачности, тем уже полоса рабочих частот антенны. При этом поле антенны в дальней зоне будет определяться основным типом волны в линии питания. Рост коэффициента прозрачности расширяет полосу рабочих частот антенны, но при этом поле антенны в дальней зоне будет зависеть от высших типов волн в линии питания. Преодолением этого недостатка является условие полного излучения подводимой к антенне энергии [105].

Одним из основных параметров импедансных структур является период включения неоднородностей, который определяет их величину и интенсивность излучения электромагнитной энергии на единицу длины волны. Период структуры зависит от дисперсии волны питания и связан с направлением распространения волны в линии. Для обеспечения полного излучения антенной подводимой к ней энергии период включения неоднородностей должен соответствовать пучностям неоднородной волны питания. Следует отметить, что неправильный выбор периода импедансной структуры приводит к снижению эффективности АВВ.

При расчете диаграммы направленности токи на поверхности АВВ можно представить либо в виде дискретного набора незатухающих бегущих волн (если использовать разложение в ряд Фурье), либо в виде непрерывного спектра незатухающих бегущих волн (если использовать преобразование Фурье), либо, наконец, в виде непрерывного спектра затухающих бегущих волн (при использовании преобразования Лапласа). Это существенно упрощает анализ диаграммы направленности антенны.

В случае незатухающих бегущих волн множитель диаграммы направленности АВВ длиной L имеет вид

$$F(\theta) = \frac{\sin[0{,}5kL(\cos\theta - \cos\theta_0)]}{0{,}5kL(\cos\theta - \cos\theta_0)}, \qquad (13.13)$$

где k — постоянная распространения в свободном пространстве; θ — угол, отсчитываемый от поверхности антенны (рис. 13.10,*б*).

Как следует из выражения (13.13), максимум диаграммы направленности составляет угол θ_0 с плоскостью антенны.

Наличие параметра L в выражении для множителя диаграммы направленности АВВ говорит о том, что увеличение коэффициента усиления в АВВ достигается либо увеличением длины антенны, либо созданием требуемого распределения поля вдоль излучающей структуры, если ее длина невелика.

Благодаря своим свойствам антенны вытекающих волн применяются в качестве самостоятельных антенн, облучателей зеркальных антенн и элементов антенных решеток для приема и передачи сигналов в условиях плотной городской застройки.

Вопросы к главе 13

1. Из каких основных элементов состоит антенна поверхностных волн?
2. Что представляет собой возбудитель АПВ?
3. Что собой представляет направитель АПВ?
4. Какие виды направителей применяются на практике?
5. В какой конструктивной форме могут быть оформлены направители?
6. Как рассчитывается диаграмма направленности АПВ?
7. В чем особенность дисковых антенн поверхностных волн?
8. Что представляет собой антенна вытекающих волн?
9. В чем заключается принципиальное различие антенн поверхностных волн и антенн вытекающих волн?

ГЛАВА 14
АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ

14.1. Способы управления положением диаграммы направленности и задачи, решаемые с помощью антенных решёток

Перемещение диаграммы направленности антенны в пространстве, называемое *сканированием*, осуществляется механическим, электромеханическим и чисто электрическим способами.

При *механическом* способе сканирования с помощью *опорно-поворотного устройства* (ОПУ) осуществляется поворот всей конструкции антенны, что ограничивает скорость обзора пространства и требует больших энергетических затрат.

При *электромеханическом* способе сканирования с помощью того же ОПУ и электромагнитов или электродвигателей осуществляется механическое перемещение всей конструкции, одного или нескольких элементов антенны, что приводит к наклону всей антенны или только эквифазной поверхности поля в её неподвижном раскрыве. Классическим примером такого сканирования является управление положением и формой ДН зеркальной антенны при боковом и продольном смещениях облучателя.

Электромеханический способ обеспечивает дистанционное управление и лучшее быстродействие, так как движущиеся элементы имеют небольшую массу по сравнению с массой всей антенны. Однако ни механический, ни электромеханический способы сканирования в ряде случаев не удовлетворяют современным требованиям к скорости обзора пространства и не дают возможности одновременно следить за перемещением нескольких быстро движущихся объектов.

Наибольшее быстродействие при перемещении ДН обеспечивает *электрический* способ сканирования. В этом случае амплитудно-фазовое распределение в неподвижном раскрыве антенны изменяется при помощи электронно-управляемых устройств виде полупроводниковых или ферритовых коммутаторов. Быстродействие сканирования

в этом случае ограничивается инерционностью, обусловленной временем срабатывания электрических цепей, причём эта инерция на порядки меньше времени срабатывания механических систем в двух первых способах.

Электрическое сканирование можно реализовать в многоэлементных антенных решётках в виде фазового, амплитудного и частотного сканирования. При *фазовом сканировании* регулируются только фазовые сдвиги на входах отдельных излучателей решётки при сохранении амплитудного распределения. При *амплитудном сканировании* перемещение ДН осуществляется переключением входов многолучевой антенной решётки путём коммутации парциальных ДН. При *частотном* способе электрического сканирования управление фазовыми сдвигами элементов антенной решётки осуществляется изменением по определённому закону рабочей частоты с использованием специальных частотно-зависимых схем возбуждения элементов решётки.

Принципы управления положением диаграммы антенной решётки изменением фазирования отдельных излучателей были известны ещё в 20–30-х годах прошлого века [107–110]. Практическая реализация сканирующих антенных решёток с электрическим управлением была осуществлена в 50–60-е годы [111]. Это было связано с увеличением скоростей самолётов, появлением ракет и освоением космоса, когда резко возросли требования к быстродействию радиолокационных средств. Решающее значение сыграло появление и внедрение в эксплуатацию ЭВМ и ПК, без которых практически невозможно координировать работу многих сотен, а иногда и тысяч отдельных излучателей сканирующей антенной решётки. Важной предпосылкой реализации электрического способа сканирования явились также успехи в разработке быстродействующих полупроводниковых и ферритовых управляющих устройств [112].

Основы теории антенн с электрическим сканированием лучом подробно изложены в монографии [36].

Появление возможности создания многоэлементных антенных устройств, в свою очередь, повлекло за собой расширение круга задач, решаемых радиотехническими системами, и привело возникновению ряда новых принципов создания систем радиосвязи, радиолокации и радиоастрономии.

К наиболее важным задачам, решаемым с применением многоэлементных антенных решёток, относятся:

- электрическое сканирование отдельной диаграммой направленности в широком секторе углов;

- получение ДН заданной формы (например, многолучевой) путём регулирования амплитуд и фаз возбуждения отдельных излучателей;
- когерентное сложение мощностей многих генераторов или усилителей мощности СВЧ для получения больших общих мощностей излучения;
- извлечение информации из электромагнитных волн, приходящих к антенне с нескольких направлений, в результате применения методов совместной параллельной обработки сигналов, принимаемых отдельными элементами антенной системы;
- синфазное сложение сигналов, принимаемых системой крупногабаритных антенн, для получения при радиоприёме больших эффективных поверхностей, недостижимых (из-за неточностей изготовления) в обычных антеннах;
- повышение надёжности радиосистемы за счёт использования параллельного действия многих элементов. Выход из строя в этом случае нескольких элементов антенной решётки не приводит к отказу работы радиосистемы, а лишь несколько ухудшает её характеристики.

В настоящее время активное развитие получили *антенны с обработкой сигналов*, представляющие собой приемную антенную систему (как правило, антенную решетку или ее аналог), где наряду с обычным линейным когерентным суммированием сигналов (или вместо него) применяются нелинейная адаптивная (саморегулирующаяся) или частотно-временная обработка сигналов и их последовательное накопление во времени. При этом преследуются следующие цели: улучшение разрешающей способности антенны без увеличения ее габаритов, снижение уровня боковых лепестков ДН, максимизация отношения сигнал-шум (ОСШ). К рассматриваемому классу относятся антенны с синтезированной апертурой, антенны с нелинейной обработкой сигналов и зависящими от времени параметрами, адаптивные антенны и другие [4].

Наиболее эффективное применение (в радиолокации и радиоастрономии) нашли *антенны с синтезированной апертурой*. Если источник излучения и приемная антенна движутся друг относительно друга, то, производя последовательно во времени прием, накопление и когерентное суммирование сигналов с комплексными весовыми коэффициентами, можно синтезировать апертуру большую, чем собственный раскрыв антенны. Фазы весовых коэффициентов должны компенсировать фазовые сдвиги, обусловленные взаимным расположением и относительным перемещением антенны и источника излу-

чения, а амплитуды весовых коэффициентов — формировать необходимое распределение амплитуды на синтезированной апертуре.

К антеннам с нелинейной обработкой сигнала обычно относят приемные антенные решетки, у которых выходной сигнал является произведением (или корреляционной функцией) сигналов от отдельных элементов решетки. Их целесообразно использовать при достаточно сильных сигналах от некогерентных источников, а также тогда, когда есть возможность производить накопление сигнала во времени. Поэтому антенны с нелинейной обработкой находят применение в радиоастрономии.

Антенны с зависящими от времени параметрами также выполняются в виде антенных решеток, у которых размеры раскрыва или распределение поля в нем периодически модулируются во времени. Диаграмма направленности такой антенной решетки является суперпозицией гармоник, кратных частоте модуляции, причем каждой гармонике соответствует своя парциальная ДН, определенным образом ориентированная в пространстве. Изменения частоты модуляции параметров антенны сопровождаются сканированием парциальных диаграмм.

Применение обратных связей в системе когерентной амплитудно-фазовой обработки сигналов, принимаемых элементами антенной решетки, позволяет обеспечить оптимальное управление уровнями ДН антенной решетки в направлениях прихода полезных сигналов или помех. Такой тип обработки реализуется в *адаптивных антеннах*.

Практическая реализация управляемых антенных решёток имеет ряд специфических трудностей. К их числу относится и появление фазовых ошибок в раскрыве из-за неточности действия управляющих устройств и дискретности устройств фазирования, рассогласование и взаимная связь элементов, появление дополнительных потерь мощности СВЧ в управляющих устройствах, появление побочных главных максимумов и другие. Трудности также определяются высокой начальной стоимостью и сравнительно большими эксплуатационными расходами, связанными с периодическими проверками, подстройками и заменой отказавших элементов.

Таким образом, антенные решётки относятся к числу сложных радиотехнических систем, построенных с использованием принципов электромагнитной теории антенн и устройств СВЧ и принципов теории информации. Антенные решётки имеют разнообразные области применения и различаются по числу элементов, форме раскрыва и диапазону используемых частот.

14.2. Фазированные антенные решётки

Наиболее распространённым классом антенных решёток являются *фазированные антенные решётки* (ФАР), реализуемые в виде сканирующих антенных систем средних и больших электрических размеров, которые разделяются на активные и пассивные ФАР.

В *активных* фазированных антенных решётках (АФАР) каждый из элементов возбуждается от отдельного фазируемого усилителя мощности, снабжается переключателем приёма-передачи, каскадами преобразования частоты и предварительного усиления принимаемых сигналов. Эти функциональные элементы образуют приёмопередающий модуль АФАР, имеющий небольшие поперечные размеры (около $0,6\lambda...0,7\lambda$), допускающие его размещение в пределах участка площади раскрыва, отведённого одному элементу решётки. Модули АФАР выполняются по технологии интегральных схем с использованием микрополосковых линий передачи и малогабаритных излучателей. Преимуществами АФАР являются компактность, высокая технологичность, надёжность конструкции многоэлементной антенны и кардинальное сокращение длины трактов СВЧ между излучателями и приёмопередающей аппаратурой.

В *пассивных* ФАР излучатели возбуждаются от общего высокочастотного генератора или работают на общий приёмник, поэтому их неотъемлемой частью является *распределитель мощности* между элементами решётки.

Распределители в виде закрытого тракта. Подведение мощности СВЧ к излучателям решётки в распределителях такого типа осуществляется с помощью пассивных многополюсников из отрезков линий передачи, тройников, направленных ответвителей и т.п., обеспечивающих последовательное или параллельное питание излучателей.

Последовательная схема питания линейной эквидистантной решётки представлена на рис. 14.1.

Как следует из схемы (рис. 14.1,*а*), мощность к каждому излучателю подаётся от главного тракта через одинаковые проходные фазовращатели, включаемые в главный тракт между отводами к соседним излучателям. В качестве ответвляющих элементов используются реактивные тройники со слабой связью в боковое плечо, а также направленные ответвители. Для устранения влияния рассогласования излучателей на форму ДН ко второму плечу направленных ответвителей подключают согласованные нагрузки, которые поглощают отраженные от излучателей волны.

Схема отличается компактностью, все фазовращатели управляются по одному закону, поскольку для отклонения луча на определён-

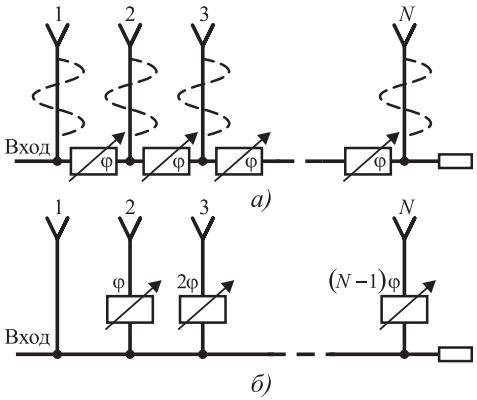


Рис. 14.1. Схема последовательного питания

ный угол фазовый сдвиг между соседними излучателями должен быть постоянным от одного излучателя к другому по всей длине эквидистантной решётки, в результате чего упрощается система управления фазовращателями. Однако эта схема имеет ряд существенных недостатков. В частности, здесь происходит накопление фазовых ошибок и потерь к концу решётки, что требует применения высокоточных фазовращателей с малыми потерями. Кроме того, через первый от входа фазовращатель проходит вся излучаемая мощность, что требует его повышенной электрической прочности. Электрическая длина путей сигналов от общего входа до каждого излучателя также оказывается различной, что приводит к расфазированию решётки на краях рабочей полосы частот. Для выравнивания электрических длин в линии питания излучателей включаются отрезки компенсирующих линий, увеличивающих размеры распределителя.

Фазовращатели в последовательной схеме могут включаться в боковые отводы от главного тракта (рис. 14.1,*б*). Однако при этом усложняется схема управления.

Для расширения рабочей полосы частот в общем фидере обычно используется режим бегущей волны, для чего на конце фидера помещается согласованная нагрузка, в которой поглощается 5...10 % мощности.

Параллельная схема питания N-элементной решётки представлена на рис. 14.2. Эта схема имеет ряд важных преимуществ. Во-первых, в ней используются маломощные фазовращатели, через каждый из которых проходит только $1/N$ часть излучаемой мощности. Во-вторых, общие потери мощности в управляющих устройствах определяются ослаблением лишь одного фазовращателя из всех, вклю-

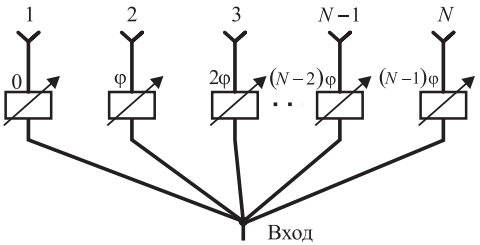


Рис. 14.2. Схема параллельного питания

чённых параллельно. Поэтому можно использовать элементы с малым ослаблением 1,0...1,5 дБ. В-третьих, в параллельной схеме отсутствует накопление фазовых ошибок вдоль раскрыва, а также нет необходимости выравнивания длины отдельных каналов для обеспечения широкополосности.

Недостатком параллельной схемы питания элементов решётки являются сложность управления из-за различия фазовых сдвигов в каждом из фазовращателей и трудности согласования входа распределителя при делении мощности на большое число каналов.

Отдельным вариантом построения схемы параллельного питания является представленная на рис. 14.3 *двоично-этажная схема*, в каждом узле которой осуществляется покаскадное деление мощности на две равные части. В качестве делителей мощности в узлах схемы можно использовать волноводные тройники, мосты, кольцевые резистивные делители мощности. Положительным свойством такого способа питания элементов решётки является равенство электрических длин каналов, а недостатком некоторая громоздкость системы.

Можно упростить схему управления решёткой при включении фазовращателей в каждый этаж (рис. 14.3,*б*). Тогда для линейного фазового сдвига с шагом 2φ между соседними излучателями фазовращатели каждого этажа должны отрабатывать одинаковый фазовый сдвиг φ и число управляющих сигналов уменьшается до числа этажей.

При сканировании одновременно в двух плоскостях возможны различные комбинации последовательных и параллельных схем питания. При этом всю решётку можно предварительно разбить на подрешётки меньших размеров. При выборе определённой схемы тракта приёма и передачи определение допустимых величин ослаблений в управляющих элементах, пропускаемой мощности и точности фазирования решаются компромиссно.

Преимуществом рассмотренных схем сканирования является возможность создания заданного амплитудного распределения мощности

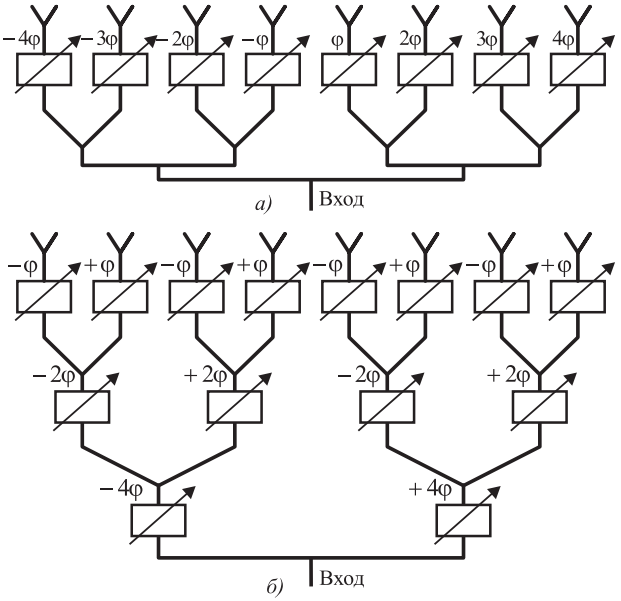


Рис. 14.3. Двоично-этажная схема питания

между излучателями и отсутствие паразитного неуправляемого излучения, присущего схемам оптического питания.

Распределители оптического типа могут быть выполнены по одной из двух вариантов схем: проходной и отражательной. В фазированной антенной решетке, выполненных по *проходной схеме* (рис. 14.4), специальный облучатель направляет излучаемую мощность на собирающую антенную решётку приёмных элементов. Принятая мощность проходит через систему фазовращателей и после этого излучается в нужном направлении уже другой решёткой, связанной с первой.

Между приёмными элементами первой решётки и фазовращате-

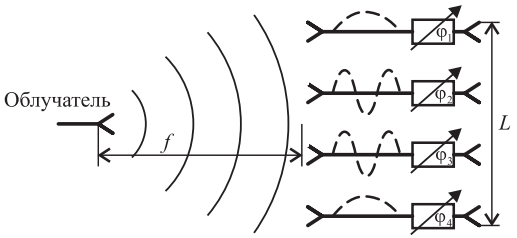


Рис. 14.4. Проходная схема распределения питания

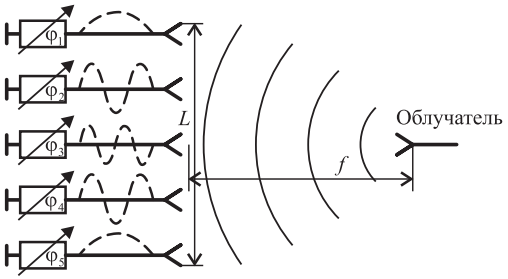


Рис. 14.5. Отражательная схема распределения питания

лями могут быть включены дополнительные отрезки линий (штриховые линии на рис. 14.4), выравнивающие электрическую длину пути сигналов до различных элементов излучающей решётки. Эти технические приёмы могут быть использованы для задания нелинейного начального фазового распределения (*фазовой подставки*), применяемого для борьбы с паразитными боковыми лепестками при использовании дискретных фазовращателей.

По принципу действия проходная ФАР эквивалентна линзе с принудительным ходом лучей и с электрически управляемым фазовым распределением амплитуд поля в раскрыве.

Один из возможных вариантов ФАР, построенной по *отражательной схеме*, приведён на рис. 14.5. Такая решётка состоит из облучателя и приёмопередающей решётки, каждый элемент которой снабжён отражательным фазовращателем. Между излучателями и фазовращателями могут быть включены дополнительные линии задержки для выравнивания электрической длины пути сигналов, проходящих через элементы решётки, и для организации начального фазового распределения.

В решетке отражательного типа излучатели решётки выполняют двойную функцию: принимают мощность облучателя и после необходимого фазирования излучают её в нужном направлении.

По принципу действия отражательная ФАР аналогична зеркальной антенне с электрическим управлением фазой коэффициента отражения различных участков поверхности.

Преимуществами схем оптического формирования заданного распределения поля являются их сравнительная простота при большом числе элементов решётки, возможность управления формой амплитудного распределения в раскрыве путем подбора формы ДН облучателя, а также возможность применения моноимпульсных облучателей для создания суммарных и разностных ДН в системах с автоматическим угловым сопровождением целей.

Общим недостатком оптических схем является увеличение габаритных размеров, поскольку отношение «фокусного расстояния» f к размеру раскрыва L обычно находится в пределах $0{,}5 \geqslant f/L \geqslant 1$. Кроме того, часть мощности облучателя рассеивается за пределами апертуры решётки, что приводит к увеличению бокового излучения, снижению КПД и результирующего КИП антенны. Для устранения этого в ФАР проходного типа облучающая система размещается в большом рупоре (экране), идущем от облучателя до приёмной решётки, или выполняется в виде закрытой со всех сторон зеркальной антенны, имеющей форму параболического цилиндра с боковыми металлическими стенками.

По конструктивным признакам ФАР отражательного типа имеет ряд преимуществ по сравнению с проходной ФАР. В частности, в них обеспечен лёгкий доступ к любому фазовращателю с тыльной стороны зеркала, что упрощает монтаж и эксплуатацию антенны. Преимуществами проходной ФАР в то же время являются возможность раздельной оптимизации собирающей и излучающей решёток, отсутствие затенения раскрыва облучателем и реакции отражённого от решётки поля на облучатель.

При проектировании схем оптического распределения используются расчётные методы и способы оптимизации, разработанные для линзовых и зеркальных антенн.

14.3. Многолучевые антенные решётки

Многолучевыми называют антенны с несколькими независимыми входами или выходами, каждому из которых соответствует своя ДН, для краткости называемая *лучом*. Примером многолучевых антенн является рассмотренная ранее линза Люнеберга (п. 11.4.6) с системой независимых облучателей. Моноимпульсные облучатели суммарных и разностных ДН, формируемых общим зеркалом, также являются примером многолучевой антенны. К таким типам антенн относятся и зеркальные антенны (п. 12.11.6) с облучателями для одновременного приёма сигналов от нескольких искусственных спутников земли (ИСЗ). Кроме этого многолучевые зеркальные антенны используются в качестве бортовых антенн ИСЗ связи, размещаемых на геостационарной орбите для формирования зонального обслуживания земной поверхности. Многолучевые антенны можно реализовать и на основе антенных решёток с помощью специальных *многополюсников*, часть входов которых присоединяется к излучателям решётки, а другая часть входов формирует независимые каналы с различающимися ДН.

Проходной многополюсник, применяемый в линии питания многолучевых антенных решёток, носит название *диаграммообразующей схемы* (ДОС). Для обеспечения высокого КПД антенной системы ДОС выполняются из реактивных элементов: направленных ответвителей, фиксированных фазовращателей, отрезков линий передачи и др.

В многолучевой антенне часто бывает необходимо получить систему остронаправленных лучей, равномерно заполняющих заданный сектор пространства. Переключением отдельных лучей, называемых *парциальными диаграммами направленности*, реализуется амплитудный способ сканирования. В этом случае необходимые амплитудно-фазовые распределения для формирования различных лучей уже зафиксированы в конструкции ДОС, а роль системы управления сведена к выбору нужной ДН. При таком способе сканирования система управления значительно упрощается по сравнению с фазовым способом.

Далее рассмотрены несколько различных типов ДОС, предназначенных для возбуждения линейных эквидистантных решёток.

Последовательная диаграммообразующая схема. В такой схеме (рис. 14.6,*а*) с одного из входов многолучевая антенна работает как обычная линейная решётка, питаемая по последовательной схеме от линии передачи через направленные ответвители.

Второй, третий и последующие тракты последовательной ДОС имеют наклон по отношению к первому тракту. Поэтому при подключении приёмника или передатчика к другому входу (например, входу 2) на излучателях решётки создаётся распределение возбуждения с иным коэффициентом замедление фазовой скорости, так как возбуждения левых излучателей происходят с дополнительным запаздыванием по отношению к правым излучателям. Таким образом, в пространстве появляется остронаправленное излучение с ориентацией главного максимума в направлении 2 (рис. 14.6,*б*).

При возбуждении входа 2 мощность, распространяющаяся в вертикальных линиях передачи в сторону излучателей, проходит через ряд направленных ответвителей верхнего этажа ДОС. С первого взгляда это должно ослабить мощность, поступающую к излучателям. Кроме этого, должна появиться волна, движущаяся вправо в горизонтальном тракте верхнего этажа, часть мощности которой может теряться в нагрузке. На этом основании можно было бы ожидать ухудшения КПД второго луча по отношению к первому и точно также третьего по отношению ко второму и т.д. Однако имеется благоприятный фактор, который мешает проявлению этих нежелательных последствий. Горизонтальные тракты верхних этажей возбуждаются од-

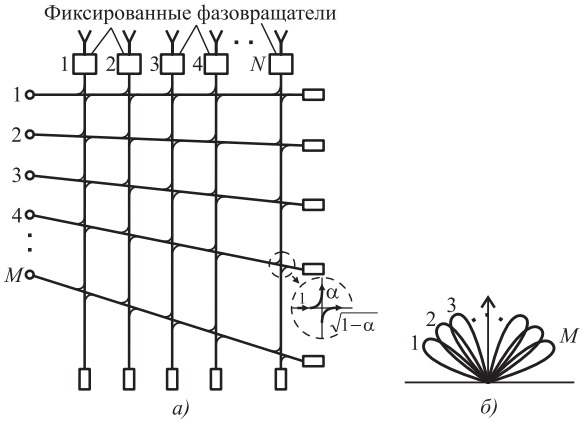


Рис. 14.6. Последовательная диаграммообразующая схема

новременно многими расфазированными сигналами нижних этажей, причём расфазирование вызвано взаимным наклоном соседних горизонтальных линий. При достаточном смещении максимумов соседних лучей (не менее ширины одного луча по половинной мощности) суммы ответвившихся расфазированных сигналов в согласованных нагрузках верхних этажей оказываются близкими нулю. Поэтому верхние этажи практически не уменьшают мощности, идущей к излучателям от нижних этажей, и только создают небольшие искажения амплитудно-фазового распределения возбуждения излучателей решётки. Расчёты показывают, что вследствие влияния верхних этажей амплитудное распределение в раскрыве решётки для всех входов (кроме самого верхнего) выравнивается, а фазовая ошибка (отклонение фазы от линейного закона) хотя и увеличивается для нижних входов, но все-таки остаётся незначительной.

Аналогичное рассмотрение можно провести для каждого последующего входа.

С помощью последовательной ДОС имеется возможность создать систему одновременно существующих и не взаимодействующих между собой остронаправленных лучей, причём их число не должно превышать числа элементов решётки (во избежание снижения КПД схемы). Известны примеры применения многолучевых решёток с последовательными ДОС в аэродромных радиолокационных станциях определения высоты самолётов (в секторе углов места 0,5...40° располагается до 110 независимых лучей).

Преимуществом последовательной ДОС является возможность её реализации при любом числе элементов решётки и такого подбора

длин линий на входах излучателей и между направленными ответвителями, при котором направления лучей оказываются не зависящими от частоты. Недостатком последовательной ДОС является слишком большое число направленных ответвителей, приводящее к снижению КПД антенны из-за потерь мощности в нагрузках.

Параллельная диаграммообразующая схема (матрица Батлера). Для этой ДОС характерно, что прохождение высокочастотной мощности от каждого входа многолучевой антенны к излучателям решётки напоминает прохождение мощности в схеме двоично-этажного питания, т. е. в «ёлочке». Проще всего продемонстрировать принцип действия параллельной ДОС на конкретном примере, ограничив число излучателей эквидистантной линейной решётки восемью (рис. 14.7,*а*).

Основными «строительными элементами» параллельной ДОС являются квадратурные трехдецибельные направленные ответвители. В каждом ответвителе мощность с любого нижнего входа поровну распределяется вежду верхними входами с задержкой по фазе $\pi/2$ при

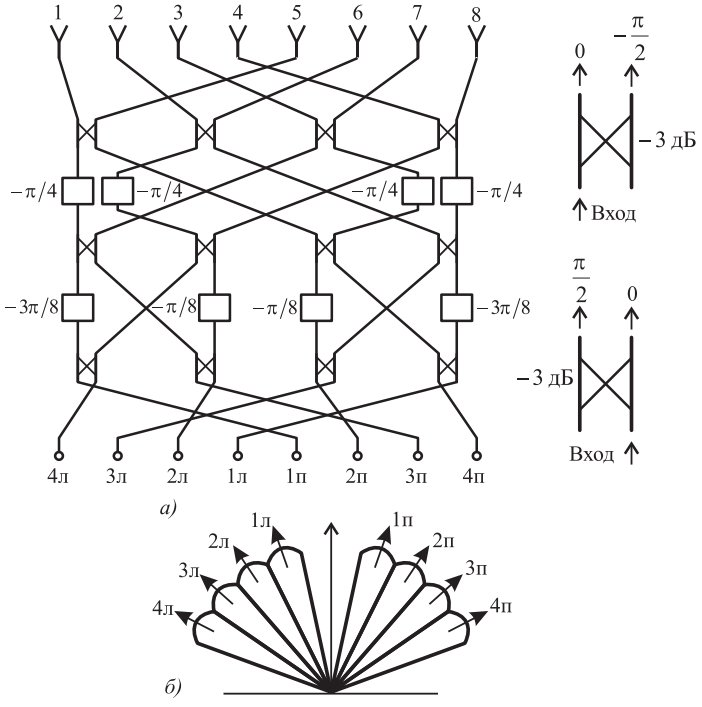


Рис. 14.7. Параллельная диаграммообразующая схема

Таблица 14.1

Фазы возбуждения излучателей ФАР

№ вх. m	Номер излучателя n								$\Delta\psi_m$
	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	$-\frac{5\pi}{8}$	$-\frac{3\pi}{4}$	$-\frac{7\pi}{8}$	$-\pi$	$-\frac{9\pi}{8}$	$-\frac{5\pi}{4}$	$-\frac{11\pi}{8}$	$-\frac{12\pi}{8}$	$-\frac{\pi}{8}$
2	$-\frac{5\pi}{8}$	$-\pi$	$-\frac{11\pi}{8}$	$-\frac{14\pi}{8}$	$-\frac{\pi}{8}$	$-\frac{\pi}{2}$	$-\frac{7\pi}{8}$	$-\frac{5\pi}{4}$	$-\frac{3\pi}{8}$
3	$-\frac{3\pi}{4}$	$-\frac{11\pi}{8}$	-2π	$-\frac{5\pi}{8}$	$-\frac{5\pi}{4}$	$-\frac{15\pi}{8}$	$-\frac{\pi}{2}$	$-\frac{9\pi}{8}$	$-\frac{5\pi}{8}$
4	$-\pi$	$-\frac{15\pi}{8}$	$-\frac{3\pi}{4}$	$-\frac{13\pi}{8}$	$-\frac{\pi}{2}$	$-\frac{11\pi}{8}$	$-\frac{\pi}{4}$	$-\frac{9\pi}{8}$	$-\frac{7\pi}{8}$

прохождении мощности «по диагонали» ответвителя. Наряду с ответвителями в параллельной ДОС используются фиксированные фазовращатели (линии задержки). На рис. 14.7,*а* они изображены квадратами, рядом с которыми указаны значения фазовой задержки в радианах.

Электрические длины всех остальных отрезков линий передачи для простоты можно условно считать нулевыми.

Поочередно подавая колебания на любой вход ДОС и прослеживая пути движения мощности к каждому излучателю решётки, можно легко найти возникающие амплитудно-фазовые распределения возбуждения. Во всех случаях мощность делится поровну между всеми излучателями решётки и все нижние входы оказываются развязанными между собой и согласованными (если пренебречь отражениями от излучателей). На излучателях создаются линейные фазовые распределения возбуждения.

Значения фазовых сдвигов излучателей для поочерёдного возбуждения четырёх правых входов ДОС приведены в табл. 14.1. В последнем столбце этой таблицы указаны значения фазового сдвига $\Delta\psi_m$ между двумя любыми соседними излучателями. Распределения фаз для левых входов легко устанавливаются из условия симметрии правой и левой половин ДОС.

Множитель решетки при возбуждении m-го входа параллельной ДОС имеет вид

$$F_m(\theta) = \frac{\sin\psi_m}{N\sin(\psi_m/N)}, \tag{14.1}$$

где

$$\psi_m = \frac{Nkd}{2}(\cos\theta - \frac{\Delta\psi_m}{kd});$$

N — число излучателей; d — шаг решетки; θ — угол, отсчитываемый от оси решётки.

Фазовый сдвиг между соседними излучателями в общем случае определяется формулой

$$\Delta\psi_m = \pm\frac{\pi + 2\pi(m-1)}{N}, \quad m = 1, 2, \ldots, \frac{N}{2}, \tag{14.2}$$

где знак «+» берётся для правых входов и знак «−» — для левых входов.

Положения максимумов излучения отдельных лучей находятся из соотношения

$$\cos\theta_m = \frac{\Delta\psi_m}{kd}. \tag{14.3}$$

Пользуясь формулами (14.1)–(14.3), можно установить, что любые два луча пересекаются между собой на уровне $\pi/2$ или $-3{,}92$ дБ. Положение лучей 8-элементной решётки схематично показано на рис. 14.7,*б*.

Параллельная ДОС выгодно отличается от последовательной, во-первых, принципиальным отсутствием поглощающих элементов, во-вторых, почти идеальными равномерными амплитудными и линейными фазовыми распределениями возбуждения, в-третьих, гораздо меньшим числом направленных ответвителей (всего $0{,}5N\log_2 N$ вместо N^2 в последовательной схеме при N лучах). Однако параллельная ДОС относительно проста только при числе элементов решётки $N = 2^p$, где p — целое число. Основным недостатком параллельной схемы также является изменение положения лучей в пространстве при изменении частоты.

14.4. Адаптивные антенные решётки

Адаптивная антенная решетка (ААР), или *адаптивная антенна* является разновидностью антенны с обработкой сигнала. Она представляет собой систему, состоящую из антенной решетки и связанного с ней устройства обработки сигналов (процессора), изменяющего свои параметры в соответствии с информацией, заключенной в принимаемых сигналах.

В адаптивной антенной решетке каждый элемент обладает независимой фазировкой, определяемой информацией, содержащейся в принятом этим элементом сигнале. Это означает, что фаза тока в каждом элементе устанавливается безотносительно к фазам токов в других элементах

Основными элементами ААР (рис. 14.8) являются антенная решетка, диаграммообразующая схема и блок адаптивного управления

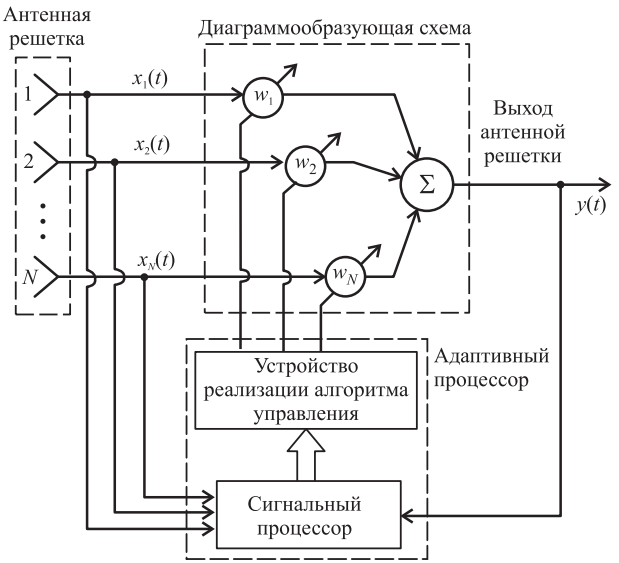


Рис. 14.8. Схема адаптивной антенной решетки

ДН (*адаптивный процессор*), осуществляющий подстройку весовых коэффициентов $w_1, w_2, \ldots, w_N$ в ДОС. В блоке адаптивного управления ДН можно выделить процессор сигнала и устройство, реализующее алгоритм управления. Особенности выполнения основных элементов системы связаны с реальными условиями работы ААР и зависят от характеристик среды распространения сигналов, интересующего спектра частот и знания условий приёма сигнала.

Элементы в антенной решетке размещаются таким образом, чтобы обеспечивалось формирование требуемой ДН в заданной области пространства. Выходные сигналы каждого элемента поступают в ДОС, где сначала они умножаются на комплексные весовые коэффициенты (реализующие усиление/ослабление и фазовую задержку), а затем суммируются, образуя в результате выходной сигнал антенной решетки.

Процедура адаптации эквивалентна вычитанию из исходной ДН решетки некоторой *компенсационной* ДН, формируемой в процессе выработки оптимальных весовых коэффициентов, вследствие чего результирующая ДН приобретает провалы в направлениях на источники помех. Глубина подавления помех, необходимый объем аппаратуры обработки сигналов зависят от используемого метода адаптации и его конкретной реализации.

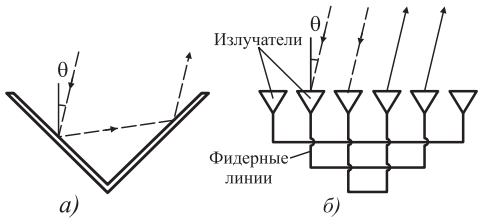


Рис. 14.9. Уголковый рефлектор (*а*) и самофазирующаяся решетка Ван Атта (*б*)

Основной задачей адаптивного процессора является такая подстройка переменных весовых коэффициентов, при которой оптимизируется определенный критерий эффективности. К числу основных критериев эффективности относят среднюю квадратическую ошибку (СКО), ОСШ, мощность выходного шума, максимальный коэффициент передачи антенной решетки, минимальное искажение сигнала и их модификации.

Алгоритм обработки принятых сигналов и адаптации антенной решетки может быть реализован как в аналоговом, так и в цифровом виде. В настоящее время адаптивные антенны, как правило, реализуются на основе цифровой обработки сигналов.

Прообразом адаптивных антенн можно считать известную решетку Ван Атта [113], переизлучающую сигнал обратно в том же направлении, откуда он пришел.

Решетка Ван Атта является *пассивной самофазирующейся антенной решеткой*. Она представляет собой некоторый аналог уголкового отражателя (рис. 14.9,*а*). Одномерная решетка Ван Атта (рис. 14.9,*б*) характерна тем, что элементы, расположенные на одинаковом расстоянии от центра решетки, соединяются отрезками фидерных линий одинаковой длины.

Сигналы, принимаемые элементами, расположенными справа от центра решетки, переизлучаются зеркально расположенными элементами в левой половине решетки с равными задержками из-за равенства длин соединительных фидерных линий. В результате опережающие сигналы переизлучаются как запаздывающие и, наоборот, переизлученные сигналы приходят в точку наблюдения под углом θ с одинаковой фазой.

В начале 60-х годов Хауэлс [114, 115] обосновал возможность подавления помехи с помощью формирования нуля в её направлении. Предложенную им систему можно считать одной из первых активных адаптивных антенн.

Адаптивное формирование нулей ДН, обеспечивающее динамическое подавление помех, считается основным достоинством систем

с ААР. Эти системы способны без априорной информации о помеховой ситуации автоматически обнаружить присутствие помех и подавить их сигналы на выходе. При этом результирующая эффективность ААР оказывается гораздо выше, чем в случае применения обычных остронаправленных антенн.

Одновременно с подавлением помех ААР позволяет бороться с многолучёвостью при распространении радиоволн, осуществляя когерентное сложение сигналов, приходящих с различных направлений.

Надежность систем с ААР также выше, чем систем с обычными решетками. Диаграмма направленности обычной антенны (антенной решетки) может существенно исказиться при выходе из строя одного из её элементов, что приведет к росту уровня боковых лепестков. В адаптивной антенне за счет автоматической подстройки остальных элементов УБЛ будет уменьшен до допустимого значения.

Недостатком адаптивных антенных решеток является высокая сложность их реализации.

Адаптивные антенны нашли применение в системах радиосвязи, в радиолокации, радиоастрономии и др. В последнее время активно развивается направление систем связи MIMO (Multi Input Multi Output), в которых ААР используются как на приёмной, так и на передающей стороне. В частности, технология ААР реализована в недавно принятом стандарте IEEE 802.11n (Wi-Fi).

Основы теории адаптивных антенных решеток подробно изложены в [116, 117].

Вопросы к главе 14

1. Что такое сканирование диаграммой направленности?
2. Перечислите методы сканирования диаграммой направленности?
3. В каких видах антенн возможно эффективное электронное управление диаграммой направленности?
4. Какие устройства необходимы для осуществления сканирования диаграммой направленности?
5. Чем отличается последовательная схема питания ФАР от параллельной схемы?
6. В чем заключается особенность активной ФАР?
7. Какая антенна называется многолучевой?
8. Какие типы многолучевых антенн применяются в радиотехнике?
9. Как реализуются многолучевые антенны на основе ФАР?
10. Что называется антенной с обработкой сигналов?
11. Поясните принцип действия адаптивной антенной решетки.
12. Какие задачи решаются с помощью адаптивных антенных решеток?

ГЛАВА 15
ОСОБЕННОСТИ АНТЕНН РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНОВ ЧАСТОТ

15.1. Особенности антенн СДВ, ДВ и СВ диапазонов

Сверхдлинные волны (СДВ) с длинами волн 10...100 км и длинные волны (ДВ) с длинами 1...10 км распространяются двумя путями: непосредственно над поверхностью Земли при помощи так называемой земной волны и за счёт отражения от нижней границы ионосферы — при помощи пространственной волны [31]. Земные волны сравнительно мало поглощаются почвой и поэтому за счёт дифракции хорошо огибают сферическую поверхность Земли. Связь на расстояние до 2000...3000 км может осуществляться за счёт земных волн, а на более далёкие расстояния — за счёт пространственных.

Средние волны (СВ) с длинами 100...1000 метров значительно сильнее поглощаются почвой по сравнению длинными и сверхдлинными и хуже огибают сферическую поверхность Земли. Дальность распространения земных волн в этом диапазоне ограничена расстоянием 500...700 км и уменьшается с укорочением длины волны. Средние волны могут распространяться в виде пространственных волн на большие расстояния только в ночные часы, так как днём на пути распространения имеется слой D, чрезвычайно сильно их поглощающий.

Связь на средних волнах является устойчивой на расстояниях 50...200 км от передатчика (зона уверенного приёма). Это происходит потому, что на этих расстояниях нет пространственной волны, и поэтому нет интерференции между этой и земной волнами. Далее расположена зона ближнего замирания (*федингa*), где уровни полей земной и пространственной волн соизмеримы. Вследствие непрерывного изменения фазы поля пространственной волны в этой зоне приём является неустойчивым. Ближний фединг имеет селективный характер: волны, соответствующие различным модулирующим частотам, интерферируют по-разному, поэтому при приёме имеют место нелинейные

искажения. При дальнейшем увеличении расстояния от передатчика преобладает поле пространственной волны.

Приём в зоне пространственной волны возможен только в ночное время, однако он неустойчив, так как могут прийти волны, отражённые от ионосферы один или два раза (явление дальнего замирания), а также волны с изменённой плоскостью поляризации.

Положительными свойствами СДВ и ДВ являются устойчивость напряжённости поля в месте приёма и независимость её от времени года, суток, метеорологических условий, состояния ионосферы и т.д. Это же относится и к средневолновому диапазону для волн, распространяющихся в виде земных.

Недостатками связи в СДВ, ДВ и СВ диапазонах являются значительное (увеличивающееся при уменьшении длины волны) поглощение электромагнитной энергии в почве, сравнительно высокий уровень атмосферных помех, невозможность применения антенн с высокой направленностью. В связи с этим достаточный для приёма уровень напряжённости поля может быть обеспечен только с помощью передатчиков повышенной мощности. Ещё одним недостатком применения СВ и ДВ является невозможность передачи сигналов в широкой полосе частот.

В настоящее время ДВ и СДВ диапазоны используются, в основном, для радиотелеграфной связи, в частности для радиосвязи с подводными лодками, радионавигации и др. Коротковолновая часть длинноволнового диапазона (1000...2000 м) используется для радиовещания на обширных территориях Сибири и Дальнего Востока. Средние волны используются для радиовещания (участок диапазона 200...550 м), а также для связи с подвижными объектами и навигации в авиационной радиослужбе.

Из-за особенностей распространения СДВ, ДВ и СВ максимум излучения работающих в этих диапазонах антенн должен быть направлен вдоль земной поверхности. Соответствующими ДН обладают несимметричные вертикальные вибраторы, создающие вертикально поляризованное поле. Применение горизонтальных антенн с горизонтальной поляризацией нецелесообразно, так как они слабо излучают вдоль поверхности земли, и поэтому такие антенны применяются обычно в качестве приёмных.

Высота подвеса антенн на опорах определяется технико-экономическими соображениями (стоимость опоры примерно пропорциональна кубу высоты). Обычно на СДВ и ДВ приемлемая высота опор составляет 150...250 м. Некоторые средневолновые антенны имеют высоту 350 и даже 500 м. Из-за малой относительной высоты СДВ и ДВ

антенн их ДН в вертикальной плоскости по существу незначительно отличаются от ДН элементарного вибратора.

В средневолновом диапазоне высота антенны может быть соизмерима с длиной волны и обычно равна (0,16...0,63)λ. Поэтому антенны СВ диапазона в вертикальной плоскости обладают более высокой направленностью, что особенно важно для устранения излучения под большими углами к горизонту, увеличения зоны уверенного приёма и удаления от передатчика зоны ближнего фединга.

Антенны для радиовещания в каком-либо определённом направлении или радиосвязи между двумя конкретными пунктами должны обладать однонаправленными свойствами в горизонтальной плоскости. Это может быть достигнуто применением двух и более излучателей.

Благодаря малой относительной длине антенн СДВ и ДВ диапазонов их сопротивление излучения мало и составляет десятые доли или единицы Ом. Поэтому оно может быть соизмеримо с сопротивлением потерь в антенне, а в ряде случаев может быть значительно меньшим последнего, вследствие чего КПД антенны без применения специальных мер оказывается весьма низким. Для излучения такими антеннами большой мощности токи должны быть большими, что приводит к дополнительным потерям энергии в земле, элементах настройки, изоляторах и т.д.

Реактивная составляющая входного сопротивления короткой антенны имеет ёмкостный характер, весьма велика и может достигать нескольких тысяч Ом. Поэтому напряжение в точках питания антенны также велико:

$$U_0 = I_0\sqrt{R_{\text{вх}}^2 + X_{\text{вх}}^2},$$

где

$$R_{\text{вх}} = R_\Sigma + R_{\text{пот}};$$

R_Σ — сопротивление излучения; $R_{\text{пот}}$ — сопротивление потерь, отнесённое к току в точках питания антенны.

Так как входное реактивное сопротивление существенно больше активного: $X_{\text{вх}} \gg R_{\text{вх}}$, то приближённо можно положить

$$U_0 \approx I_0 X_{\text{вх}}.$$

Во избежание электрического пробоя изоляторов, факельного истечения (явление «короны») и т.д. напряжение на зажимах антенны, а также напряжения между различными её точками и землёй не должны превышать допустимую величину. Этим ограничивается величина мощности, которую можно подвести к антенне.

Благодаря большому реактивному сопротивлению и большому току в антенне запасается большая реактивная мощность. Добротность антенны очень велика, вследствие чего такая антенна имеет узкую полосу пропускания, которая может оказаться недостаточной даже для медленной передачи телеграфных сигналов.

Из рассмотренных выше особенностей вытекают основные задачи разработки СДВ и ДВ антенн: увеличение мощности, излучаемой антенной; уменьшение напряжений в антенне; расширение полосы рабочих частот; увеличение КПД. Они решаются путем увеличения сопротивления излучения, уменьшения сопротивления потерь и реактивного сопротивления антенны.

В случае антенн СВ диапазона решение поставленных задач значительно упрощается, так как эти антенны имеют сравнительно большую относительную длину и их сопротивление излучения составляет десятки Ом. Однако при проектировании возникает дополнительная задача, заключающаяся в создании антенны с антифединговыми свойствами, применение которой увеличивает зону уверенного приёма.

Для увеличения сопротивления излучения без увеличения общей высоты антенны, снижения потенциалов в антенне и расширения полосы пропускания СДВ и ДВ антенны выполняются в виде Т-, Г-образных или зонтичных излучателей с весьма развитыми (состоящими из нескольких параллельных проводов) горизонтальными и вертикальными частями. При этом горизонтальная часть предназначена для увеличения ёмкости антенны и почти не принимает участия в излучении, так как создаваемое ею поле компенсируется полем её зеркального изображения. Полотно антенны содержит обычно от 2 до 16 проводов с расстоянием между проводами 1...3 м.

Волновое сопротивление антенны с весьма развитой горизонтальной и вертикальной частями может составлять примерно 150...200 Ом. Однако даже при таком волновом сопротивлении полоса пропускания антенны все равно получается узкой из-за малого сопротивления излучения.

При разработке антенн СДВ, ДВ и СВ диапазонов стремятся уменьшить потери электромагнитной энергии и увеличить КПД антенны. Основную роль играют потери в поверхности Земли, которая входит непосредственно в цепь тока антенны, и в элементах настройки (особенно в «удлинительных» катушках). Потери в катушках уменьшают с помощью рациональной конструкции и применения проводов с малым сопротивлением на высоких частотах. Для уменьшения потерь в земле устраивается система заземления или *противовеса*, идея кото-

рой состоит в уменьшении токов, текущих непосредственно в верхнем слое почвы. Заземление может быть выполнено в виде системы закопанных в землю на небольшую глубину (примерно 0,5 м) радиальных проводов, соединяемых в центре вместе и присоединяемых к зажиму генератора. Так как удельное сопротивление проводов заземления значительно меньше сопротивления почвы, то большая часть замыкающихся на землю токов течёт к зажиму генератора по этим проводам, вследствие чего уменьшаются потери в земле.

Полоса пропускания СДВ, ДВ и СВ антенн определяется зависимостью входного сопротивления антенны от частоты, направленные свойства антенны при изменении частоты изменяются мало. При небольших изменениях частоты по сравнению с резонансной, антенна ведёт себя аналогично колебательному контуру. По аналогии с контуром полосой пропускания антенны считают полосу частот, на краях которой амплитуда тока при неизменном напряжении на входе антенны уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с амплитудой тока резонанса. Фаза тока в пределах полосы пропускания должна изменяться линейно от частоты и симметрично относительно частоты резонансной.

Для увеличения полосы пропускания антенны следует увеличивать её входное сопротивление за счёт увеличения сопротивления излучения, уменьшать волновое сопротивление антенны и увеличивать её эквивалентную длину.

15.2. Особенности коротковолновых антенн

Коротковолновый, или, как он ещё называется, декаметровый диапазон определяется полосой длин волн от 10 до 100 метров и используется для радиосвязи (телефон, телеграф, фототелеграф), радиовещания, а также для специальных целей типа радионавигации, загоризонтной радиолокации и др.

Связь на большие расстояния КВ диапазоне осуществляется однократным отражением от верхних слоев ионосферы (слои F_2, F_1, E) либо многократным отражением от ионосферы и земной поверхности [31]. Для этого направление главного максимума диаграммы направленности антенны при приёме и передаче должно составлять некоторый угол с плоскостью земной поверхности.

Такими свойствами в этом диапазоне обладают ДН антенн как с вертикальным, так и с горизонтальным расположением излучателей. Горизонтальные антенны с горизонтальной поляризацией имеют определённые преимущества перед вертикальными антеннами: горизонтально поляризованные волны при отражении от полупроводящей

почвы при углах наклона 20...30° испытывают меньшее поглощение, чем поляризованные вертикально. Кроме этого, преимущественно вертикальную поляризацию имеют индустриальные помехи, вследствие чего приём на горизонтальные антенны сопровождается, в дополнение ко всему, ещё и меньшим уровнем помех.

Однако вертикальные вибраторы (симметричные и несимметричные) создают более интенсивное излучение в направлении земной поверхности по сравнению с горизонтальными антеннами. Поэтому вертикальные антенны применяются при связи с помощью земной волны на небольшие расстояния.

Для коротковолнового диапазона ещё сравнительно легко создавать антенны с размерами в несколько длин волн, обладающие хорошей направленностью. Сопротивление излучения таких антенн значительно превосходит сопротивление потерь, вследствие чего в большинстве случаев КПД коротковолновых антенн довольно близок к единице. Исключение составляют только антенны бегущей волны (ромбические, вибраторные), где наличие потерь связано с вынужденным использованием активных сопротивлений [5].

Условия прохождения коротких волн определяются состоянием ионосферы, зависящим от времени суток, времени года, солнечной активности и других параметров. В связи с этим для обеспечения непрерывной радиосвязи необходимо переходить даже в течение суток от одной длины волны к другой и поэтому иметь несколько рабочих длин волн, значительно отличающихся друг от друга. Для этого желательно применять антенны широкодиапазонного типа, повышающие маневренность радиоцентров при минимальном количестве антенн.

Вследствие непрерывного изменения состояния ионосферы изменяются также углы прихода (наклона к горизонту) радиоволн. Кроме того, в точку приёма могут одновременно приходить волны, распространяющиеся различными путями за счёт одного или нескольких отражений, имеющие различные углы прихода с параметрами, меняющимися во времени (явление *многолучёвости*). Поэтому ДН антенн в вертикальной плоскости должны иметь направление главного максимума под такими углами к горизонту и такую ширину главного лепестка, чтобы обеспечивать наиболее интенсивное излучение или приём радиоволн под наиболее вероятными углами их прихода. На протяжённых линиях связи следует применять антенны с довольно узкими ДН, имеющими ширину по уровню половинной мощности в вертикальной плоскости примерно 8...10° при малых углах наклона к поверхности земли.

Вследствие неровностей почвы и неоднородностей наклона отражающей поверхности ионосферы радиоволны могут отклоняться от кратчайшего расстояния между пунктами передачи и приёма по дуге большого круга на несколько градусов. Для обеспечения связи при наличии такой девиации направления распространения радиоволн ширина ДН в горизонтальной плоскости выбирается 4...6° по уровню половинной мощности.

При многолучевом распространении коротких волн наблюдаются глубокие интерференционные колебания уровня сигнала, называемые *замираниями*, вызванные различием длины путей отдельных лучей, приходящих в точку приёма. Вследствие изменения наклона плоскости поляризации электромагнитной волны при прохождении её через ионосферу, называемого эффектом Фарадея [31], могут возникнуть также поляризационные замирания. При большом различии длины путей распространения до места приёма с различным числом отражений наблюдается явление *эха*, проявляющееся в увеличении продолжительности времени воспроизведения принимаемого сигнала. Иногда, вследствие приёма радиоволн, распространяющихся по той же дуге большого круга, что и основной сигнал, но с противоположной стороны, появляется эффект *кругосветного эха*. Этот эффект может вызвать значительные искажения сигнала в телефонном и телеграфном режимах работы.

Для борьбы с замираниями приём осуществляется одновременно на две или три пространственно разнесённые антенны (*пространственно-разнесенный* прием) или на антенны с взаимно перпендикулярной поляризацией (*поляризационно-разнесённый* приём). Эффективным способом борьбы с замираниями и явлением эха является применение приёмных антенн с более узкими ДН и управляемыми углами наклона в вертикальной плоскости. При таком способе возможно выделение одного наиболее устойчивого луча, что устраняет интерференцию между многими лучами.

Для ослабления явления кругосветного эха как передающие, так и приёмные антенны должны обладать однонаправленными свойствами и подавление заднего лепестка антенны должно быть достаточно велико.

Для уменьшения помех от близких по частоте радиостанций и помех грозового и промышленного происхождения необходимо снижать уровень боковых лепестков ДН приёмных антенн.

На протяжённых линиях связи применяются сложные крупногабаритные антенны на основе элементов широкодиапазонного типа. Для линий связи небольшой протяжённости применяются упрощён-

ные типы антенн, работающие в довольно узкой полосе частот. Антенны КВ диапазона условно можно разделить на *простые* (типа одновибраторных или одноэлементных) и *сложные* (многоэлементные вибраторные, ромбические и др.). Они также могут быть разделены на антенны, *настроенные* на определённую частоту, и *диапазонные* антенны (при двух- и трёхкратном изменении номинала рабочей частоты).

В последнее время в качестве приемных антенн все чаще используются *адаптивные антенные системы* [116, 117], реализующие когерентный пространственно- и поляризационно-разнесенный прием. Такие системы позволяют эффективно бороться с многолучевостью, эхом и различными помехами, динамически формируя в их направлении нули ДН.

15.3. Особенности антенн УВЧ и СВЧ диапазонов

15.3.1. Общие особенности антенн

Использование диапазонов ультравысоких и сверхвысоких частот (с длинами волн короче одного метра) в системах радиосвязи позволяет существенно увеличить число каналов, применить специальные помехоустойчивые виды модуляции, организовать многоканальный режим работы. Уровень атмосферных помех и промышленных помех в этих диапазонах значительно ниже, чем на более длинных волнах, что принципиально позволяет вести работу при относительно небольших напряжённостях поля. Дальность связи при этом ограничивается параметрами самой радиоаппаратуры и в первую очередь уровнем собственных шумов приёмников, уровнем шумов окружающего пространства и коэффициентами усиления приемной и передающей антенн с учётом потерь в линии передачи.

Важной особенностью рассматриваемого диапазона длин волн является возможность создавать и применять остронаправленные антенны относительно небольших габаритов, поскольку направленность излучения, независимо от типа, зависит от отношения размеров антенны к длине волны. Именно по причине громоздкости остронаправленных антенн при радиосвязи в диапазонах ДВ, СВ и КВ приходится ограничиваться применением слабонаправленных антенн в ущерб достижению оптимальных электрических характеристик системы связи. В диапазоне же дециметровых и сантиметровых волн антенна с габаритами порядка нескольких десятков или даже сотен длин волн,

а следовательно, с весьма высокой направленностью в большинстве случаев имеет достаточно приемлемые габариты.

Применение антенн с высокой направленностью существенно расширяет возможности систем радиосвязи. За счёт увеличения направленности удаётся уменьшить мощность передатчика и получить выигрыш в дальности связи. Высокая направленность антенн при низком уровне боковых лепестков ДН обеспечивает существенное ослабление действия внешних или организованных помех при радиоприёме. При использовании остронаправленных антенн затрудняется несанкционированный съем информации злоумышленником, снижаются взаимные помехи между радиостанциями, работающими на одной волне и расположенными на различных территориях, повышается электромагнитная совместимость систем связи.

Благодаря возможности применения остронаправленных антенн получила широкое применение радиорелейная связь на дециметровых и сантиметровых волнах и дальняя УКВ радиосвязь с использованием рассеяния волн на неоднородностях тропосферы, стало возможным осуществление спутниковой радиосвязи. Развитие этих видов радиосвязи, а также радиолокации и радиоастрономии является стимулом непрерывного совершенствования и создания новых типов остронаправленных антенн, удовлетворяющих всё более сложным техническим требованиям.

Для антенн СВЧ диапазона характерна высокая направленность при малом уровне боковых лепестков, требование получения нужных поляризационных характеристик и широкополосности. В связи с тем, что возникает необходимость управлять положением диаграмм направленности СВЧ антенн, их конструкция должна допускать повороты всей антенны, либо позволять осуществлять электрическое управление характеристиками излучения.

В диапазоне метровых и дециметровых волн находят применение проволочные антенны различных конструкций. В диапазоне сантиметровых волн применение проволочных антенн также возможно. Однако попытки создать остронаправленные антенны из многих десятков, сотен или тысяч простых проволочных излучателей типа вибраторов наталкиваются на трудности в устройстве системы питания. Малые размеры этих элементарных излучателей, необходимость точной их установки и фазировки также вызывают серьёзные трудности в практическом обеспечении необходимых допусков и разработке технологии их изготовления. Поэтому в диапазоне сантиметровых волн зачастую применяются антенны более простых конструкций, основанных на использовании прин-

ципов оптических и акустических приборов (зеркал, линз, рупоров).

С укорочением длины волны появляются возможности создания остронаправленных антенн, основанных на использовании явлений дифракции и, в частности, явлений преломления и отражения радиоволн.

В последнее время широкое распространение получила технология изготовления антенн на основе микрополосковых линий передачи. Данная технология позволяет реализовать в диапазоне СВЧ как обычные проволочные, так и специфические микрополосковые антенны.

Наряду с остронаправленными антеннами в связи с бурным ростом систем персональной радиосвязи в диапазонах УВЧ и СВЧ находят применение всенаправленные антенны. Для этих антенн ключевым является требование миниатюрности, поэтому зачастую они имеют невысокий КПД.

Для крепления остронаправленных антенн УВЧ и СВЧ диапазонов используются специальные *опорно-поворотные устройства* различных конструкций. Данные устройства должны обеспечивать ориентацию главного лепестка ДН антенны в заданном направлении и при необходимости поворот антенны.

15.3.2. Опорно-поворотные устройства антенн земных станций спутниковой связи

В земных станциях (ЗС) спутниковой связи, предназначенных для организации связи через искусственные спутники Земли, применяются ОПУ специальных конструкций.

Опорно-поворотное устройство земных станций спутниковой связи выполняет следующие основные функции:

- наведение антенны (максимума её диаграммы направленности) в направлении ИСЗ, через который ведется радиосвязь;
- постоянная поддержка режима наведения на выбранный ИСЗ и автоматическое сопровождение его при перемещении по орбите;
- изменение углов наведения антенны при измерении её ДН, шумовой температуры и шумовой добротности приёмной системы земной станции при всех видах испытаний;
- изменение углов наведения антенны при смене ИСЗ, с которым производится сеанс связи.

Известно, что любое направление в пространстве может быть однозначно задано двумя угловыми координатами. В связи с этим наведение антенны на ИСЗ может быть обеспечено наличием двух (обычно

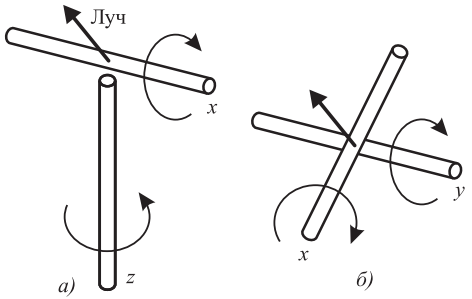


Рис. 15.1. Азимутально-угломестные ОПУ

взаимно ортогональных) осей. В этом случае одна из этих осей, часто называемая первой осью, неподвижна относительно места установки антенны и ориентирована в пространстве определенным образом. Другая ось, называемая второй, подвижна и вместе с конструкцией антенны может поворачиваться вокруг первой. Ввиду простоты конструкции двухосные ОПУ, построенные по описанному принципу, нашли широкое применение на практике [118].

Наиболее распространены *азимутально-угломестные* опорно-поворотные устройства типа X-Z (рис. 15.1,*а*). Наведение антенны по азимуту происходит путем её поворота вокруг вертикальной оси z, называемой азимутальной осью. Поворотом вокруг горизонтальной оси x, называемой угломестной осью, осуществляется установка антенны под заданным углом места к горизонту.

Недостатком ОПУ типа X-Z является наличие «мертвой» зоны, когда объект сопровождения проходит зенитную точку, и при этом, чтобы продолжать сопровождение, необходимо мгновенно «перебросить» антенну по азимуту на 180°, чего из-за ограниченных скоростей наведения сделать невозможно.

Для устранения указанного недостатка используется схема типа X-Y (рис. 15.1,*б*), в которой к первой горизонтальной оси добавляется вторая горизонтальная ось. «Мертвые» зоны такого ОПУ расположены в области нерабочих малых углов места. Однако система типа X-Y конструктивно сложнее и больше системы типа X-Z.

Для антенн среднего размера (7...12 м) обычно используются ОПУ башенного типа. При этом приводы с зубчатой передачей располагаются, как правило, внутри башни. Для антенн большого диаметра используются ОПУ карусельного типа. В них каретки опоры движутся по проложенному на земле кольцевому рельсовому пути.

Для упрощения ОПУ вместо сложных редукторов с шестерёнками часто применяют электромеханические приводы с винтовыми толкателями, называемые также *позиционерами*. Это устройство пред-

ставляет собой комбинацию длинного винта с гайкой, при вращении которого электродвигателем наведения вращательное движение преобразуется в увеличение или уменьшение длины активной части винта, шарнирно прикрепленного к краю антенны и перемещающего её по азимуту или углу места.

Перемещение антенны в азимутальной плоскости часто осуществляется поэтапно. На первом этапе за счет перестановки дополнительных ОПУ выбирается сектор предполагаемой работы. Затем с помощью электромеханического привода происходит непосредственное наведение антенны на спутник и её подстройка.

Вертикальное перемещение антенны по углу места, как правило, осуществляется во всем секторе углов. В этом случае толкатель электромеханического привода обычно закрепляется шарнирно к верхнему краю основного зеркала антенны.

Для малых антенн (например, антенн спутникового телевидения), предназначенных для приема сигналов ИСЗ, расположенных на геостационарной орбите (ГСО), применяют *полярную подвеску* — ОПУ с одной вращающейся осью.

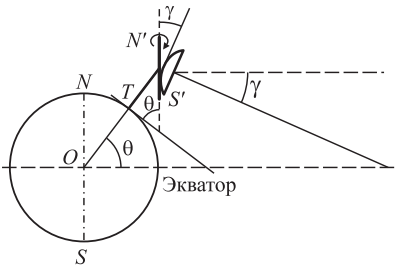


Рис. 15.2. Полярная подвеска

Полярная подвеска состоит из вертикальной трубы-опоры, на которой неподвижно закрепляется ось вращения $N'S'$ антенны (*ось полярной подвески*), параллельная земной оси NS (рис. 15.2). Направление этой оси в пространстве совпадает с направлением на Полярную звезду.

При настройке полярной оси её устанавливают под углом широты θ к горизонту и ориентируют по горизонтали в направлении север–юг.

Если наклонить антенну относительно оси вращения $N'S'$ на угол параллакса γ, то при вращении антенны главный лепесток ДН будет двигаться по образующей конуса. Угол полярной подвески γ можно подобрать таким образом, чтобы при вращении антенны её главный лепесток перемещался практически по всей ГСО.

Недостатком полярной подвески является высокая сложность её настройки. Кроме этого, даже идеально настроенная полярная подвеска имеет некоторую ошибку наведения. Обусловлено это тем, что центр ГСО не лежит на оси конуса. В результате след главного лепестка ДН вращающейся антенны на плоскости экватора представляет собой окружность, радиус которой меньше радиуса ГСО.

Однако указанная ошибка наведения мала: при наихудших условиях (на широте 45°) она составляет не более 0,4°. Для антенн, у которых ширина главного лепестка ДН больше этого значения, ошибкой наведения можно пренебречь. Этому условию соответствуют антенны диаметром менее 2 м для работы в диапазоне 12 ГГц и менее 6 м в диапазоне 4 ГГц, т. е. подавляющее большинство антенн, используемых для индивидуального приема.

15.3.3. Радиопрозрачные укрытия антенн

Для защиты антенн и сопутствующих её радиотехнических устройств от механических, в первую очередь ветровых, воздействий внешней среды, снега и дождя, предотвращения опасности электрического пробоя в условиях низких давлений и перегрева, удобства проведения регламентных работ и ремонта используются *радиопрозрачные укрытия* (РПУ).

Большинство СВЧ антенн летательных аппаратов имеют РПУ, называемые *обтекателями антенн* и предназначенные, в первую очередь, для уменьшения вносимого антеннами аэродинамического сопротивления. Наземные антенные системы также требуют наличия РПУ для защиты их от атмосферных воздействий.

Наличие РПУ приводит к амплитудным искажениям поля антенны за счет частичного поглощения электромагнитной энергии в материале укрытия и отражения волны от его стенок. Также возникают фазовые искажения, связанные с прохождением плоской волны через неплоскую поверхность обтекателя. Эти искажения приводят к уменьшению дальности действия радиостанций, ухудшению условий приема.

Исходя из назначения антенных обтекателей и укрытий, к ним предъявляют ряд различных сложных и противоречивых требований по механической прочности, термостойкости, аэродинамическому сопротивлению, радиопрозрачности и малому искажению характеристик излучения защищаемых ими антенн. Указанные требования учитываются при разработке конструкций обтекателей, выборе материала и технологии изготовления.

Вопросы электродинамического расчета и выбора конструкций обтекателей антенн летательных аппаратов подробно рассмотрены в известной работе [119].

Форма обтекателя летательного аппарата практически полностью определяется требованиями минимального аэродинамического сопротивления и зависит от места расположения антенны. Обтекатели мо-

гут иметь форму конусов, полуконусов, слабоизогнутых поверхностей, закрывающих вырезы в фюзеляже, и др.

РПУ антенн базовых станций сотовой связи и радиорелейных антенн обычно имеют форму слабоизогнутых поверхностей. РПУ антенн земных станций спутниковой связи часто имеют форму сферы, либо вписанного в сферу многогранника, который состоит из треугольных и трапецеидальных секций.

Материал, из которого изготовлен обтекатель, должен обладать требуемой радиопрозрачностью, механической прочностью и термостойкостью. В качестве таких материалов используют различные пластики, керамические и композиционные материалы, материалы с металлическими элементами, а также материалы покрытий для защиты от дождевой эрозии, обледенения, грозовых разрядов и т.д. Большие возможности для улучшения как механических, так и радиотехнических характеристик обтекателей открывает использование диэлектрических стенок с металлическими элементами, представляющими собой реактивные решетки.

Структура стенок обтекателей выбирается, главным образом, исходя из радиотехнических требований. В зависимости от конструкции стенок обтекатели делятся на однослойные, многослойные (трех-, пяти-, семислойные), обтекатели с плавно изменяющимися параметрами и т.п.

Выбором конструкции и материала стенок достигают необходимой радиопрозрачности обтекателей в заданном диапазоне волн и секторе углов сканирования.

Вопросы к главе 15

1. Какие антенны применяются в диапазонах СДВ, ДВ и СВ?
2. Чем вызваны замирания уровня принимаемого сигнала в коротковолновом диапазоне частот?
3. Какие способы борьбы с замираниями уровня принимаемого сигнала Вам известны?
4. Какие типы антенн применяются в КВ диапазоне при связи на большие расстояния?
5. Какими основными особенностями обладают антенны СВЧ диапазона?
6. Какие опорно-поворотные устройства Вам известны?
7. В чем заключается особенность полярной подвески?
8. Для чего нужно радиопрозрачное укрытие антенн?
9. Какие требования предъявляются к радиопрозрачным укрытиям?

ГЛАВА 16
ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ПИТАНИЕ АНТЕНН. СОГЛАСОВАНИЕ И СИММЕТРИРОВАНИЕ

16.1. Классификация линий передачи

На практике во многих случаях эксплуатации радиотехнической аппаратуры антенна оказывается удалённой от передатчика или приёмника на некоторое (иногда довольно большое) расстояние. Для длин волн в десятки метров и меньше расстояние часто оказывается существенно больше длины волны, что требует соединения антенны с передатчиком или приёмником при помощи *фидерной системы*, состоящей из *фидерной линии* (*фидера*) и переходных устройств между ней и антенной.

Фидер служит для передачи электромагнитных волн из одного места в другое и потому называется также *линией передачи*. Переходное устройство служит для согласования входного сопротивления антенны с волновым сопротивлением фидера и для перехода с несимметричного коаксиального фидера на симметричную антенну. Для краткости первая задача называется *согласованием* антенны с фидером, вторая — *симметрированием*.

Различные линии передачи подробно рассматриваются в литературе по технической электродинамике и основам теории электрических цепей [21, 31, 37, 42]. В данной главе излагаются лишь краткие сведения инженерного характера, касающиеся практического применения фидерных линий, их основных параметров и характеристик.

К фидерным линиям, кроме некоторых индивидуальных требований, предъявляются требования общего характера. К ним относятся, прежде всего, требование минимальных электромагнитных потерь в фидере, обеспечение передачи сигналов в заданном диапазоне частот с минимальными искажениями, возможность передачи требуемой мощности без электрического пробоя. Кроме того, фидерные линии должны обладать наиболее простой конструкцией и быть достаточно дешёвыми.



Рис. 16.1. Радиочастотные линии передачи

В фидерных линиях не должно быть *антенного эффекта*, т. е. сами фидерные линии *не должны* излучать или принимать электромагнитные волны. Электромагнитное излучение фидерной линией нежелательно из-за увеличения потерь в линии и искажения диаграммы направленности антенны.

Степень важности каждого из указанных требований зависит от назначения, технических требований и характера работы радиотехнической системы. Так, например, для чисто приёмных антенн вопрос об электрическом пробое отпадает, в то время как наличие или отсутствие антенного эффекта существенно возрастает.

Основные типы фидерных линий и соответствующие им диапазоны длин волн представлены на рис. 16.1.

На декаметровых, метровых и отчасти дециметровых волнах наиболее часто применяются проволочные фидерные линии и радиочастотные кабели. При переходе к сантиметровым и более коротким волнам такие открытые линии передачи становятся непригодными из-за того, что расстояние между проводами становится соизмеримо с длиной волны и провода начинают заметно излучать. Коаксиальные же линии в этих диапазонах не обеспечивают достаточной электрической

прочности при передаче больших импульсных мощностей. С увеличением частоты увеличивается коэффициент затухания экранированных линий, достигая в сантиметровом диапазоне погонного затухания 1 дБ/м.

В диапазоне СВЧ в качестве линий передачи применяют закрытые волноводы, главным образом прямоугольного поперечного сечения, и открытые волноводы в виде так называемых полосковых линий.

16.2. Воздушные и экранированные линии

Для проволочных антенн применяются в основном два типа фидерных линий: воздушные и экранированные. На рис. 16.2 показаны схемы применяемых воздушных линий.

Линии выполняются из медных, бронзовых или биметаллических проводов диаметром от 3 до 6 мм, расстояние между ними во избежание антенного эффекта должно быть существенно меньшим длины волны. В линиях большой протяжённости провода фидеров укрепляются при помощи изоляторов на опорах, расположенных на расстоянии 20...25 м друг от друга.

Самой простой и дешёвой является *однопроводная линия*, в которой обратным проводом служит поверхность почвы (рис. 16.2,*а*). Главным недостатком однопроводной линии является наличие антенного эффекта, поэтому такие линии редко применяются на практике.

Из воздушных линий наиболее распространёнными являются *двухпроводные линии* (рис. 16.2,*б*). Отсутствие антенного эффекта здесь реализуется тем лучше, чем меньше расстояние между проводами линии, так как при малом (по сравнению с длиной волны) расстоянии поле излучения, создаваемое в пространстве током одного провода, компенсируется полем обратного знака второго провода, в котором ток протекает в противоположном направлении. В то же время при очень малом расстоянии между проводами появляется опасность их соприкосновения и уменьшается электрическая прочность линии. Для коротковолновых антенн применяются, в основном, двухпроводные линии с расстоянием между проводами 20...40 см.

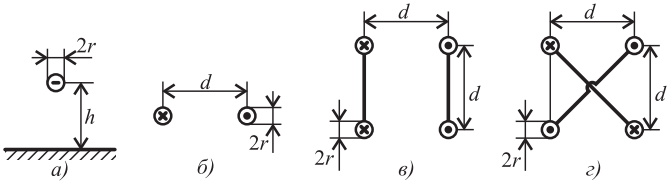


Рис. 16.2. Воздушные фидерные линии

Четырёхпроводная линия (рис. 16.2,*в*) состоит из проводов, попарно соединяемых по вертикали специальными проволочными перемычками (на каждой опоре). Благодаря увеличению ёмкости между проводами линии понижается её волновое сопротивление, что позволяет передавать по линии большие мощности без возникновения опасности перенапряжений.

В четырёхпроводном фидере (рис. 16.2,*г*) перемычками могут соединяться и диагонально расположенные провода. Такой фидер применяется, главным образом, для приёмных антенн больших стационарных радиоцентров. Основным достоинством такого фидера является ничтожно малый антенный эффект.

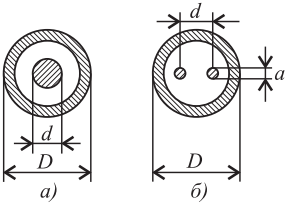


Рис. 16.3. Экранированные линии передачи

На рис. 16.3 показаны экранированные линии передачи: *концентрическая* (или *коаксиальная*) и *двухпроводная*. Такие линии выполняются в виде жёстких негнущихся или гибких конструкций.

Жёсткий концентрический фидер (рис. 16.3,*а*) изготовляется из медных или латунных трубок, помещённых одна внутри другой. При малых диаметрах линии вместо внутренней трубки применяется сплошной цилиндрический, как правило, медный стержень. По центральному проводу протекает ток одного направления, а по экранирующему — другого. Центральный провод отделяется от наружного шайбами из диэлектрика с малыми электрическими потерями. В диапазоне СВЧ применяются также и металлические изоляторы.

В гибком высокочастотном коаксиальном кабеле внутренний провод представляет собой медную жилу из одного сплошного или из нескольких тонких проводов. Наружный проводник состоит из медной оплётки в виде сетки или тонкой ленты, а пространство между внутренним проводом и экранирующей оболочкой заполняется пластической массой из полистирола или полиэтилена низкого давления. В некоторых случаях применяются изоляторы в виде расположенных один за другим колпачков (например, из стирофлекса), нанизанных один за другим на центральную жилу. Снаружи внешняя оплётка кабеля покрывается защитной изоляционной оболочкой. Для получения большей прочности и герметичности в некоторых случаях применяется дополнительная свинцовая оболочка.

Двухпроводный кабель (рис. 16.3,*б*) состоит из двух одинаковых проводов, разделённых изоляцией и окружённых экранирующей оболочкой. Электрическая прочность таких кабелей обычно невелика, и

они применяются главным образом для симметричных приёмных антенн или передающих антенн маломощных радиостанций.

По сравнению с воздушными линиями экранированные имеют преимущество в том, что они свободны от антенного эффекта, более удобны при монтаже (например, их можно зарыть в землю) и, вообще, лучше защищены от влияния атмосферных воздействий. С другой стороны, экранированные линии более сложны по конструкции, чем воздушные, и потому обходятся дороже. В экранированных линиях, поскольку они являются закрытыми системами, труднее обнаружить повреждение и устранить его.

Фидерные линии характеризуются рядом электрических параметров.

Волновое сопротивление линии определяется конфигурацией, геометрическими размерами и материалом, заполняющим пространство между проводами. Оно представляет важный интерес в связи с тем, что в линии, нагруженной на конце на активное сопротивление, равное волновому сопротивлению, устанавливается режим бегущей волны и отсутствуют отражения от конца линии [4]. Этот режим является желательным и к нему следует стремиться. Формулы для расчёта волнового сопротивления, измеряемого в Омах, зависят от типа фидерной линии [5, 37].

Так, для одиночного провода, подвешенного горизонтально в воздухе на высоте $h \gg r$ над поверхностью почвы (см. рис. 16.2,*а*), волновое сопротивление

$$Z_{\text{в}} = 60 \ln \frac{2h}{r} \approx 138 \lg \frac{2h}{r}, \tag{16.1}$$

где r — радиус провода.

Волновое сопротивление воздушной двухпроводной линии (см. рис. 16.2,*б*) с расстоянием между проводами, существенно превышающим их радиус $d \gg r$,

$$Z_{\text{в}} = 120 \ln \frac{d}{r} \approx 276 \lg \frac{d}{r}. \tag{16.2}$$

Волновое сопротивление четырёхпроводной линии передачи (см. рис. 16.2,*в*) определяется соотношением

$$Z_{\text{в}} = 60 \ln \frac{d\sqrt{2}}{r} \approx 138 \lg \frac{d\sqrt{2}}{r}, \tag{16.3}$$

а для фидера с перекрещиванием проводов (см. рис. 16.2,*г*)

$$Z_{\text{в}} = 60 \ln \frac{d}{r\sqrt{2}} \approx 138 \lg \frac{d}{r\sqrt{2}}. \tag{16.4}$$

Волновое сопротивление коаксиального фидера (см. рис. 16.3,*а*)

$$Z_{\text{в}} = \frac{60}{\xi} \ln \frac{D}{d} \approx \frac{138}{\xi} \lg \frac{D}{d}, \tag{16.5}$$

где D — внутренний диаметр экрана; d — диаметр внутреннего провода; ξ — коэффициент укорочения волны за счёт применения диэлектрика.

Коэффициент ξ является одним из основных параметров фидера. По определению

$$\xi = \lambda_0/\lambda, \tag{16.6}$$

где λ_0 — длина волны в воздухе; λ — длина волны в фидере. Для кабелей [50]

$$\xi = \sqrt{1 + A(\varepsilon - 1)}, \tag{16.7}$$

где ε — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика изоляции; A — коэффициент заполнения, равный отношению объёма, заполненного диэлектриком, к полному объёму внутреннего пространства кабеля. Для кабеля со сплошным заполнением $A = 1$ и $\xi = \sqrt{\varepsilon}$.

Волновое сопротивление двухпроводного экранированного фидера (см. рис. 16.3,*б*)

$$Z_{\text{в}} = \frac{120}{\xi} \ln \left(\frac{2a}{d} \frac{D^2 - a^2}{D^2 + a^2} \right) \approx \frac{276}{\xi} \lg \left(\frac{2a}{d} \frac{D^2 - a^2}{D^2 + a^2} \right). \tag{16.8}$$

Коэффициент затухания электромагнитной волны в линии определяется выражением [4]

$$\alpha = \frac{R_1}{2Z_{\text{в}}} + \frac{G_1 Z_{\text{в}}}{2}, \tag{16.9}$$

где R_1 и G_1 — погонные (на единицу длины) активное сопротивление и проводимость линии.

Коэффициент затухания α измеряется в неперах на метр длины линии, а также в децибелах на метр. При этом известно [120], что $1\ \text{Нп} \approx 8{,}7\ \text{дБ}$. Он зависит от конфигурации, геометрических размеров линии, материала её проводов и состояния их поверхности, электрических параметров диэлектрика изоляция, а также от частоты электромагнитного поля, передаваемого по линии. С увеличением частоты возрастают потери как в проводах, так и в диэлектрике материала изоляции линии.

Расчёт коэффициента затухания различных линий представляет собой сложную техническую задачу.

Для воздушной двухпроводной линии коэффициент затухания рассчитывается с учётом малости второго слагаемого в формуле (16.9) по сравнению с первым. При этом

$$\alpha \approx \frac{R_1}{2Z_{\text{в}}}. \tag{16.10}$$

Считается так же, что сопротивление R_1 обусловлено только активными потерями в двух проводах линии. Тогда [5]

$$R_1 \approx \frac{1,1 \cdot 10^4}{r}\sqrt{\frac{\mu}{\sigma\lambda}}, \tag{16.11}$$

где r — радиус проводов, мм; μ — относительная магнитная проницаемость материала проводов; σ — удельная проводимость материала провода, Ом/м; λ — длина волны, м.

Так, для воздушной линии из двух медных проводов диаметром 3,5 мм, расположенных на расстоянии 350 мм, для передачи сигнала на длине волны 16 м (при $\sigma = 3,6 \cdot 10^7$ Ом/м) можно получить

$$Z_{\text{в}} \approx 630 \text{ Ом}; \quad R_1 \approx 0{,}26 \text{ Ом/м}; \quad \alpha \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ Нп/м} \approx 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ дБ/м}.$$

Затухание в открытой линии зависит, кроме этого, от атмосферных условий и возрастает в разы, например, если провода покрываются слоем инея или льда.

Максимально допустимое рабочее напряжение характеризует электрическую прочность фидера и определяется действующим значением напряжения, которое ещё не вызывает электрического пробоя в линии.

16.3. Металлические волноводы и полосковые линии

16.3.1. Закрытые волноводы прямоугольного поперечного сечения

В аппаратуре сантиметровых и миллиметровых волн в качестве линий передачи наибольшее применение находят волноводы прямоугольного поперечного сечения с использованием поля основного типа H_{10} (TE_{10}).

При отсутствии диэлектрических изоляторов внутри волноводов отсутствуют электрические потери и отражения от этих изоляторов. В связи с большей площадью поверхности и меньшей концентрацией токов на внутренних поверхностях стенок по сравнению с коаксиальными линиями, волноводы обеспечивают передачу энергии с меньшими потерями. Из-за существенно увеличенных размеров поперечного

сечения (по сравнению с кабелями) волноводы обладают значительно большей электрической прочностью и позволяют передавать большие мощности. Металлические волноводы отличаются сравнительно простой технологией изготовления и, как следствие, относительной дешевизной.

16.3.2. Лучевые волноводы

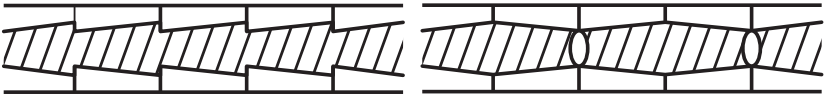
В последние годы достигнуты большие успехи в области генерирования когерентных колебаний в оптическом диапазоне волн с помощью специальных квантовых генераторов — лазеров. Эти колебания в настоящее время находят широкое применение в системах связи, так как обеспечивают полосу рабочих частот во много раз большую, чем полоса частот систем связи, работающих в диапазоне СВЧ.

В аппаратуре оптического диапазона волн также возникает необходимость передачи колебаний с малыми потерями. Для того чтобы использовать оптические линии для связи на большие расстояния, необходимы средства для защиты этих линий от неблагоприятных воздействий внешней среды: воды, дождя, тумана, снега, турбулентностей атмосферы и др.

Решение задачи возможно с помощью применения специальных *оптоволоконных линий* в виде волокна из специального стекла, внутри которого оптический сигнал распространяется как в диэлектрическом волноводе. Иногда могут найти применение *лучевые волноводы* в виде труб, внутри которых распределение поля периодически повторяется через определённые интервалы. Два варианта конструкций таких волноводов показаны на рис. 16.4.

В *диафрагменном волноводе* (рис. 16.4,*а*) картина поля последовательно повторяется в результате дифракции луча на раскрывах диафрагм. В *линзовом волноводе* (рис. 16.4,*б*) преобразование распределения поля в поперечном сечении осуществляется с помощью линз из оптически прозрачного материала, с малыми диэлектрическими потерями.

Результаты исследований показали, что в линзовых волноводах небольшие перекосы и смещения линз вдоль оси не оказывают существенного влияния.



а) *б)*

Рис. 16.4. Лучевые волноводы с периодическим распределением поля

Волноводы таких типов конструктивно и технологически достаточно сложны, поэтому практическое применение нашли оптоволоконные линии передачи с гладкими стенками.

16.3.3. Полосковые линии передачи

Полосковые линии передачи не относятся к волноводам, поскольку образуют отдельный класс фидерных линий. Эти линии составляют серьёзную конкуренцию элементам линий передачи из отрезков волноводных и коаксиальных линий из-за простоты своей конструкции и меньших габаритов, а также удобства применения и возможностей включения в широко применяемые печатные схемы.

Потери на излучение у полосковых линий существенно меньше, чем у обычных двухпроводных линий соизмеримых размеров. Коэффициент затухания полосковых линий несколько больше, чем у металлических волноводов, и соизмерим с его значением для коаксиальных линий с диэлектрическим заполнением. Так, в диапазоне сантиметровых волн погонный коэффициент затухания полосковых линий $\alpha \approx 1...2$ дБ/м.

В заключение необходимо отметить, что полосковые линии по сравнению с волноводами обладают более широкой полосой пропускания.

16.4. Методы анализа цепей СВЧ

Радиоустройства и радиосистемы различного назначения функционируют в диапазоне радиочастот от 30 МГц до 30000 ГГц в виде устройств, соединённых отрезками линий передачи. В зависимости от используемого диапазона используются те или иные виды линий передачи. Часть системы между антенной и приёмником (или передатчиком) представляет *тракт* СВЧ или цепь СВЧ. Кроме этого, цепями СВЧ являются и отдельные элемента тракта: отрезки линии, переходы между линиями разных типов, сумматоры, делители, поляризационные устройства, фазовращатели, фильтры, ферритовые устройства и другие элементы.

Электродинамические процессы, происходящие в перечисленных устройствах, часто сложны для анализа, поэтому применяется метод декомпозиции (разбиения) сложного тракта линии передачи на отдельные его элементы. Каждый отдельный элемент рассматривается в этом случае как независимый от других и взаимное влияние элементов не учитывается. Краевые задачи в этом случае также проще.

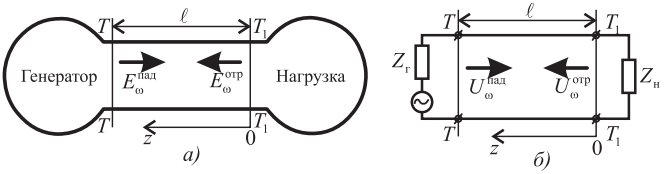


Рис. 16.5. Эквивалентная длинная линия

Для более простых элементов иногда удаётся решить электродинамическую задачу или воспользоваться моделированием и результатами эксперимента. Если это не удаётся, то элемент представляется в виде матрицы рассеяния или передачи, а так же в виде эквивалентной линии передачи с L-, C- и R-элементами. Такая упрощённая модель может быть использована только для одноволнового режима работы линии. Она широко используется на практике, поэтому целесообразно рассмотреть её более подробно.

16.4.1. Переход к эквивалентной линии

Известно, что в линиях передачи с поперечными электромагнитными TEM волнами векторам напряжённостям электрического и магнитного полей E_ω и H_ω соответствуют напряжение и ток

$$U_\omega(z) = U_0 \mathrm{e}^{-j\beta z}; \quad I_\omega(z) = I_0 \mathrm{e}^{-j\beta z}, \tag{16.12}$$

где β — *коэффициент распространения волны*, или *волновое число* в линии. Волновое сопротивление линии

$$Z_в = \frac{U_\omega(z)}{I_\omega(z)}.$$

Далее рассматривается произвольный отрезок линии без потерь (погонное затухание $\alpha = 0$) длиной ℓ, который возбуждается генератором с внутренним сопротивлением, равным волновому сопротивлению линии $Z_г = Z_в$ (рис. 16.5).

При неравенстве сопротивления нагрузки на конце линии её волновому сопротивлению $Z_н \neq Z_в$ от генератора вдоль линии распространяются падающие волны напряжения $U_\omega^{пад}(z)$ и тока $I_\omega^{пад}(z)$. Комплексная амплитуда падающей волны напряжения на входе нагрузки

$$U_\omega^{пад}(z) = U_{0\,пад} \mathrm{e}^{j\psi_{пад}} \mathrm{e}^{j\beta z}, \tag{16.13}$$

где $U_{0\,пад}$ и $\psi_{пад}$ — начальные модуль и фаза падающей волны (при $z = 0$).

Поскольку сопротивление нагрузки не равно волновому сопротивлению линии на их стыке образуются комплексные амплитуды отражённых волн тока и напряжения

$$U_{\omega}^{\text{отр}}(z) = U_{0\,\text{отр}} e^{j\psi_{\text{отр}}} e^{-j\beta z}, \tag{16.14}$$

где $U_{0\,\text{отр}}$ и $\psi_{\text{отр}}$ — начальные модуль и фаза отражённой волны (при $z = 0$).

Для оценки интенсивности отражений от нагрузки вводится *коэффициент отражения по напряжению*

$$\Gamma(z) = \frac{U_{\omega}^{\text{отр}}(z)}{U_{\omega}^{\text{пад}}(z)} = \frac{U_{0\,\text{отр}} e^{j\psi_{\text{отр}}} e^{-jkz}}{U_{0\,\text{пад}} e^{j\psi_{\text{пад}}} e^{jkz}} = \Gamma(0) e^{-j2\beta z}, \tag{16.15}$$

где $\Gamma(0) = \Gamma_0 e^{j\psi_0}$ и $\psi_0 = \psi_{\text{отр}} - \psi_{\text{пад}}$.

В произвольной точке линии полное напряжение и полный ток являются суммой напряжений и токов падающей и отражённой волн и описываются соответственно выражениями:

$$\begin{aligned} U_{\omega}(z) &= U_{\omega}^{\text{пад}}(z) + U_{\omega}^{\text{отр}}(z) = U_{\omega}^{\text{пад}}(z)[1 + \Gamma(z)]; \\ I_{\omega}(z) &= I_{\omega}^{\text{пад}}(z) + I_{\omega}^{\text{отр}}(z) = \frac{U_{\omega}^{\text{пад}}(z) - U_{\omega}^{\text{отр}}(z)}{\rho} = \frac{U_{\omega}^{\text{пад}}(z)}{\rho}[1 - \Gamma(z)], \end{aligned} \tag{16.16}$$

где учтено, что

$$\frac{U_{\omega}^{\text{отр}}(z)}{I_{\omega}^{\text{отр}}(z)} = -Z_{\text{в}}; \quad \frac{U_{\omega}^{\text{пад}}(z)}{I_{\omega}^{\text{пад}}(z)} = Z_{\text{в}}.$$

16.4.2. Коэффициент отражения, коэффициент бегущей волны и коэффициент стоячей волны

Модуль полного напряжения для произвольного сечения в линии согласно (16.16) определяется выражением

$$|U_{\omega}(z)| = |U_{\omega}^{\text{пад}}(z)| \sqrt{1 + \Gamma_0^2 + 2\Gamma_0 \cos(2\beta z - \psi_0)}, \tag{16.17}$$

Распределение напряжения вдоль линии, рассчитанное по формуле (16.17) в виде отношения $|U_{\omega}(z)|/|U_{\omega}^{\text{пад}}(z)|$, представлено на рис. 16.6.

Как следует из этого рисунка, наложение падающей и отражённой волн образуют картину стоячих волн из последовательно чередующихся максимумов, узлов и минимумов напряжения вдоль линии.

Минимумы напряжения, равные по величине $(1-\Gamma_0)$, имеют место

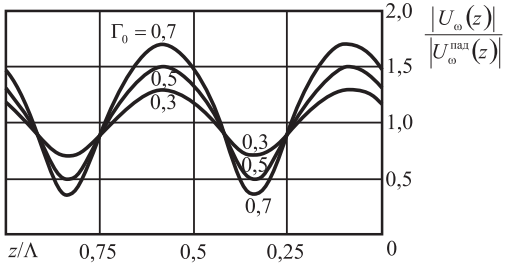


Рис. 16.6. Распределение напряжения вдоль линии

в сечениях с координатами

$$z_{\min} = \frac{(2n-1)\pi + \psi_0}{2\beta},$$

максимумы напряжения величиной $(1 + \Gamma_0)$ — в сечениях с координатами

$$z_{\max} = \frac{2(n-1)\pi + \psi_0}{2\beta}, \quad n = 1, 2, 3, \ldots.$$

Расстояние между двумя соседними максимумами или минимумами составляют половину длины распространяющейся в линии волны.

Режим работы фидерного тракта как элемента длинной линии в инженерной практике характеризуется несколькими параметрами: *коэффициентом бегущей волны* (КБВ) и обратной ему величиной — *коэффициентом стоячей волны* (КСВ). Они определяются как отношения:

$$k_{\text{бв}} = \frac{U_\omega(z_{\min})}{U_\omega(z_{\max})}; \quad k_{\text{св}} = \frac{1}{k_{\text{бв}}}.$$

В линии, где нагрузка является чисто активной и равна по величине волновому сопротивлению, отсутствует отражение от стыка нагрузки с линией и имеет место *режим бегущей волны.* Такая линия называется *согласованной* и имеет параметры $\Gamma_0 = 0$, $k_{\text{бв}} = k_{\text{св}} = 1$.

При полном отражении на конце линии, когда $\Gamma_0 = 1$, имеет место равенство

$$U_{0\,\text{пад}} = U_{0\,\text{отр}}.$$

В этом случае $k_{\text{бв}} = 0$, $k_{\text{св}} = \infty$. Такой режим называется *режимом стоячей волны.*

Непосредственно на входе нагрузки коэффициент отражения

$$\Gamma_0 = \frac{U_{0\,\text{отр}}}{U_{0\,\text{пад}}} = \frac{1 - k_{\text{бв}}}{1 + k_{\text{бв}}}. \tag{16.18}$$

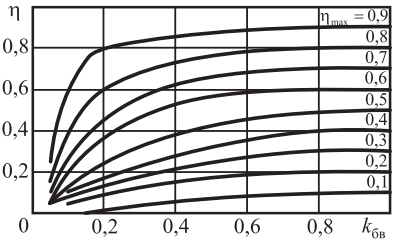


Рис. 16.7. Зависимость общего КПД линии от КБВ

При отражении от нагрузки и возникновении отражённой волны теряется часть проходящей к нагрузке мощности. Относительная доля этой теряемой мощности определяется отношением

$$\frac{P_{\text{отр}}}{P_{\text{пад}}} = \left(\frac{1 - k_{\text{бв}}}{1 + k_{\text{бв}}}\right)^2. \tag{16.19}$$

Для многих радиотехнических систем предельно допустимой величиной является $k_{\text{бв}} = 0{,}5$, что соответствует $k_{\text{св}} = 2$. При этом, как видно из формулы (16.19), доля теряемой за счет отражения мощности $P_{\text{отр}}/P_{\text{пад}} = 0{,}11$.

При наличии заметных электрических потерь в линии и коэффициенте распространения $\gamma = \alpha + j\beta$ даже без учёта отражений от её конца коэффициент полезного действия линии понижается и определяется выражением

$$\eta_{\max} = \mathrm{e}^{-2\alpha\ell} \approx 1 - 2\alpha\ell, \tag{16.20}$$

где ℓ — длина линии. При наличии отражений за счёт дополнительных потерь КПД уменьшается и определяется соотношением

$$\eta = \eta_{\max}\frac{4k_{\text{бв}}}{(1 + k_{\text{бв}})^2 - (1 - k_{\text{бв}})^2\eta_{\max}^2}. \tag{16.21}$$

Зависимость общего КПД линии от КБВ при различных значениях активных потерь в линии приведена на рис. 16.7.

16.4.3. Полное эквивалентное сопротивление линии

В любом сечении линии при наличии отражений полное сопротивление определяется соотношением

$$Z(z) = \frac{U_\omega(z)}{I_\omega(z)} = Z_{\text{в}}\frac{1 + \Gamma(z)}{1 - \Gamma(z)}. \tag{16.22}$$

В сечении, где подключена нагрузка (для $z = 0$),

$$Z(z) = Z_{\text{н}} = Z_{\text{в}} \frac{1 + \Gamma(0)}{1 - \Gamma(0)},$$

отсюда

$$\Gamma_0 = \frac{Z_{\text{н}} - Z_{\text{в}}}{Z_{\text{н}} + Z_{\text{в}}}. \tag{16.23}$$

С учетом (16.15), (16.22) и (16.23) полное эквивалентное сопротивление в произвольном сечении линии

$$Z(z) = Z_{\text{в}} \frac{Z_{\text{н}} + Z_{\text{в}} \operatorname{tg}(\gamma z)}{Z_{\text{в}} + Z_{\text{н}} \operatorname{tg}(\gamma z)}. \tag{16.24}$$

В формуле (16.24) величина $\operatorname{tg}(\gamma z)$ является комплексной, поскольку $\gamma = \alpha + j\beta_1$.

В случае малых потерь в линии $\alpha = 0$ и $\beta_1 = \beta$. Тогда эквивалентное входное сопротивление

$$Z(z) = Z_{\text{в}} \frac{Z_{\text{н}} + jZ_{\text{в}} \operatorname{tg}(\beta z)}{Z_{\text{в}} + jZ_{\text{н}} \operatorname{tg}(\beta z)}. \tag{16.25}$$

Полное входное сопротивление в произвольном сечении линии (16.22) называется эквивалентным потому, что оно является входным для участка линии, находящегося правее выбранного сечения и нагруженного на некоторое сопротивление нагрузки.

При вычислении полных и входных сопротивлениях часто используют нормированные величины сопротивлений: $Z' = Z/Z_{\text{в}}$ и $Z'_{\text{н}} = Z_{\text{н}}/Z_{\text{в}}$.

Иногда вместо полного эквивалентного сопротивления удобно применять полную эквивалентную проводимость $Y(z) = 1/Z(z)$.

16.4.4. Реактивные шлейфы

В технике СВЧ для настройки и согласования сопротивлений применяются короткие отрезки короткозамкнутых (КЗ) и разомкнутых в режиме холостого хода (ХХ) линий, называемые *реактивными шлейфами*.

В режиме КЗ сопротивление нагрузки $Z_{\text{н}} = 0$, в режиме ХХ сопротивление $Z_{\text{н}} = \infty$ (рис. 16.8).

При падении волны на реактивный шлейф она полностью отражается от его конца и на протяжении шлейфа устанавливается режим стоячей волны. Для режима ХХ $\Gamma(0) = 1$, $\psi_0 = 0$; при КЗ $\Gamma(0) = -1$, $\psi_0 = -\pi$.

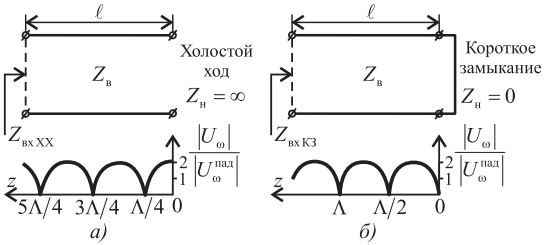


Рис. 16.8. Реактивные шлейфы

Если не учитывать тепловые потери, которые для шлейфов достаточно малы, то входное сопротивление КЗ шлейфа длиной короче $\Lambda/4$, где Λ — длина волны в линии, представляет собой эквивалент индуктивности

$$Z_{вх\,КЗ} = jZ_в \operatorname{tg}(\beta\ell).$$

Для разомкнутого шлейфа длиной менее $\Lambda/4$ входное сопротивление

$$Z_{вх\,XX} = -jZ_в \operatorname{tg}(\beta\ell)$$

является эквивалентом ёмкости. Поэтому два рассмотренных типа шлейфов широко используются для настройки линий питания.

16.5. Согласование фидерных линий

16.5.1. Задача согласования фидера и антенны

В технике антенно-фидерных устройств одной из важных задач является организация режима бегущей волны от передатчика к фидеру и далее к антенне. Для максимальной передачи высокочастотной мощности необходимо, чтобы выходное сопротивление передатчика, волновое сопротивление фидера и входное сопротивление антенны были равны. Если говорить об участке линия передачи — антенна, то в этом случае большую роль играет согласование антенн с фидерной линией. Под *согласованием* при этом подразумевается преобразование сопротивления нагрузки линии, которой в данном случае является антенна, в сопротивление, равное волновому сопротивлению линии, в результате чего в линии установится режим бегущей волны. Даже на фиксированной волне, а тем более во всей рабочей полосе частот, во многих практических случаях не удаётся реализовать режим бегущих волн в чистом виде. Поэтому важно, чтобы отражения от нагрузки в виде антенны не превышали некоторого определённого значения.

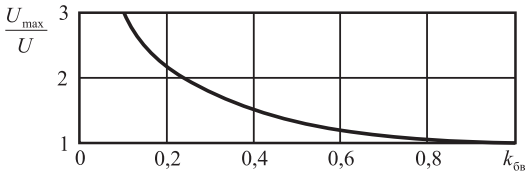


Рис. 16.9. Зависимость максимального напряжения в линии от КБВ

Для определения мощности, передаваемой по линии без активных потерь (или с малыми потерями), отношение максимального напряжения $U_{\max}$ в рассогласованной линии к напряжению U в согласованной линии обратно пропорционально квадратному корню из КБВ. Так, мощность, проходящую через сечение рассогласованной линии, в котором за счёт сложения прямой и отражённой от нагрузки волн устанавливается режим стоячих волн с максимумами, минимумами и узлами напряжения, для точки максимума напряжения можно определить по формуле

$$P = \frac{U_{\max}^2}{R_{\max}}, \tag{16.26}$$

где $R_{\max}$ — активное сопротивление, измеренное в указанном сечении линии при его изменении в направлении от генератора к нагрузке. Аналогично для линии, полностью согласованной с нагрузкой,

$$P = \frac{U^2}{Z_{\text{в}}}, \tag{16.27}$$

где $Z_{\text{в}}$ — волновое сопротивление линии.

Разделив первое равенство (16.26) на второе (16.27) и учитывая, что мощность в обоих случаях одна и та же, можно получить

$$\frac{U_{\max}^2}{U^2} = \frac{R_{\max}}{Z_{\text{в}}} = \frac{1}{k_{\text{бв}}} \quad \text{или} \quad \frac{U_{\max}}{U} = \frac{1}{\sqrt{k_{\text{бв}}}}, \tag{16.28}$$

где $k_{\text{бв}}$ — коэффициент бегущей волны в рассогласованной линии.

Из соотношений (16.28) следует, что при мощности P напряжение $U_{\max}$ в рассогласованной линии может значительно превосходить напряжение линии в режиме бегущей волны U (рис. 16.9). При распространении по линии больших мощностей опасность электрического пробоя является одной из важных причин, требующих согласования нагрузки с линией, а также устранения неоднородностей в фидерном тракте.

Другая причина связана с условиями нормальной работы генератора, поскольку он рассчитан на отдачу наибольшей мощности в за-

данной полосе частот при вполне определённой нагрузке. При КБВ, близком к единице, входное сопротивление линии является нагрузкой для генератора и имеет значительную активную составляющую, мало зависящую от длины линии, что обеспечивает нормальные условия работы генератора.

В передающих антеннах обычно требуют, чтобы КБВ не падал ниже 0,7, а в приёмных — ниже 0,3...0,5.

Требование согласования сопротивлений связано также с потерями в линии, от которых зависит КПД.

Ниже рассматриваются различные методы согласования нагрузки с фидером в предположении, что в качестве фидера служит двухпроводная линия (в том числе и экранированный кабель). В конце главы показано, что эти методы согласования распространяются и на волноводные линии.

На рис. 16.10 представлена принципиальная схема реализации режима бегущей волны в линии, нагруженной на конце входным сопротивлением антенны $Z_{\text{а}}$, не равным волновому сопротивлению линии $Z_{\text{в}}$.

Между нагрузкой и линией для согласования включается специальное переходное устройство. В частности, это может быть согласующее устройство, трансформирующее сопротивление $Z_{\text{а}}$ в сопротивление $Z_{\text{в}}$. Обычно такое согласующее устройство состоит из реактивных элементов (индуктивностей, ёмкостей, отрезков линий в виде шлейфов и т.п.), не вызывающих заметных дополнительных потерь. Многочисленные практические схемы таких устройств можно найти в известной работе [9].

Переходное устройство может обладать свойством *анизотропии*, при котором электромагнитные волны, движущиеся в направлении от генератора к нагрузке, проходят без поглощения, а волны, отражённые от входа нагрузки и распространяющиеся в обратном направлении, полностью поглощаются. К подобным устройствам относятся ферритовые системы, используемые в технике СВЧ и рассмотренные в следующей главе.

Задача согласования нагрузки с фидером на фиксированной частоте решается довольно просто. Гораздо сложнее решить задачу со-

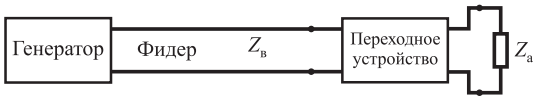


Рис. 16.10. Схема реализации режима бегущей волны

гласования во всей рабочей полосе частот. Здесь принципиально невозможно с помощью реактивных элементов добиться точного согласования и $k_{\text{бв}} = 1$ во всей полосе частот.

16.5.2. Согласование на фиксированной частоте с помощью четвертьволнового трансформатора

В том случае, когда антенна имеет чисто активное входное сопротивление $R_{\text{а}}$, не равное волновому сопротивлению фидера $Z_{\text{в}}$, согласование на фиксированной частоте можно осуществить с помощью так называемого *четвертьволнового трансформатора* (рис. 16.11).

На входе антенны включается дополнительный отрезок линии длиной в четверть длины волны с волновым сопротивлением (рис. 16.11,*б*)

$$Z_{\text{т}} = \sqrt{R_{\text{а}} Z_{\text{в}}}. \tag{16.29}$$

Подключение четвертьволнового трансформатора приводит к появлению в тракте вместо одной неоднородности, расположенной на стыке фидера с антенной, двух неоднородностей: на стыке фидера с входом трансформатора и стыке трансформатора с антенной. Указанные неоднородности разнесены между собой на расстояние четверти длины волны, а это значит, что волна, отраженная от второго стыка и прошедшая путь по трансформатору, равный четверти длины волны, и ещё раз этот же путь после отражения, находится в противофазе к волне, отражённой от первого стыка. Это значит, что эти волны взаимно компенсируют друг друга, если перепады сопротивлений на входе и выходе трансформатора равны и отвечают соотношению

$$\frac{Z_{\text{в}}}{Z_{\text{т}}} = \frac{Z_{\text{т}}}{R_{\text{а}}}, \tag{16.30}$$

где $Z_{\text{т}}$ — волновое сопротивление линии четвертьволнового трансформатора. Очевидно, в этом случае сопротивление нагрузки линии в сечении *ББ* (рис. 16.11,*б*) будет равняться волновому сопротивлению $Z_{\text{в}}$ и в линии установится режим бегущей волны.

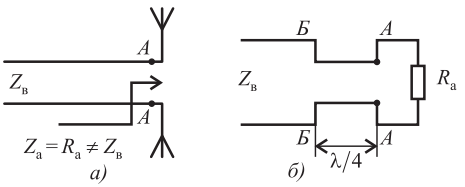


Рис. 16.11. Четвертьволновой трансформатор

Несложно убедиться, что соотношения (16.29) и (16.30) эквивалентны.

Таким же образом можно согласовать две фидерные линий с разными волновыми сопротивлениями. Такое согласование активных сопротивлений практически осуществляется лишь в том случае, когда согласуемые сопротивления активны и отличаются по величине в несколько раз.

Для согласования линии с нагрузкой (антенной), имеющей комплексное сопротивление, четвертьволновый трансформатор следует включать в линию в таком сечении, где напряжение имеет максимум или минимум и сопротивление линии имеет чисто активный характер. Однако для включения такого трансформатора необходим разрыв линии, что конструктивно неудобно. Поэтому при произвольной величине сопротивления нагрузки для согласования применяются другие рассмотренные ниже способы.

16.5.3. Согласование с помощью реактивного шлейфа Татаринова

Наиболее простой и удобный способ согласования сопротивления фидера с антенной, имеющей любое (в том числе, комплексное) входное сопротивление, но не равное волновому сопротивлению фидера, разработал В.В. Татаринов в 1931 году [121]. Этот способ нашёл широкое распространение в антенно-фидерной технике в диапазонах коротких и ультракоротких волн.

На рис. 16.12,*а* показана схема антенны, входное сопротивление которой $Z_{\text{а}}$ является комплексным и не равно волновому сопротивлению фидера $Z_{\text{в}}$. На этом же рисунке изображено распределение напряжения U вдоль фидера с максимумом $U_{\max}$ в некотором сечении *ББ*.

Перемещаясь вдоль фидера можно найти такое сечение *ВВ*, при подключении к которому реактивного шунта, например в виде короткозамкнутого отрезка линии длиной y_0, в фидере на длине от генератора до сечения *ВВ* устанавливается режим бегущей волны. Для этого расстояние x_0 от максимума напряжения (сечение *ББ*) до точек подключения шлейфа (сечение *ВВ*) выбирается таким, чтобы активная составляющая G проводимости линии (рис. 16.12,*б*) равнялась величине $1/Z_{\text{в}}$, обратной волновому сопротивлению фидера. Имеющаяся реактивная составляющая B проводимости компенсируется выбором длины с соответствующей реактивной проводимостью $B_{\text{ш}}$ шлейфа (рис. 16.12,*в*). В результате сопротивление линии Z_{BB} в сечении *ВВ* (измеренное от генератора в сторону антенны) становится равным

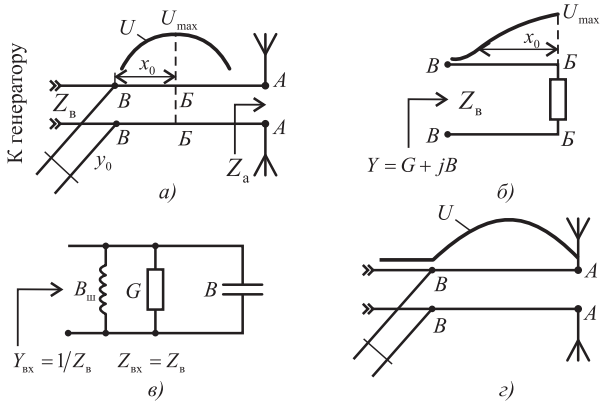


Рис. 16.12. Реактивный шлейф Татаринова

волновому сопротивлению фидера. Таким образом, нагрузка оказывается согласованной с фидером.

Распределение напряжения вдоль фидера после согласования показано на рис. 16.12,*г*.

Для определения параметров схемы согласования: расстояния вдоль фидера от положения максимума напряжения x_0 и длины индуктивного короткозамкнутого шлейфа y_0 можно воспользоваться формулами:

$$\operatorname{ctg}(\beta x_0) = \sqrt{k_{\text{бв}}}, \tag{16.31}$$

$$\operatorname{tg}(\beta y_0) = \frac{Z_{\text{в}}}{Z_{\text{вш}}} \frac{\sqrt{k_{\text{бв}}}}{1 - k_{\text{бв}}}, \tag{16.32}$$

где $\beta = 2\pi/\lambda$; $Z_{\text{в}}$ и $Z_{\text{вш}}$ — волновые сопротивления фидера и шлейфа соответственно.

В случае равенства волновых сопротивлений шлейфа $Z_{\text{вш}}$ и основного фидера $Z_{\text{в}}$

$$\operatorname{tg}(\beta y_0) = \frac{\sqrt{k_{\text{бв}}}}{1 - k_{\text{бв}}}.$$

Параметры схемы согласования x_0 и y_0 можно определить также с помощью круговых диаграмм сопротивлений.

16.5.4. Двух- и трехшлейфное согласование

Схема согласования с помощью индуктивного шлейфа находит широкое применение в открытых двухпроводных линиях, когда име-

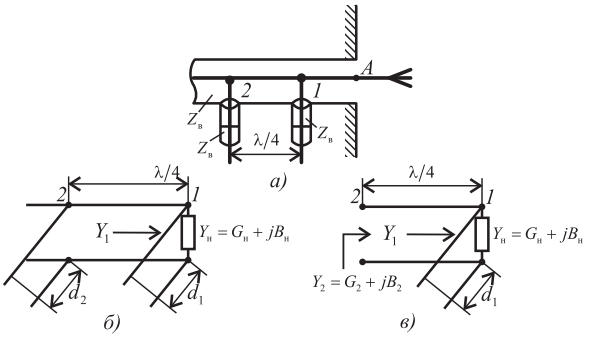


Рис. 16.13. Согласование двумя короткозамкнутыми шлейфами

ется свободный доступ к проводам, необходимый для уточнения места включения шлейфа и самого этого подключения.

В экранированных коаксиальных линиях нет непосредственного доступа к центральной жиле кабеля и подобраться к точке подключения шлёйфа практически невозможно, поэтому вместо одного шлейфа для согласования применяется два или три короткозамкнутых шлейфа.

На рис. 16.13,*а* изображён эскиз сечения коаксиальной линии с нагрузкой на её конце (в точке A) в виде антенны. Два короткозамкнутых на одном конце шлейфа *1* и *2* присоединены к линии параллельно, расстояние между шлейфами, для простоты рассуждений, принимается равным четверти длины волны. Однако это расстояние в различных случаях может несколько отличаться от указанной величины. Так, для увеличения предельных значений сопротивлений, которые можно согласовать с фидером, часто расстояние берётся равным $\lambda/8$ или $3\lambda/8$.

Волновые сопротивления шлейфов и основной коаксиальной линии обычно равны между собой, поскольку для согласования используются отрезки одного и того же кабеля, хотя это и необязательно.

На рис. 16.13,*б* представлена эквивалентная схема двухпроводной линии со шлейфами. Здесь обозначены: $Y_н$ — проводимость линии в сечении *1*, измеренная в сторону нагрузки до присоединения шлейфов; Y_1 — полная проводимость в сечении *1* с учётом проводимости шлейфа *1*. На рис. 16.13,*в* показана проводимость Y_2 линии в сечении *2* до подключения шлейфа *2*.

Проводимость Y_1 определяется суммой проводимостей $Y_н$ и шлейфа *1*. Поэтому, изменяя длину шлейфа d_1, можно изменять Y_1, а вместе с тем и проводимость Y_2, которая является входной проводимостью четвертьволнового отрезка линии с нагрузкой Y_1 на конце.

Длина шлейфа d_1 подбирается так, чтобы активная составляющая общей проводимости была бы равна величине, обратной волновому сопротивлению линии. После этого подбором длины d_2 шлейфа *2* (рис. 16.13,*б*) необходимо компенсировать реактивную составляющую проводимости так, чтобы общая входная проводимость в сечении *2* стала равной $1/Z_{\text{в}}$, а входное сопротивление, соответственно, равным $Z_{\text{в}}$. В результате таких действий в основной линии на участке от генератора до сечения *2* устанавливается режим бегущей волны.

Теоретические исследования и практика показывают, что двухшлейфная схема согласования пригодна для ограниченных значений отношения сопротивлений нагрузки и линии. Для расширения пределов этих значений применяется трёхшлейфная схема, работающая по тому же принципу, что и двухшлейфная. Шлейфы могут выполняться в виде отрезков коаксиальных линий с передвижными короткозамкнутыми поршнями и представляют собой единую конструкцию, включаемую последовательно в разрыв фидера, согласуемого с нагрузкой. Настройка длины шлейфов осуществляется экспериментально — методом последовательных приближений.

16.5.5. Широкополосное согласование

Основными способами широкополосного согласования являются: широкополосные частотные компенсаторы, ступенчатые трансформаторы, неоднородные линии или плавные переходы [4].

Принцип *частотной компенсации* состоит во взаимной компенсации частотных изменений сопротивления нагрузки и согласующих элементов. Он применим в том случае, когда значение активной части сопротивления нагрузки $R_{\text{н}}$ близко к волновому сопротивлению линии $Z_{\text{в}}$, а рассогласование линии обусловлено большим изменением реактивности нагрузки. Эти изменения можно компенсировать подбором закона частотного изменения сопротивления согласующих элементов.

Ступенчатые трансформаторы применяются для согласования линии с активной нагрузкой или нагрузкой, имеющей небольшую реактивную составляющую. Ступенчатые трансформаторы представляют собой каскадное включение отрезков линий передачи (рис. 16.14,*а*), имеющих одинаковую длину ℓ, но различные волновые сопротивления. Волновые сопротивления соседних ступенек отличаются на небольшую величину, и отражения от них невелики.

Принцип работы ступенчатого трансформатора заключается в том, что всегда найдутся хотя бы две ступеньки, отражение от которых компенсируется. Чем больше ступенек, тем лучше согласование

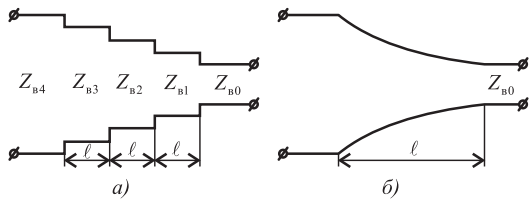


Рис. 16.14. Способы широкополосного согласования: *а* — ступенчатый трансформатор; *б* — плавный переход

и шире полоса пропускания. Структура трансформатора определяется числом ступенек n, длиной ступеньки ℓ и отношением волновых сопротивлений соседних ступенек. Свойства трансформатора описываются его частотной характеристикой, которая представляет собой зависимость рабочего затухания в трансформаторе от частоты.

Определение структуры трансформатора по заданной полосе частот $2\Delta f$ и допустимому рассогласованию $k_{\text{св доп}}$ является задачей синтеза согласующего устройства. Решение этой задачи рассмотрено в [5, 122].

Для согласования активных нагрузок также применяются плавные переходы (рис. 16.14,*б*), которые могут рассматриваться как предельный случай ступенчатого перехода при увеличении числа ступенек n до бесконечности и неизменной длине перехода. На практике наиболее часто применяются экспоненциальный переход, чебышевский переход и вероятностный переход, который является предельным случаем ступенчатого перехода с максимально плоской характеристикой.

Сравнение ступенчатых и плавных переходов показывает, что при одинаковых параметрах длина ступенчатого перехода заметно меньше, чем плавного. Однако при этом полоса пропускания плавного перехода гораздо шире. При повышенных требованиях к электрической точности плавный переход предпочтительнее ступенчатого.

16.6. Согласование отдельных участков волноводного тракта

16.6.1. Согласование на фиксированной частоте

Для согласования отдельных элементов волноводного тракта и тракта в целом на заданную величину КБВ или КСВ широкое применение находят реактивные элементы, в большинстве случаев включаемые параллельно. Расчёт местоположения в тракте и параметров элементов производится на основании измерений параметров неодно-

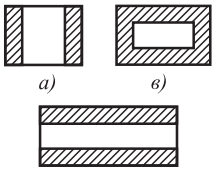


Рис. 16.15. Волноводные диафрагмы

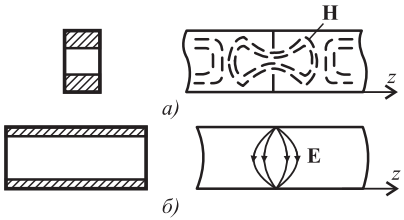


Рис. 16.16. Поле внутри волноводных диафрагм

родностей с помощью круговых диаграмм сопротивлений так же, как и при решении задач согласования в проводных линиях.

Для сложных волноводных трактов используется метод декомпозиции, когда на заданный КСВ с технологическим запасом настраивается каждый из элементов тракта. Поскольку при этом трудно предугадать взаимодействие отражений от многих элементов и учесть фазировку результирующего отражения на величину КСВ всего тракта, после его сборки проводится окончательная настройка всего тракта в сборе на заданное значение КСВ.

В качестве реактивных элементов в редких случаях применяются волноводные шлейфы (ответвления), представляющие собой короткие короткозамкнутые отрезки волноводов. Большее распространение для настройки волноводов на практике получили специфические элементы, такие как диафрагмы, индуктивные или ёмкостные штыри и др.

Волноводная диафрагма представляет собой тонкую металлическую перегородку с отверстием для установки в поперечном сечении волновода. На рис. 16.15 показаны примеры конструкции диафрагм для волновода прямоугольного поперечного сечения.

Диафрагма, представленная на рис. 16.15,*а*, создаёт концентрацию магнитного поля (рис. 16.16,*а*), действует как индуктивность, включённая параллельно линии, и поэтому называется *индуктивной*. Диафрагма на рис. 16.15,*б* называется *ёмкостной*, поскольку концентрирует электрическое поле и вносит в линию шунтирующую ёмкость (рис. 16.16,*б*).

Диафрагма, представленная на рис. 16.15,*в*, эквивалентна параллельному включению индуктивности и ёмкости. Это соответствует включению в линию параллельного колебательного контура. Подбором размеров диафрагмы можно настроить её в резонанс с частотой генератора, питающего волновод, и тогда она не будет шунтировать волновод. Поэтому указанная диафрагма называется *резонансной*.

Резонансные диафрагмы понижают электрическую прочность волноводного тракта при его работе в режиме передачи. Поэтому в

этих случаях в качестве резонансных систем в волноводе целесообразно применять объёмные резонаторы, каждый из которых состоит из двух тонких индуктивных диафрагм или индуктивных штырей, расположенных на определённом расстоянии друг от друга.

Определение параметров волноводных диафрагм представляет собой весьма сложную задачу и рассматривается в специальной литературе [123, 124].

16.6.2. Волноводные устройства для согласования в полосе частот

Задача согласования в полосе частот чисто активных сопротивлений, в частности задача согласования волноводов с разными волновыми сопротивлениями, может решаться так же, как в проволочных линиях, с помощью трансформатора в виде отрезка волновода с плавно изменяющимися по длине параметрами.

На рис. 16.17 показан простейший *плавный* трансформатор, или *линейный переход* в виде участка прямоугольного волновода, поперечные размеры которого (размеры узкой стороны) изменяются в зависимости от продольной координаты линейно, когда размеры широкой стенки a у обоих волноводов одинаковые. Этот переход соединяет два прямоугольных волновода с разными волновыми сопротивлениями $Z_{\text{в}1}$ и $Z_{\text{в}2}$.

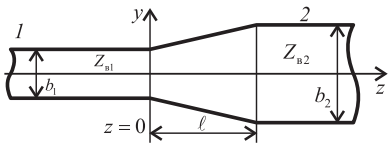


Рис. 16.17. Плавный волноводный трансформатор

Волноводные элементы схем согласования по своим частотным характеристикам аналогичны волноводным полосовым фильтрам.

16.7. Переходные устройства с коаксиального фидера на симметричную антенну

16.7.1. Задача, решаемая симметрирующими устройствами

Для подключения антенн к приёмнику или передатчику в диапазоне ультракоротких волн из-за значительного антенного эффекта открытые линии не используются. С этой целью применяются экранированные линии, в частности коаксиальный фидер. Кабель такого типа прост по конструкции и обходится дешевле, чем экранированный двухпроводный. Кроме того, при использовании коаксиального фидера проще реализуется конструкция вращающегося сочленения тракта,

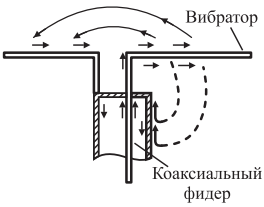


Рис. 16.18. Присоединение кабеля к антенне

что позволяет (в случае необходимости) обеспечить круговое вращение антенн.

Непосредственное присоединение коаксиального несимметричного кабеля к симметричной антенне нарушает симметрию токов в ней и приводит к возбуждению паразитного тока на наружной поверхности экрана фидера. Действительно, при непосредственном соединении центральной жилы и оплётки кабеля к клеммам питания плеч вибраторов, как показано на рис. 16.18, выходное напряжение фидера возникает не только между входными зажимами симметричного вибратора, но и между одним из зажимов вибратора (правый на рисунке) и внешней оболочкой фидера.

Напряжение между зажимами вибратора вызывает в нём симметричные токи, замыкающиеся с одной половины на другую, как показано сплошными линиями на рисунке. Напряжение между правой половиной (плечом) вибратора и экраном кабеля вызывает дополнительный ток, замыкающийся с этой половины вибратора на оболочку фидера (пунктирные линии). Появление тока на наружной оплётке экрана кабеля приводит к дополнительному излучению фидера. Кроме этого нарушается симметрия распределения токов в половинах вибратора, что приводит к заметному искажению ДН антенны и является недопустимым.

В таких случаях для соединения коаксиального фидера с симметричной антенной применяются специальные переходные устройства, называемые также *симметрирующими устройствами*. Основная задача, которую они выполняют, заключается в обеспечении электрической симметрии распределения высокочастотных токов антенны относительно оболочки фидера.

На практике используется большое количество подобных переходных устройств, практические схемы которых можно найти в [9]. Наиболее распространённые схемы рассматриваются ниже.

16.7.2. U-колено

Схема симметрирующего устройства типа *U-колено* приведена на рис. 16.19. Центральная жила коаксиального фидера присоединяется к зажиму *А* левой половины вибратора, от которой напряжение ко второму зажиму *Б* правой половины вибратора подаётся через отрезок кабеля длиной в половину длины волны. После прохождения участка длиной $\lambda/2$ напряжение изменяет свой знак на обратный без изменения амплитуды. Поэтому к зажимам вибратора подводится одинако-

вое по амплитуде противофазное напряжение, что и необходимо для симметричного возбуждения вибратора. Оболочки всех отрезков кабелей в этом случае соединены между собой и заземлены.

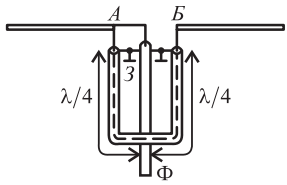


Рис. 16.19. Схема устройства типа U-колено

При этой схеме питания обе половины вибратора возбуждаются токами с совершенно симметричными (относительно потенциала оболочки кабеля) распределениями.

В то же время U-колено является трансформатором сопротивления по той причине, что входное сопротивление нагрузки общего фидера Ф между точками $АЗ$ в четыре раза меньше, чем входное сопротивление вибратора на зажимах $АБ$. Это происходит потому, что сопротивление левой половины вибратора относительно земли $Z_{АБ} = Z_{АБ}/2$, сопротивление правой половины вибратора равно той же величине $Z_{БЗ} = Z_{АБ}/2$. Это сопротивление пересчитывается через полуволновый отрезок фидера к зажимам $АЗ$, где оказывается включённым параллельно с сопротивлением левой половины вибратора. Общее сопротивление нагрузки на зажимах $АЗ$, таким образом, определяется, как $Z_{\text{а}} = Z_{АБ}/4$, т. е. входное сопротивление вибратора, пересчитанное через U-колено, независимо от волнового сопротивления последнего уменьшается в четыре раза.

Входное сопротивление шлейф-вибратора А.А. Пистолькорса $Z_{АБ} = 292$ Ом, пересчитанное через U-колено, составляет 73 Ом, что совпадает с волновым сопротивлением бытовых типов коаксиальных кабелей. Таким образом, для шлейф-вибратора Пистолькорса U-колено выполняет еще и роль согласующего устройства.

Схема подключения через U-колена может быть использована также для перехода с коаксиального кабеля на симметричный двухпроводный фидер (открытый или экранированный).

Рассмотренное переходное устройство применяется при работе на одной длине волне или, точнее, в узкой полосе частот, так как геометрические размеры устройства определённым образом связаны с длиной волны.

16.7.3. Четвертьволновой стакан

Схема переходного устройства типа *четвертьволновый стакан* показана на рис. 16.20. Устройство представляет собой металлический цилиндр (*стакан*) длиной в четверть волны, охватывающий с зазором внешнюю оболочку кабеля и припаянный нижней кромкой к этой оболочке. Верхняя часть цилиндра не соединяется с оболочкой

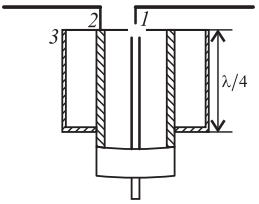


Рис. 16.20. Четвертьволновый стакан

и может быть закрыта от метеорологических воздействий диэлектрической шайбой. Внутренняя поверхность цилиндра и наружная цилиндрическая поверхность кабеля образуют коаксиальную четвертьволновую линию, короткозамкнутую на конце, входное сопротивление которой (на зажимах *2, 3*) при достаточно большом её волновом сопротивлении линии будет очень велико.

Таким образом, зажим *1* антенны изолирован от наружной оболочки кабеля непосредственно, а зажим *2* изолирован от оболочки (от точки *3*) большим входным сопротивлением короткозамкнутого отрезка четвертьволновой линии. Обе половины вибратора оказываются по возбуждению токов на них примерно в одинаковых условиях относительно потенциала оболочки кабеля и симметрия высокочастотного питания вибратора не нарушается.

Сопротивление нагрузки для фидера (в точках *1, 2*) при точном соблюдении длины стакана остаётся примерно равным входному сопротивлению самой симметричной антенны.

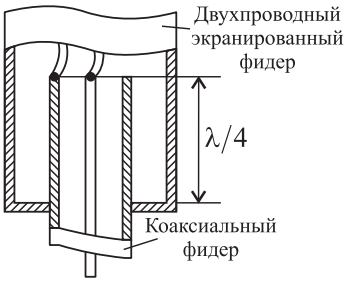


Рис. 16.21. Переход с коаксиального на двухпроводный симметричный фидер

На рис. 16.21 показано использование четвертьволнового стакана для согласованного перехода с коаксиального фидера на двухпроводный симметричный фидер.

Рассмотренное переходное устройство так же, как и U-колено, является весьма узкополосным, поскольку его глубина связана с длиной рабочей волны.

Вопросы к главе 16

1. Какое устройство называется фидером?
2. Какие основные требования предъявляются к фидерным трактам?
3. Какие основные виды фидеров используются в радиотехнике?
4. Какие основные параметры имеют фидеры?
5. В чём заключается процесс согласования антенны с фидером?
6. Какие методы согласования антенны с фидером используются в антенной технике?
7. С помощью чего осуществляется согласование в волноводных линиях?
8. Что такое симметрирование фидера?
9. Какие устройства используются при подключении симметричных антенн к коаксиальному кабелю?

ГЛАВА 17
ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОДНОГО ТРАКТА

17.1. Основные свойства ферритов на СВЧ

В этом параграфе рассматриваются особенности распространения электромагнитных волн в *гиротропных средах* и свойства ферритов в диапазоне СВЧ, излагаются сведения, необходимые при изучении узлов линий передач, включающих различные ферритовые элементы.

Ферриты представляют собой химические соединения, получаемые из магнетита (закись-окись железа FeO, Fe_2O_3) путём замещения двухвалентного железа некоторыми другими металлами. Изготовляются ферриты из порошкообразных смесей магнетита и окислов соответствующих металлов методом высокотемпературного спекания [112].

Феррит является слабопроводящим полупроводником с относительной диэлектрической проницаемостью ε на СВЧ для разных марок в пределах 5...15 и относительной магнитной проницаемостью (при отсутствии подмагничивания) близкой к единице. В отсутствие внешнего постоянного магнитного поля на всех частотах воздействующего на них электромагнитного поля ферриты являются изотропными материалами с взаимными свойствами.

Ферриты в *постоянном магнитном поле*, называемом *подмагничивающим*, под воздействием электромагнитного поля СВЧ за счёт прецессии электронов изменяют свои параметры при изменении направления вращения волн круговой поляризации или при изменении направления распространения электромагнитных волн по отношению к направлению приложенного постоянного магнитного поля. Благодаря этим свойствам фидерные элементы и узлы с ферритами изменяют свои характеристики при изменении направления распространения волны и *не подчиняются* принципу взаимности. Невзаимные эффекты наблюдаются в ферритах как при продольном намагничивании постоянным полем, когда направление поля совпадает с направлением распространения электромагнитных волн, так и при поперечном подмагничивании.

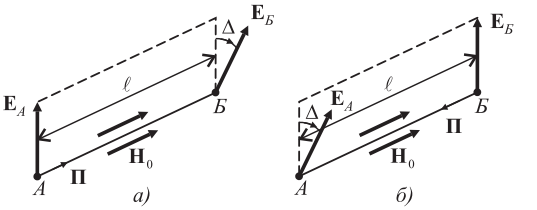


Рис. 17.1. Эффект Фарадея

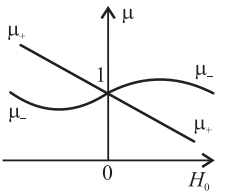


Рис. 17.2. Зависимости эффективной магнитной проницаемости от магнитного поля

При распространении в феррите электромагнитных волн вдоль силовых линий постоянного магнитного поля возникает *эффект Фарадея*, заключающийся в повороте плоскости поляризации волны относительно начального положения. Так, если электромагнитное поле имеет в точке A (рис. 17.1,*а*) вертикальную поляризацию и распространяется (вектор Пойнтинга $\mathbf{П}$) вдоль силовых линий постоянного магнитного поля, то после прохождения пути длиной ℓ это же поле в точке $Б$ будет иметь электрический вектор, определяющий поляризацию, повернутый на угол Δ по часовой стрелке. Если без изменения магнитного поля $\mathbf{H}_0$ направить электромагнитные волны в обратном направлении (от точки $Б$ к точке A), то электрический вектор будет отклонён от вертикальной плоскости на тот же угол Δ, но по ходу волны против часовой стрелки (рис. 17.1,*б*). Нетрудно заметить, что в пространстве электрический вектор отклоняется в одну и ту же сторону. В этом заключается одно из проявлений невзаимности.

Эффект Фарадея, названный по имени его первооткрывателя [125], объясняется тем, что в гиротропных средах, таких как ферриты, эффективные магнитные проницаемости для волн круговой поляризации имеют различные значения при правом вращении вектора напряжённости электрического поля μ_+ и левом его вращении μ_- и характеризуются различными зависимостями от приложенного магнитного поля (рис. 17.2).

Рассмотренный выше поворот плоскости поляризации линейно-поляризованного поля можно объяснить на основе представления поля линейной поляризации $\mathbf{E}$ как суммы взаимодействия двух полей круговой поляризации правого и левого вращения (рис. 17.3).

Скорости распространения и длины волн полей разного направления вращения не равны и определяются соотношениями:

$$\upsilon_{ф+} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu_+}}; \quad \upsilon_{ф-} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu_-}}; \quad \Lambda_+ = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon\mu_+}}; \quad \Lambda_- = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon\mu_-}}. \qquad (17.1)$$

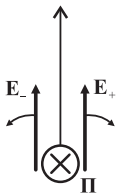


Рис. 17.3. Представление поля линейной поляризаци

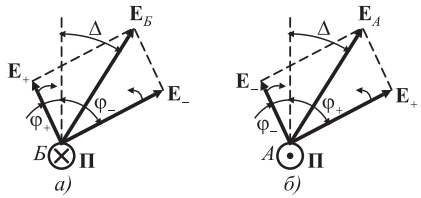


Рис. 17.4. Поворот плоскости поляризации

Представляет интерес картина сложения полей правого и левого направлений вращения в определённый момент времени в точках A и $Б$.

Пусть для начала направление распространения электромагнитного поля совпадает с направлением вектора напряжённости постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$, причем $|\mathbf{H}_0| > 0$ (см. рис. 17.1,*а*). Тогда в точке $Б$ векторы напряженности поля распространяющейся волны для правого $\mathbf{E}_+$ и левого $\mathbf{E}_-$ вращения (рис. 17.3) будут отставать по фазе от соответствующих векторов в точке A за счет разности хода на угол

$$\varphi_\pm = \frac{2\pi\ell}{\Lambda_\pm} = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon\mu_\pm}}{\lambda}. \qquad (17.2)$$

Так как при $H_0 > 0$ имеем $\mu_- > \mu_+$ (рис. 17.2), то вектор $\mathbf{E}_+$ при перемещении волны из точки A в точку $Б$ отстанет на меньший угол, чем вектор $\mathbf{E}_-$. При положительном отсчёте углов по часовой стрелке результирующий вектор повернётся вправо от вертикали по ходу волны на угол (рис. 17.4,*а*) $\Delta = 0{,}5(\varphi_- - \varphi_+)$.

Если распространение волны происходит из точки $Б$ в точку A навстречу напряжённости поля постоянного магнита $\mathbf{H}_0$ (рис. 17.4,*б*), то $\mu_+ > \mu_-$ (отрицательные значения H_0 на рис. 17.2). В этом случае в точке A (см. рис. 17.1,*б*) вектор $\mathbf{E}_+$ отстанет на больший угол, чем вектор $\mathbf{E}_-$, и результирующий вектор повернется влево от вертикали на угол $\Delta = 0{,}5(\varphi_+ - \varphi_-)$. Поскольку на рис. 17.4,*б* волна распространяется на наблюдателя, вращение векторов на чертеже по часовой стрелке соответствует левому направлению вращения поляризации.

При малой напряжённости магнитного поля угол Δ пропорционален напряжённости магнитного поля H_0 и длине пройденного пути ℓ. Однако с увеличением напряжённости H_0 наступает эффект насыщения, когда угол Δ зависит, в основном, от длины пройденного волной пути.

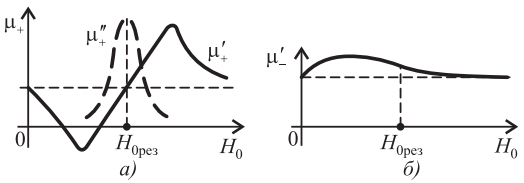


Рис. 17.5. Зависимость магнитной проницаемости от величины подмагничивающего поля

В ферритах, находящихся в постоянном магнитном поле, возникает *ферромагнитный резонанс*. При продольном подмагничивании резонанс наступает, когда частота волны круговой поляризации правого направления вращения приближается к частоте прецессии электронов (частоте гиромагнитного резонанса) $f_{\parallel}$.

Поперечное подмагничивание даёт другую резонансную частоту $f_{\perp}$, более высокую, чем при продольном резонансе, при одинаковых напряжённостях постоянного магнитного поля H_0. На заданной рабочей частоте поперечный резонанс возникает при меньших напряжённостях постоянного магнитного поля. Соотношения между резонансными частотами и соответствующими значениями подмагничивающего поля имеют вид [112]:

$$f_{\parallel} = f_0 = 2{,}84H_0; \quad f_{\perp} = f_0\sqrt{1 + M_0/H_0}, \tag{17.3}$$

где M_0 — намагниченность феррита. В формулах (17.3) частоты выражены в мегагерцах, а напряженность магнитного поля H_0 — в эрстедах.

Относительная магнитная проницаемость ферритов, вообще говоря, есть величина комплексная:

$$\mu_+ = \mu'_+ + j\mu''_+; \quad \mu_- = \mu'_- + j\mu''_-.$$

Слагаемые, отмеченные двумя штрихами, определяют электрические потери в феррите, причём обычно $\mu''_- \ll \mu''_+$.

Примерный вид зависимости магнитной проницаемости от величины подмагничивающего поля для фиксированной частоты приведён на рис. 17.5.

Изменением напряжённости постоянного магнитного поля можно подобрать частоту ферромагнитного резонанса f_0 равной частоте колебаний поля, при этом волны правого направления вращения будут резко ослабляться, в то время волны левого вращения будут проходить без заметного затухания. Таким образом, при $f = f_0$ волны правого направления вращения, распространяющиеся вдоль $\mathbf{H}_0$, будут испытывать затухание, а распространяющиеся против $\mathbf{H}_0$ — не будут. Изменение направления распространения волн круговой поля-

ризации при фиксированном значении напряжённости магнитного поля $\mathbf{H}_0$ при этом эквивалентно изменению направления вращения.

Из рис. 17.2 следует, что для волн разного направления распространения (а также разного направления вращения) относительные магнитные проницаемости μ', а следовательно, и фазовые скорости распространения, будут различными. Поэтому при распространении вдоль напряжённости постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$, т. е. в продольно намагниченных ферритах возникает *необратимый фазовый сдвиг* волн круговой поляризации.

Явление необратимого фазового сдвига наблюдается также в тонких ферритовых пластинах в прямоугольном волноводе с волной типа H_{10} при поперечном подмагничивании (рис. 17.6,*а*). Ферритовая пластина в этом случае располагается между серединой волновода и одной из стенок и намагничивается слабым магнитным полем $\mathbf{H}_0$, перпендикулярным направлению распространения волны. Распределение напряжённостей поля волны типа H_{10} в волноводе при размещении в нём тонкой продольной пластины практически не нарушается.

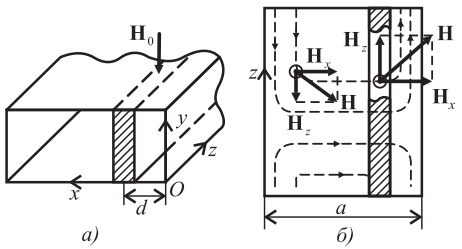


Рис. 17.6. Ферритовая пластина в прямоугольном волноводе

В системе координат, использованной на рис. 17.6, комплексные амплитуды магнитного поля описываются выражениями [37]:

$$H_x = \pm jb\frac{\beta a}{\pi}\sin\frac{\pi x}{a}\mathrm{e}^{\mp j\beta x}; \quad H_z = b\cos\frac{\pi x}{a}\mathrm{e}^{\mp j\beta x}, \tag{17.4}$$

где b — коэффициент, характеризующий амплитуду; β — коэффициент распространения.

Верхние знаки фазовых коэффициентов в формулах (17.4) соответствуют распространению в сторону положительных, нижние — в сторону отрицательных значений z.

Из формул (17.4) видно, что две составляющие магнитного поля взаимно ортогональны и отличаются по фазе на $\pm\pi/2$, что указывает на наличие вращающейся поляризации по отношению к оси, перпендикулярной широким стенкам волновода. Круговая поляризация имеет место при таких значениях x, когда $H_x = H_z$, что имеет место в точках, отстоящих от узких стенок волновода на расстояние

$$d = \frac{a}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\beta a}. \tag{17.5}$$

В этом случае результирующий вектор вращается в сторону отстающей по фазе компоненты. При распространении волн в сторону отрицательных z (рис. 17.6,*б*) в точках правее середины волновода, где $x < a/2$, отстаёт по фазе компонента H_z, а поле вращается против часовой стрелки и имеет левую круговую поляризацию (если смотреть на волновод в сторону отрицательных y). В точках левее середины волновода поле имеет поляризацию правого направления вращения. При изменении направления распространения для точек внутри волновода направление вращения меняется на противоположное.

При распространении волны в сторону отрицательных значений z (рис. 17.6,*а*) правее центра волновода, где расположена ферритовая пластина, поле имеет поляризацию левого направления вращения. Так как вектор $\mathbf{H}_0$ направлен навстречу оси вращения поля, то фазовая скорость определяется эффективным значением μ_-. При распространении в сторону положительных значений z в области пластинки магнитное поле имеет поляризацию правого вращения и фазовая скорость определяется эффективной проницаемостью μ_+.

Так как μ_+ и μ_- имеют разные значения, то и фазовые сдвиги на единицу длины пластинки при прямом и обратном направлениях распространения будет различными.

Для характеристики прохождения электромагнитных волн в пластинке в прямом и обратном направлениях вводится понятие *дифференциальноro (разностного) фазового сдвига*, равного разности фазовых сдвигов в указанных направлениях. При этом одному из направлений распространения приписывается нулевой фазовый сдвиг, а другому — фактический фазовый сдвиг (обычно отрицательный, соответствующий запаздыванию по фазе).

Перенос пластинки от правой стенки волновода прямоугольного поперечного сечения к левой стенке эквивалентен изменению направления распространения.

Советский учёный А.Э. Микаэлян показал [112], что для очень тонких ферритовых пластинок максимальное значение дифференциального фазового сдвига $\Delta\varphi$ получается в случае сдвига пластинки на расстояние $d \approx a/4$ от узкой стенки волновода. С увеличением толщины пластинки для получения максимального фазового сдвига $\Delta\varphi$ пластинку нужно передвинуть ближе к боковой стенке. При заданных напряжённости подмагничивающего поля и характеристиках феррита можно найти такую толщину пластины, которая обеспечивает максимум $\Delta\varphi$ при расположении пластинки впритык к стенке волновода, что широко используется для упрощения конструкции и улучшения отвода тепла от пластинки при передаче высокой мощности.

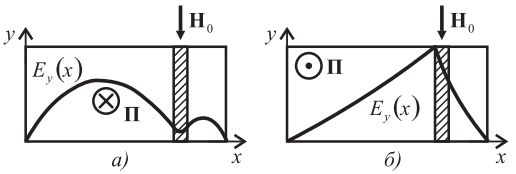


Рис. 17.7. Распределение амплитуд электрического поля в поперечном сечении волновода

В волноводах со сравнительно толстыми ферритовыми пластинами, помещёнными в поперечное магнитное поле $\mathbf{H}_0$ высокой интенсивности наблюдается *эффект смещения поля*. Дело в том, что при распространении в одном направлении феррит имеет магнитную проницаемость, заметно превышающую единицу, и концентрирует электромагнитное поле поблизости от себя, а при обратном направлении распространения магнитная проницаемость феррита близка к единице и феррит мало влияет на структуру поля.

На рис. 17.7,*а* представлено распределение амплитуд электрического поля в поперечном сечении волновода при распространении в сторону положительных значений z, а на рис. 17.7,*б* — в сторону отрицательных z.

В устройствах с ферритами различие в их свойствах наблюдается не только при изменении направления распространения, но и при инверсии направления постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$, поскольку по своему действию эти изменения равнозначны. Благодаря этим свойствам ферритов при использовании коммутируемых соленоидов, управляющих подмагничивающим полем $\mathbf{H}_0$, оказывается возможным создавать быстродействующие вентильные, коммутирующие, разветвительные, развязывающие, поляризационные и другие узлы.

К основным типам устройств с использованием свойств ферритов относятся рассмотренные ниже ферритовые вентили и циркуляторы.

17.2. СВЧ элементы волноводного тракта

17.2.1. Возбуждение волн в линиях и связь линии с нагрузкой

В составе сложных по составу СВЧ трактов могут одновременно использоваться коаксиальные кабели и волноводные элементы. Кроме этого, лабораторные генераторы и измерительные устройства часто имеют коаксиальный выход. Для их подключения к волноводному тракту, а также для стыковки трактов разных видов используются специальные устройства, называемые *коаксиально-волноводными переходами* (КВП).

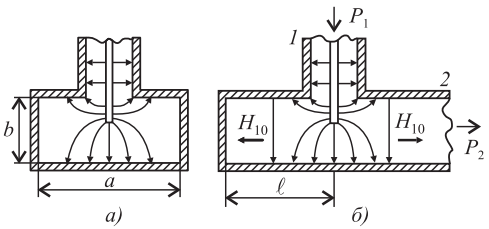


Рис. 17.8. Коаксиально-волноводный переход

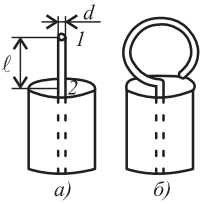


Рис. 17.9. Электрический (*а*) и магнитный (*б*) вибраторы

Коаксиально-волноводный переход (рис. 17.8) состоит из короткого отрезка волновода прямоугольного поперечного сечения и связующего элемента (элемента связи с коаксиальным кабелем). В качестве таких элементов для ввода вывода СВЧ энергии в волновод и вывода энергии из него используются электрический (рис. 17.9,*а*) или магнитный (рис. 17.9,*б*) вибраторы.

Электрический вибратор, предназначенный для связи кабеля с волноводом, представляет собой выступающий короткий отрезок центральной жилы, погружаемый через широкую стенку во внутреннюю полость волновода. Оплётка кабеля присоединяется снаружи к широкой стенке волновода. Вибратор должен располагаться в пучности поля, возбуждаемого в волноводе, параллельно вектору напряжённости электрического поля $\mathbf{E}$. Для этой же цели может использоваться магнитная рамка, которая располагается в пучности вектора магнитной индукции $\mathbf{B}$.

Строгое электродинамическое решение задачи о возбуждении волн волноводе сложно, поэтому часто задача конструирования волноводных элементов решается экспериментальным моделированием.

При размещении вибратора в середине возбуждаемого им волновода в нем возбуждаются волны H_{10}, H_{30}, H_{11} и другие с пучностью поля в центре широкой его стенки. От штыря, также как и от рамки возбуждаемые волны (H_{10} и другие типы) распространяются в обе стороны от места возбуждения. Для того чтобы возбуждаемая в волноводе волна распространялась только в одном направлении, с другой стороны в волноводе на расстоянии $\ell = \lambda/4$ от места возбуждения устанавливается *короткозамыкатель* (рис. 17.8,*б*), который работает подобно рефлектору. Он отражает электромагнитную энергию и обеспечивает её распространение только в одну сторону волновода.

Аналогично КВП устроены переходы от коаксиальной линии к симметричной (СПЛ) и несимметричной (НПЛ) полосковым линиям (рис. 17.10).

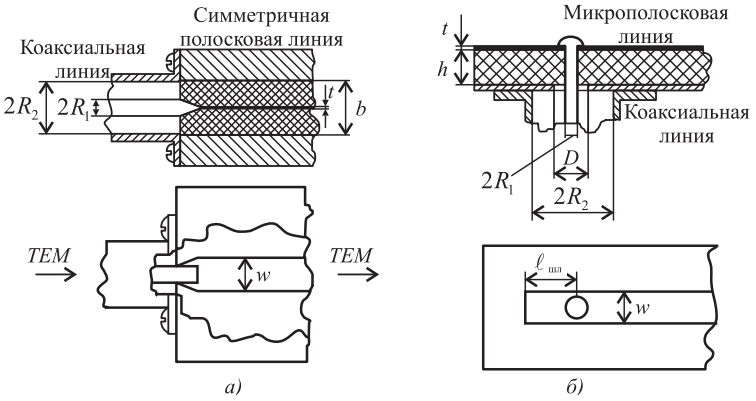


Рис. 17.10. Переходы к полосковой линии

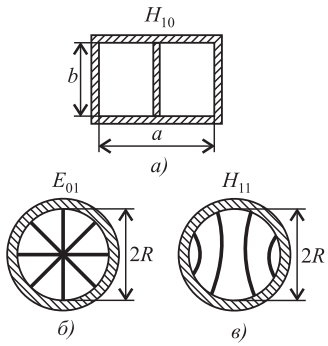


Рис. 17.11. Фильтры типов волн

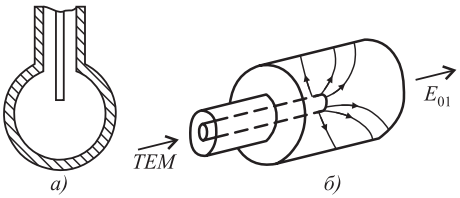


Рис. 17.12. Возбуждение волн в круглом волноводе

Для подавления низших типов волн в волновод устанавливаются *фильтры типов волн.* Они представляют собой металлические пластины (рис. 17.11), параллельные вектору напряжённости электрического поля подавляемой волны и предназначенные для её отражения от фильтра.

Примеры устройств СВЧ, применяемых для возбуждения волн H_{11} и E_{01} в круглом волноводе, приведены на рис. 17.12.

17.2.2. Трансформаторы типов волн

Трансформаторы типов волн применяются при необходимости перехода от одного типа волн к другому, например от волны H_{10} в прямоугольном волноводе к волне H_{11} в волноводе круглом. Если прямоугольный и круглый волноводы работают в одноволновом режиме

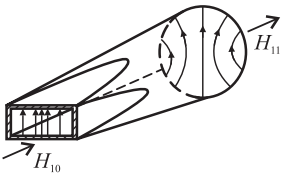


Рис. 17.13. Трансформатор типов волн

на низшем типе волны, то для перехода от одного волновода к другому чаще всего используют плавный переход с постепенной деформацией формы поперечного сечения от прямоугольной к круглой (рис. 17.13).

Трансформатор типов волн одновременно является *поляризационным селектором*, т. е. устройством, которое из суммы полей выделяет поле только с определенной поляризацией.

17.2.3. Аттенюаторы

Для регулировки уровня пропускаемой через волновод мощности при настройке и измерении параметров устройств СВЧ используются *аттенюаторы* (*ослабители*). Они вносят некоторое дополнительное затухание, которое характеризуется коэффициентом затухания по мощности

$$N_{\text{ат}} = 10\lg(P_{\text{вх}}/P_{\text{вых}}),$$

где $P_{\text{вх}}$ и $P_{\text{вых}}$ — мощности на входе и выходе аттенюатора соответственно.

Затухание аттенюатора может изменяться плавно или дискретно. Конструктивно аттенюатор с плавным изменением уровня мощности в волноводе представляет собой помещенную в полость волновода диэлектрическую пластину с согласующими скосами (для уменьшения отражений) и нанесённым на неё слоем, который поглощает СВЧ энергию (рис. 17.14). Амплитуда электрической составляющей поля вдоль широкой стенки изменяется, поэтому поглощающая пластина должна изменять положение относительно этой стенки. Если пластина закрепляется неподвижно, то волновод имеет постоянное затухание.

Для дискретного управления затуханием используется последовательное включение нескольких аттенюаторов.

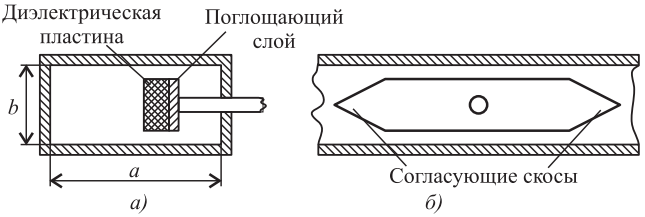


Рис. 17.14. Аттенюаторы

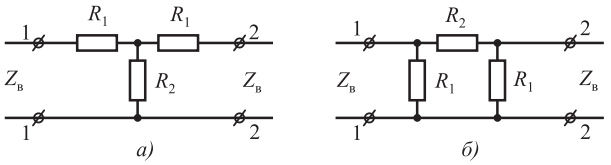


Рис. 17.15. Эквивалентные схемы полосковых аттенюаторов

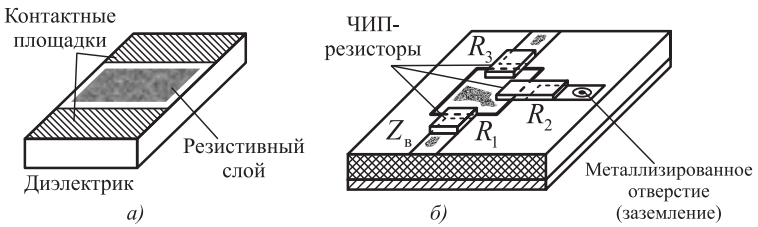


Рис. 17.16. ЧИП-резисторы плоской конструкции: *а* — отдельный элемент; *б* — Т-звено

В полосковом исполнении обычно применяются дискретные ступенчатые аттенюаторы на сосредоточенных резисторах. Отдельная ступень такого аттенюатора представляет собой вид Т-образной или П-образной схемы из активных сопротивлений, непосредственно включённой в полосковую линию (рис. 17.15).

Сосредоточенные сопротивления имеют вид диэлектрической пластины весьма малых размеров, на которую наносится поглощающий (резистивный) слой и контактные площадки (рис. 17.16). Такие устройства носят название ЧИП-резисторов [106].

Типичный размер пластинки составляет $1\times1\times0{,}6$ мм, при этом размер участка с резистивным слоем $0{,}5\times1$ мм, а контактных площадок — $0{,}25\times1$ мм. Столь малые размеры позволяют рассматривать эти элементы в качестве сосредоточенных на частотах до 12...18 ГГц.

17.2.4. Нагрузки

В качестве оконечных устройств волноводных трактов при их настройке на минимум КСВ применяются *нагрузки*.

Нагрузки представляют собой отрезки волноводов круглого или прямоугольного поперечного сечения, внутри которых размещена поглощающая пирамидка или клин, направленные (для лучшего согласования) острием в сторону падающей волны. Поглощающий клин изготавливается обычно из смеси полимеризующихся смол и графитного наполнителя.

17.2.5. Тройники

Тройниками называются трёхплечие устройства, составленные из сочленения трёх отрезков линий передач. Они могут быть волноводными (рис. 17.17), коаксиальными, полосковыми, коаксиально-волноводными и коаксиально-полосковыми. Наиболее часто применяют Т-образные тройники (когда оси двух плеч совпадают по направлению, а ось третьего плеча перпендикулярна двум первым) и Y-сочленения (угол между продольными осями соседних отрезков линии равен 120°).

Волноводные тройники подразделяются на E-плоскостные (рис. 17.17,*а*), если разветвление волноводов происходит в плоскости, параллельной продольным осям линий и вектору $\mathbf{E}$ в каждой из них, и H-плоскостные (рис. 17.17,*б*), если разветвление происходит в плоскости, параллельной осям и вектору $\mathbf{H}$. При разветвлении прямоугольного волновода в плоскости E поля на выходе оказываются противофазны (рис. 17.18,*а*), в плоскости H — синфазны (рис. 17.18,*б*).

Волноводный тройник, образованный сочетанием волноводов круглого и прямоугольного поперечных сечений (рис. 17.19) также является *поляризационным селектором.*

Если в плече 2 селектора (рис. 17.19,*а*) вектор $\mathbf{E}_1$ волны H_{11} параллелен продольной оси прямоугольного волновода (рис. 17.19,*б*), а размер его узкой стенки меньше половины критической длины волны H_{10} прямоугольного волновода, то волна не проходит в этот волновод, продолжая распространяться вдоль оси круглого волновода. Если же вектор $\mathbf{E}_2$ в круглом волноводе перпендикулярен продольной оси прямоугольного волновода (рис. 17.19,*в*), то мощность этой

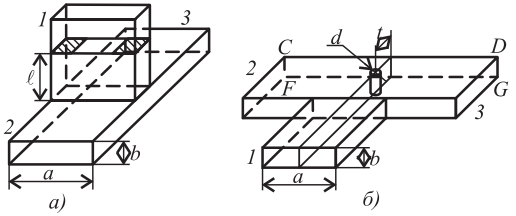


Рис. 17.17. Волноводные тройники

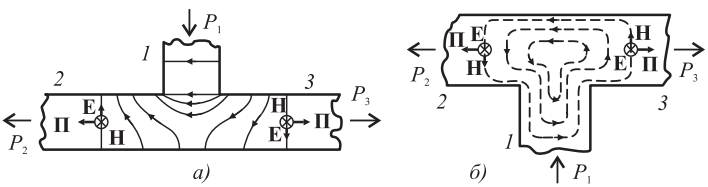


Рис. 17.18. Поле внутри волноводных тройников

поляризации выделяется в виде волны H_{10} в прямоугольном волноводе. Для полной гарантии её выделения посередине сечения круглого волновода устанавливается диаметрально тонкая металлическая пластина, параллельная вектору $\mathbf{E}_2$.

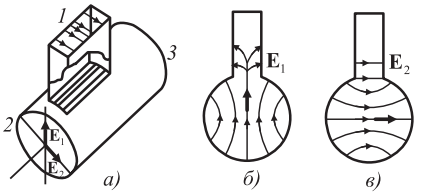


Рис. 17.19. Тройник из отрезков круглого и прямоугольного волновода

17.2.6. Фазовращатели

Для плавного или дискретного изменения фазы волны, проходящей по тракту, применяются *фазовращатели* (ФВ). Это СВЧ устройства, изменяющие фазу сигнала, поступающего на его вход плавно или дискретно.

Проходной ФВ представляет собой двухплечевое коаксиальное устройство с изменяющейся длиной. Простейшим из них является отрезок коаксиальной линии изменяемой длины типа «тромбон» (рис. 17.20). Изменение фазового сдвига определяется изменением длины:

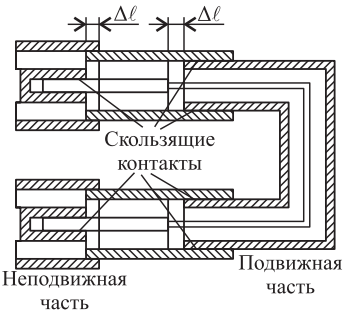


Рис. 17.20. Фазовращатель типа «тромбон»

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta\ell.$$

Перемещением подвижной части ФВ задается необходимый фазовый сдвиг.

В волноводных фазовращателях, например в прямоугольном волноводе с волной H_{10}, подобно аттенюатору устанавливается продольная диэлектрическая пластина, параллельная продольной оси волновода. Перемещением пластины в пространстве поперечного сечения волновода с различной концентрацией напряжённости электрического поля изменяется значение фазового сдвига.

17.2.7. Поляризационные устройства

Для поворота плоскости линейной поляризации и преобразования линейной поляризации в круговую поляризацию при передаче СВЧ волн в волноводах круглого сечения с волной H_{11} используются *поляризаторы*.

Поляризаторы $\Delta 90^\circ$ и $\Delta 180^\circ$ представляют собой отрезок волновода круглого поперечного сечения с волной H_{11}, внутри которого по диаметру расположена тонкая диэлектрическая пластина со скосами для согласования (рис. 17.21).

Если волна $\mathbf{E}_1$ падает под углом θ к нормали пластины, она раскладывается на две составляющие: касательную к плоскости пластин $\mathbf{E}_{1\tau}$ и нормальную $\mathbf{E}_{1n}$ (рис. 17.21,*а*). Эти составляющие имеют различные скорости распространения и на протяжении пластины проходят различный по электрической длине путь. Подбором длины общий фазовый сдвиг между этими составляющими при их распространении вдоль поляризатора может быть сделан равным 90°. При равенстве амплитуд составляющих поля при $\theta = 45^\circ$ на выходе поляризатора имеет место круговая поляризация одного направления вращения. При этом $\theta = 135^\circ$ на выходе будет реализована круговая поляризация противоположного направления вращения. Такой поляризатор с дифференциальным фазовым сдвигом 90° называется ещё *дельта-девяностоградусным*.

Если смотреть на поляризатор с противоположной стороны, то при поступлении на поляризатор волны с круговой поляризацией на выходе образуется линейная поляризация с углом наклона этой поляризации относительно нормали к пластине 45 или 135° (в зависимости от направления вращения).

Если линейный вектор $\mathbf{E}_1$ повернут относительно нормали к пластине на угол θ, а дифференциальный фазовый сдвиг составляет 180°, то на выходе поляризатора $\Delta 180^\circ$ происходит поворот вектора $\mathbf{E}$ на угол 2θ (рис. 17.21,*в*). Эта составляющая выделяется одним из поляризационных фильтров, подключенных после поляризатора. Другая составляющая вектора $\mathbf{E}$, ортогональная $\mathbf{E}_1$, на выходе также останется ортогональной. Она выделяется другим поляризационным фильтром, включенным последовательно с первым и настроенным на ортогональную составляющую.

Поляризаторы также могут быть выполнены на основе использования эффекта Фарадея в продольно подмагниченном феррите. Та-

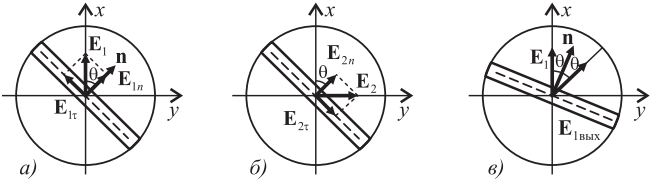


Рис. 17.21. Поляризаторы: *а, б* — $\Delta 90^\circ$; *в* — $\Delta 180^\circ$

кой поляризатор состоит из круглого волновода с волной H_{11}, на оси которого расположен ферритовый стержень. Постоянное подмагничивающее поле создается соленоидом, намотанным непосредственно на волновод. Величина этого поля выбирается такой, чтобы магнитные проницаемости феррита для волн круговой поляризации правого и левого вращений были бы различными. За счет этого и происходит поворот плоскости поляризации линейно поляризованной волны (см. разд. 17.1).

17.2.8. Двойной тройник («магический» Т-мост)

Двойной тройник (*магический Т-мост*) представляет собой совмещение в одной конструкции согласованных E и H тройников (рис. 17.22). В волноводах двойного тройника используется волна H_{10}, высшие типы волн отсутствуют.

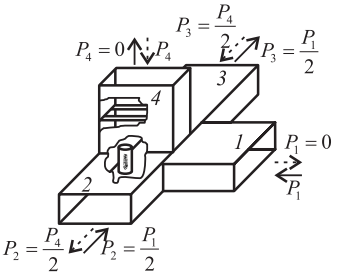


Рис. 17.22. Двойной тройник

При возбуждении плеча *1* мощность поровну делится между плечами *2* и *3*, возбуждая их синфазно (рис. 17.23). Плечо *4* при этом оказывается развязанным, так как вектор электрического поля волны H_{10} плеча *1* ориентирован вдоль волновода плеча *4* и в нем возбуждаются волны типа E, которые находятся в закритическом режиме. При возбуждении плеча 4 мощность также делится поровну между плечами *2* и *3*, возбуждая их, однако, в противофазе. Плечо *1* оказывается развязанным, так как вектор электрического поля волны H_{10} плеча *4* ориентирован параллельно широким стенкам волновода плеча *1*, и в нем возбуждаются волны типа H_{0n} $(n = 1, 2, \ldots)$, которые находятся в закритическом режиме.

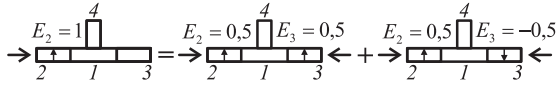


Рис. 17.23. Принцип работы двойного тройника

17.2.9. Кольцевой мост

Еще одной разновидностью направленных ответвителей является *кольцевой мост* (рис. 17.24). Конструктивно он выполняется на основе четырёх коаксиальных или полосковых тройников соединённых друг с другом боковыми плечами. Расстояние между боковыми

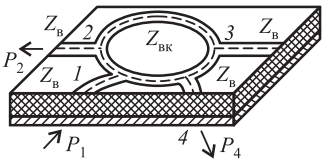


Рис. 17.24. Кольцевой мост

отводами кольца при этом составляет $\lambda/4$, расстояние между диаметрально противоположными отводами — $3\lambda/4$.

При поступлении на вход 1 мощности СВЧ она распространяется по кольцу в двух направлениях — по часовой стрелке и против неё. До отвода 2 по кольцу волна проходит против часовой стрелки путь длиной $\lambda/4$, по часовой стрелке $\lambda + \lambda/4$. Обе эти волны складываются в фазе и на выходе 2 выделяется половина от общей мощности. До отвода 4 обе волны проходят так же электрически равные расстояния, поскольку отрезок пути длиной λ фазу волны не меняет, и на этом выходе выделяется вторая половина поступающей на вход кольца мощности. Расстояния от входа кольца до отвода выхода 3 по часовой и против часовой стрелки отличаются на половину длины волны. Следовательно, волны взаимно компенсируются, и сигнал на этом выходе отсутствует.

На основе кольцевых мостов можно создать делители мощности на 4, 8, 16 и т.д. выходов, если к каждому из двух активных выходов подключить ещё по одному кольцевому мосту, к выходам которых снова подключить мосты, и т.д.

17.2.10. Вентили

Вентиль представляет собой устройство СВЧ, пропускающее без потерь мощность в прямом направлении с входа на выход и полностью поглощающее мощность СВЧ, подведенную к его выходу.

Наибольшее распространение на практике получили резонансные вентили, вентили со смещением поля и поляризационные вентили. *Резонансный вентиль* на прямоугольном волноводе с волной H_{10} состоит из ферритовой пластинки, размещенной параллельно продольной оси волновода на таком расстоянии от его узкой стенки, где амплитуды продольной и поперечной составляющих магнитного поля равны (см. рис. 17.6). С помощью постоянного магнита в ферритовой пластинке создается поперечное подмагничивающее поле. Для расширения рабочей полосы частот вместе с ферритовой пластиной устанавливается пластинка из диэлектрика.

В основу работы такого вентиля положен эффект ферромагнитного резонанса. Для падающей волны в месте расположения феррита вектор магнитного поля вращается против часовой стрелки, что соответствует волне левого вращения. Такая волна распространяется по волноводу с ферритом практически без потерь. Отраженная волна

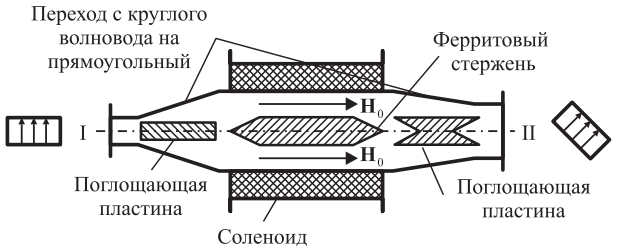


Рис. 17.25. Поляризационный вентиль

имеет в месте расположения феррита вектор магнитного поля правого вращения и интенсивно поглощается ферритом.

Недостатком такого вентиля является большая напряженность подмагничивающего поля. Этот недостаток в значительной степени устраняется в вентилях, построенных на основе эффекта смещения поля. Конструктивно он выполняется так же, как и резонансный фильтр. Отличие состоит в том, что вместо диэлектрической пластины боковая поверхность феррита покрывается радиопоглощающей пленкой. Место расположения ферритовой пластинки при этом выбирают так, чтобы для падающей волны оно соответствовало правому вращению вектора $\mathbf{H}$.

Поляризационный вентиль основан на эффекте Фарадея. Он состоит из поляризатора на круглом волноводе и поглощающих пластин, расположенных по его краям (рис. 17.25). За счет поворота плоскости поляризации волна с входа I на выход II проходит без потерь. Однако при возбуждении прямоугольного волновода II после прохождения поляризатора плоскость поляризации волны оказывается параллельной поглощающей пластине в волноводе I и на вход I мощность не проходит.

Вентили используются как элементы развязки в трактах СВЧ, например, для устранения вредного воздействия отраженной волны на генератор СВЧ колебаний.

17.2.11. Циркуляторы

Циркуляторы представляют собой устройства СВЧ, имеющие три или четыре входных линии передачи, в которых мощность без потерь передается в одном направлении, например с первого входа на второй, со второго на третий и т.д. Циркуляторы, имеющие три входных линии, называются *Y-циркуляторами.* Циркуляторы с четырьмя входами называют *X-циркуляторами.*

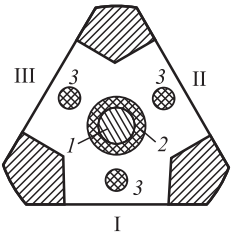


Рис. 17.26. Волноводный Y-циркулятор

Волноводный Y-циркулятор выполняется на основе волноводного H-плоскостного Y-тройника, на оси которого размещен ферритовый диск 1, помещенный в диэлектрическое кольцо 2 (рис. 17.26). Сверху и снизу ферритового диска размещаются постоянные магниты. Диэлектрические штыри 3 предназначены для согласования входов циркулятора. Диэлектрическое кольцо предназначено для повышения температурной стабильности и устойчивости характеристик циркулятора к изменению подмагничивающего поля.

При возбуждении прямоугольного волновода одного из входов Y-циркулятора, например входа I, волной H_{10} она разделяется на две волны, огибающие ферритовый диск. Направления вращения вектора $\mathbf{H}$ этих волн в месте расположения феррита оказываются противоположными. Поэтому магнитные проницаемости ферритового диска для этих волн также оказываются различны, что обуславливает различие фазовых скоростей волн, огибающих феррит с разных сторон. Размеры и параметры феррита можно подобрать таким образом, чтобы на входе II эти волны складывались в фазе, а на входе III — в противофазе. В силу поворотной симметрии аналогичные процессы будут происходить в циркуляторе при возбуждении входов II и III.

Аналогично поляризационному вентилю реализуется *поляризационный циркулятор* (рис. 17.27), в котором поглощающие пластины заменяются волноводными входами III и IV, причем вход IV повернут относительно входа III на 45° по часовой стрелке (если смотреть в направлении поля $\mathbf{H}_0$).

При возбуждении входа I мощность проходит на вход II так же, как и в поляризационном вентиле. Входы III и IV оказываются развязанными, так как в них возбуждаются волны типа E, которые находятся в закритическом режиме. При возбуждении входа II мощность передается на вход III, так как после прохождения поляризатора

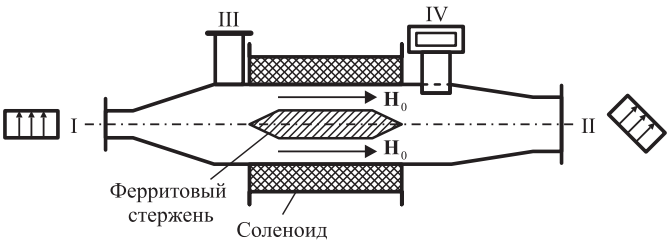


Рис. 17.27. Поляризационный циркулятор

плоскость поляризации волны H_{11} повернется на угол 45° по часовой стрелке и силовые линии электрического поля станут перпендикулярными широким стенкам волновода III. При этом входы I и IV оказываются развязанными, так как в них не возбуждается основная волна H_{10}. Аналогично объясняется передача мощности с входа III на вход IV и с входа IV на вход I.

Циркуляторы находят применение в приемопередающих системах для развязки приемника и передатчика при их работе на общую антенну.

17.3. Волноводный тракт для приёма ортогональных поляризаций

Волноводный тракт для приёма ортогональных поляризаций (рис. 17.28) состоит из последовательного соединения поляризатора с дифференциальным фазовым сдвигом 90° и двух тройников — поляризационных селекторов с боковыми выходами в виде прямоугольных волноводов. Один из тройников расположен в плоскости вертикального сечения, а второй — ортогонально первому. К боковым выходам поляризационных селекторов подключены малошумящие усилители МШУ 1 и МШУ 2.

При приёме круговых ортогональных поляризаций пластина поляризатора устанавливается под углом 45° к продольной оси прямоугольного волновода первого поляризационного селектора. Селекторы на выходе тракта неподвижно выставляются на выделение вертикальной и горизонтальной составляющих поляризаций.

Круговая поляризация, поступающая на вход поляризатора от антенны, представляет собой две равных по амплитуде и сдвинутых по фазе на 90° составляющих напряжённости электрического поля, одна из которых параллельна пластине поляризатора, а вторая — ортогональна ей.

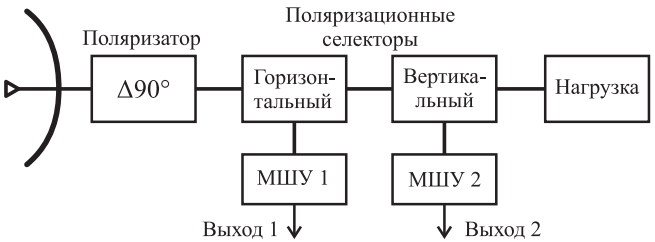


Рис. 17.28. Схема тракта для приёма ортогональных поляризаций

После прохождения поляризатора благодаря различию фазового сдвига для ортогональных составляющих они становятся синфазными. Складываясь, они образуют одну составляющую, ориентированную под углом 45° к нормали пластины поляризатора и перпендикулярно широкой стенке прямоугольного волновода одного из селекторов поляризации. На выходе этого селектора соответствующая ему компонента поля полностью выделяется и поступает на вход МШУ. Сигнал с выхода МШУ поступает на вход приёмника для демодуляции и дальнейшей обработки.

При приёме круговой поляризации противоположного направления вращения в первом поляризаторе составляющая напряжённости электрического поля на выходе поляризатора параллельна широким стенкам прямоугольного волновода поляризатора, поэтому размеры волновода запредельны и поле проходит без искажений ко второму селектору поляризации. Поскольку прямоугольный волновод этого селектора ортогонален волноводу первого селектора, результирующая составляющая электрического поля поступает на вход прямоугольного волновода этого селектора и далее — на вход второго МШУ.

Нагрузка на выходе волновода круглого поперечного сечения служит для абсорбции возможных паразитных составляющих поля, возникающих на неоднородностях волноводов.

При приёме линейных ортогональных поляризаций вместо поляризатора с дифференциальным фазовым сдвигом 90° используется поляризатор со сдвигом 180°.

В зависимости от места расположения земной станции спутниковой связи относительно подспутниковой точки, имеет место отклонение от вертикали и горизонтали ортогональных линейных составляющих поляризации принимаемого поля на некоторый угол θ_0.

Прямоугольные отрезки волноводов поляризационных селекторов располагаются стационарно и не имеют возможности вращаться относительно продольной оси круглого волновода, поэтому для оптимального приёма необходимо довернуть ортогональные линейные составляющие принимаемого поля. Эта операция осуществляется вращением относительно продольной оси поляризатора вместе с встроенной фазосдвигающей пластиной.

Известно, что поляризатор с дифференциальным фазовым сдвигом 180° увеличивает угол наклона плоскости поляризации вдвое. Поэтому, чтобы установить плоскость поляризации принимаемого поля с ортогональными линейными поляризациями вертикально и горизонтально (соответственно положению селекторов), плоскость пластин поляризатора необходимо установить под углом $\theta_0/2$ к вертикали.

После прохождения поляризатора одна из составляющих ортогональной линейной поляризации становится вертикальной, а вторая — горизонтальной и свободно выделяются одна за другой последовательно включёнными поляризационными селекторами.

Электрические потери элементов тракта до входа МШУ должны быть минимальными. Элементы тракта, подключаемые после МШУ, практического влияния на шумовую температуру приёмной системы и её шумовую добротность не оказывают [22, 57].

Тракт характеризуется следующими основными параметрами:

- коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН), значение которого не должно быть более 2. Обычно оно не превышает 1,2...1,5;
- затухание (электрические потери), которое составляет от десятых долей до 1 дБ;
- электрическая развязка между сигналами ортогональных поляризаций (в децибелах). Должна составлять около $-25...-30$ дБ.

При определении КСВ необходимо учитывать модуль и фазу коэффициента отражения каждого из элементов тракта во всём диапазоне рабочих частот. Это сделать сложно, поэтому обычно определяется среднеквадратичное значение коэффициента отражения и КСВН:

$$\Gamma = \sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \ldots + \Gamma_n^2}; \quad k_{\text{св}} = \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma},$$

где $\Gamma_1, \ldots, \Gamma_n$ — коэффициенты отражения отдельных элементов тракта.

Таким образом, для определения результирующего КСВН сложного тракта необходимо знать усреднённые в диапазоне рабочих частот коэффициенты отражения по напряжению или по мощности всех составных элементов тракта. Теоретическим путём такие данные определить практически невозможно из-за большого количества параметров, зависящих, в том числе, и от технологии изготовления сложных волноводных элементов тракта. Поэтому в этих случаях обычно используются усреднённые данные, полученные при испытаниях и настройке большого количества однотипных элементов волноводного тракта. Такие данные приведены в табл. 17.1.

Коэффициент отражения набора элементов для диапазона 4 ГГц: $\Gamma = 0{,}109$, $k_{\text{св}} = 1{,}24$; для диапазона 11 ГГц: $\Gamma = 0{,}13$, $k_{\text{св}} = 1{,}3$.

Общее затухание волноводного тракта, выражаемое в децибелах, определяется суммированием парциальных затуханий составляющих его элементов. Затухания отдельных элементов в большинстве случаев, в виду их сложности, определяются из экспериментов, по результатам которых составляются соответствующие таблицы.

Таблица 17.1

Усреднённые коэффициенты отражения

Элемент СВЧ	КСВН	Γ	Γ^2
Диапазон 4 ГГц			
Поляризатор Δ180°	1,1	0,05	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
Поляризатор Δ90°	1,1	0,05	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
Поляризационный селектор	1,1	0,05	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
Переход ∅65 мм — 58×25 мм	1,05	0,025	$6{,}25 \cdot 10^{-4}$
Поворот уголковый (E и H)	1,05	0,025	$6{,}25 \cdot 10^{-4}$
Двойной тройник	1,1	0,05	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
Направленный ответвитель	1,05	0,025	$6{,}25 \cdot 10^{-4}$
Диапазон 11 ГГц			
Поляризатор Δ180°	1,1	0,05	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
Поляризатор Δ90°	1,1	0,05	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
Поляризационный селектор	1,1	0,05	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
Переход ∅24 мм — 23×10 мм	1,05	0,025	$6{,}25 \cdot 10^{-4}$
Поворот уголковый (E и H)	1,05	0,025	$6{,}25 \cdot 10^{-4}$
Двойной тройник (E и H)	1,1	0,05	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$
Направленный ответвитель	1,05	0,025	$6{,}25 \cdot 10^{-4}$

Погонное (на единицу длины) затухание отрезков волноводов может быть получено расчётным путём [37]. Так, для прямоугольного волновода с волной типа H_{10} коэффициент затухания (дБ/м) при рабочей длине волны λ определяется выражением

$$\alpha \approx \frac{0{,}793(1 + 2(b/a)\xi^2)}{b\sqrt{\sigma\lambda(1-\xi^2)}},$$

где $\xi = \lambda/(2a)$; σ — удельная проводимость стенок волновода, Сим/м; a, b — геометрические размеры сечения волновода, м.

Удельная проводимость некоторых материалов приведена ниже.

	$\sigma \cdot 10^{-7}$, Сим/м
Алюминий	3,25
Латунь	1,57
Кадмий	1,33
Медь	1,48
Золото	4,1
Серебро	4,79

Для посеребренного волновода сечением 58×25 мм в диапазоне частот 4 ГГц (соответственно $\lambda = 7{,}1$ см) расчётное значение погонного затухание равно 0,03 дБ/м.

Для круглого волновода погонное затухание

$$\alpha \approx \frac{0{,}793}{r\sqrt{\sigma\lambda(1-\xi^2)}},$$

Таблица 17.2

Затухание элементов волноводного тракта

Элемент СВЧ	Затухание, дБ, на частоте, ГГц	
	4	11
Поляризатор Δ180°	0,02	0,05
Поляризатор Δ90°	0,02	0,05
Поляризационный селектор	0,015	0,1
Переход ∅65 мм — 58×25 мм (4 ГГц) или ∅24 мм — 23×10 мм (11 ГГц)	0,015	0,1
Двойной тройник	0,02	0,06
1 метр прямоугольного волновода	0,06	0,64
1 метр круглого волновода ∅65 мм (4 ГГц) или ∅24 мм (11 ГГц)	0,022	0,082

где r — радиус волновода, м; $\xi = \lambda/\lambda_{кр}$. Для волновода с волной H_{11} критическая длина волны $\lambda_{кр} = 3{,}41r$.

Для круглого волновода с диаметром сечения 65 мм и $\lambda = 7{,}1$ см погонное затухание равно 0,0206 дБ/м.

Затухание в отдельных элементах волноводного тракта приведено в табл. 17.2. Эти данные позволяют рассчитать общее электрическое затухание сложного тракта и его КСВН.

Одним из важных характеристик антенны и её фидерного тракта является *переходное затухание* между сигналами ортогональных поляризаций (*поляризационная развязка*).

Для поляризатора с дифференциальным фазовым сдвигом 180° основное влияние на поляризационную развязку оказывает дисперсия фазового сдвига θ в рабочей полосе частот (главным образом её отличие от 180°). При отклонении фазовой дисперсии от заданного значения вместо круговой возникает эллиптическая поляризация с коэффициентом эллиптичности

$$s = \frac{E_{макс}}{E_{мин}} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2(\theta/2)\sin^2 2\varphi}}{\sin(\theta/2)\sin 2\varphi},$$

где φ — угол между вектором напряжённости электрического поля и плоскостью пластины. Наихудший случай соответствует значению угла $\varphi = 45°$, т. е. $s = \operatorname{ctg}(\theta/2)$. Развязка, дБ, при этом составляет

$$L = 20 \lg \left(\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \right).$$

Для дисперсии фазового сдвига $\theta = 10°$ поляризационная развязка составляет 10 дБ.

Для поляризатора с дифференциальным фазовым сдвигом 90°

Таблица 17.3

Поляризационная развязка круговых поляризаций

Дисперсия фазы, град.	5	10	20	30	40	45
Развязка, дБ	27,2	21,2	15,1	11,4	8,8	7,7

коэффициент эллиптичности

$$s = \operatorname{ctg}\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2}\right).$$

Если дифференциальный фазовый сдвиг θ отличается от 90°, то возбуждаются две круговых поляризации с противоположными направлениями вращения и амплитудами $E_0(s+1)$ и $E_0(s-1)$. Развязка между ними

$$L = 20\lg\frac{E_0(1+\eta)}{E_0(-1+\eta)} = 20\lg\frac{\operatorname{ctg}(\pi/4-\theta/2)+1}{\operatorname{ctg}(\pi/4-\theta/2)-1}.$$

В табл. 17.3 приведены значения развязок между ортогональными составляющими круговых поляризаций для различных значений дисперсии фазы поляризатора.

17.4. Волноводный тракт для одновременного приёма нескольких диапазонов частот

В настоящее время земные станции спутниковых систем связи принимают одновременно информацию от ИСЗ связи в нескольких диапазонах частот. Для этого они снабжаются сложными волноводными трактами (рис. 17.29), разделяющими при приёме не только две ортогональные поляризации, но также и эти поляризации в двух различных диапазонах частот, выделенных для спутниковой связи. С этой целью применяется *устройство разделения диапазонов частот* (УРДЧ), схема которого представлена на рис. 17.30.

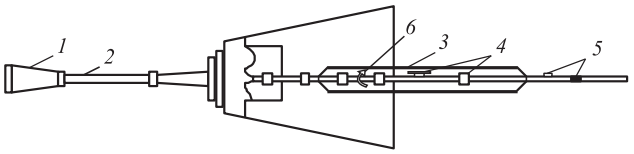


Рис. 17.29. Схема облучателя для приема нескольких диапазонов частот: *1* — облучатель антенны; *2* — круглый волновод; *3* — устройство разделения диапазонов; *4* — МШУ диапазона *Ku*; *5* — МШУ диапазона *C*; *6* — механизм вращения поляризаторов

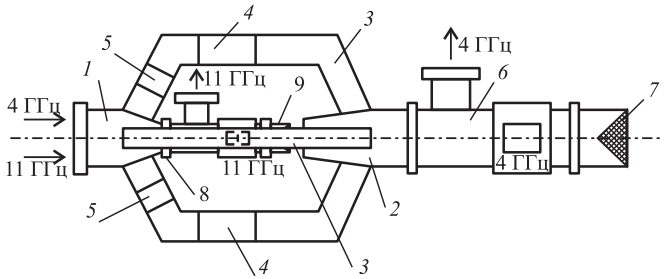


Рис. 17.30. Устройство разделения диапазонов частот

Устройство разделения диапазонов частот имеет две пары выходов ортогональных поляризаций: одна пара в диапазоне C (4 ГГц) для приема сигналов с ортогональными круговыми поляризациями, вторая пара — в диапазонах *Ku* (12 ГГц) для приема сигналов с ортогональными линейными поляризациями. К выходам УРДЧ через поляризационные селекторы подключены две пары МШУ (по одной на каждый диапазон).

УДРЧ состоит из двух четырехплечих волноводных *ортомодовых преобразователей 1* и *2* в виде конических волноводов с симметрично расположенными через 90° по окружности четырьмя волноводами прямоугольного поперечного сечения (рис. 17.31).

В двух из четырех противоположных волноводах установлены 90-градусные фазовращатели *4*, выполненные на волноводах более узких по широкой стенке. На выходе плеч преобразователя *1* установлены режекторные фильтры *5*, отражающие сигналы в диапазоне частот 10,95...12,75 ГГц и пропускающие сигналы 3,4...4,2 ГГц. К выходу большего поперечного сечения конического волновода *2* присоединены поляризационные селекторы *6* диапазона 3,4...4,2 ГГц. Продольные оси прямоугольных волноводов селекторов поляризации диапазона 4 ГГц смещены относительно ортогональных плоскостей прямоугольных волноводов *3* и *4* на 45°. К выходу последнего селектора присоединена балластная нагрузка *7* для поглощения высших типов волн. К узкому концу конического волновода *1* присоединен поляризатор и блок поляризационных селекторов *8* диапазона 10,95...12,75 ГГц, к выходному плечу которого присоединена поглощающая волноводная нагрузка *9*.

Входом УРДЧ является конический волновод — ортомодовый преобразователь. Со стороны его большего диаметра круглого поперечного сечения *1* подключается облучатель антенны, принимающий одновременно оба диапазона частот. На вход ортомодового устройства *1*

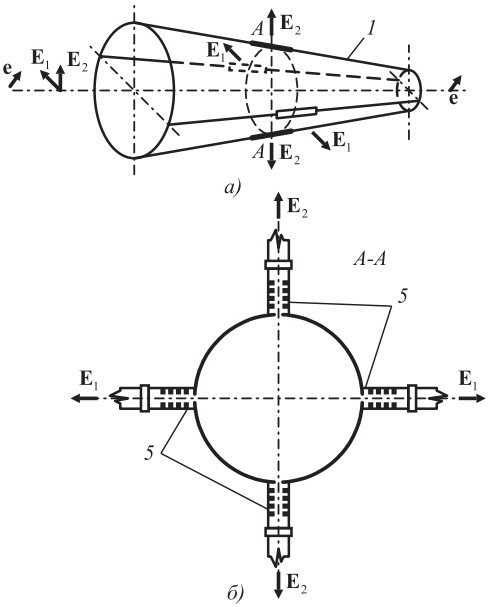


Рис. 17.31. Волноводный ортомодовый преобразователь

поступают сигналы двух ортогональных круговых поляризаций диапазона 4 ГГц и сигналы двух ортогональных линейных поляризаций диапазона 11 ГГц с произвольной ориентацией векторов напряженности электрического поля в пространстве.

Преобразователь *1* представляет собой конический волновод, в стенках которого через 90° вдоль поперечного сечения прорезаны четыре продольные щели (рис. 17.31,*а*). К ним присоединены рассчитанные на диапазон 4 ГГц прямоугольные волноводы, узкая стенка которых перпендикулярна щелям. Волноводы снабжены режекторными фильтрами *5* (рис. 17.31,*б*). Выходное сечение преобразователя 1 является запредельным для волн диапазона 4 ГГц, но пропускает волны более высокого диапазона.

Сигнал круговой поляризации диапазона 4 ГГц можно представить в виде суперпозиции двух ортогональных векторов $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ равных амплитуд со сдвигом фазы между векторами $-90°$ для правой поляризации. Составляющие этих векторов возбуждают противоположные пары щелей и с малым затуханием проходят через режекторные фильтры в соединительные волноводы *3*.

В двух диаметральных волноводах *3* установлены 90-градусные фазовращатели, поэтому ортогональные векторы $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ на выходе

соединительных волноводов *3* становятся синфазными и возбуждают в круглом волноводе ортомода *2* две равные по амплитуде ортогональные составляющие, которые в сумме дают наклонную (под углом 45°) составляющую линейной поляризации. Для её выделения установлен селектор поляризации с прямоугольным волноводом, ось которого повёрнута к плоскости волноводов *3* и *4* также на 45°.

Для выделения второй ортогональной круговой поляризации диапазона 4 ГГц применяется второй поляризационный селектор, продольная ось прямоугольного волновода которого ортогональна продольной оси такого же волновода первого поляризационного селектора.

Сигналы круговых поляризаций правого и левого направлений вращения преобразуются в ортогональные линейные составляющие поляризаций, разделяемые в прямоугольных плечах блока селекторов диапазона 4 ГГц.

Нагрузка *7* предназначена для улучшения согласования и увеличения развязки между сигналами ортогональных поляризаций.

Сигналы диапазона 11 ГГц проходят конусный волновод *1* через его узкое поперечное сечение и поступают в блок селекторов *8*. На выходе преобразователя *1* перед блоком селекторов поляризации *8* включена дроссельная секция, основанная на волноводе круглого поперечного сечения и позволяющая вращать блок селекторов *8* вокруг продольной оси круглого волновода. Вращением блока селекторов (при отсутствии поляризатора 180°) можно добиться совпадения плоскости поляризации сигнала с плоскостью поляризации одного из селекторов *8*, в который и поступит сигнал одной из ортогональных поляризаций. На второй селектор поляризации поступает другая составляющая ортогональной поляризации. Поворот селекторов при настройке на максимум сигнала производится вручную или электромеханическим приводом вместе с малошумящими усилителями-преобразователями, подключенными к выходным плечам селекторов.

Вопросы к главе 17

1. Каковы основные свойства ферритов на СВЧ?
2. В чём заключается эффект Фарадея?
3. В каких основных элементах СВЧ техники используются ферриты?
4. При помощи какого СВЧ устройства осуществляется переход от коаксиального кабеля к волноводу?
5. Какой элемент осуществляет связь кабеля с волноводом?
6. Опишите конструктивное оформление фильтров различных типов волн.
7. При помощи какого элемента волноводного тракта осуществляется регулировка уровня проходящей мощности?
8. Объясните назначение, устройство и принцип работы фазовращателей.

9. Что собой представляет волноводный тройник?

10. Объясните назначение и принцип работы волноводных поляризаторов и поляризационных селекторов.

11. Опишите схему волноводного тракта, предназначенного для одновременного приема двух ортогональных поляризаций.

12. Какое устройство обеспечивает работу волноводного тракта одновременно в нескольких диапазонах частот?

13. Из каких основных элементов состоит устройство разделения частот?

14. Какой из элементов волноводного тракта непосредственно разделяет частоты нескольких диапазонов?

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

ААР — адаптивная антенная решетка
АБВ — антенна бегущей волны
АВВ — антенна вытекающих волн
АДГ — антенна двухзеркальная с гиперболической образующей малого зеркала и смещенной параболической осью большого
АДЭ — антенна двухзеркальная с эллиптической образующей малого зеркала и смещенной параболической осью большого
АПВ — антенна поверхностных волн
АР — антенная решетка
АФАР — активная фазированная антенна решетка
БЕ — антенна бегущей волны на ёмкостях
БИ — антенна бегущей волны на индуктивностях
БС — антенна бегущей волны на сопротивлениях
БСВН — антенна бегущей волны на сопротивлениях, вертикальная, несимметричная
ВЧ — высокие частоты, высокочастотный
ГВЧ — гипервысокие частоты
ГСО — геостационарная орбита
ДВ — длинные волны
ДН — диаграмма направленности
ДОС — диаграммообразующая схема
ДШТ — действующая шумовая температура
ЗС — земная станция
ИСЗ — искусственный спутник Земли
КБВ — коэффициент бегущей волны
КВ — короткие волны, коротковолновый
КВП — коаксиально-волноводный переход
КВЧ — крайне высокие частоты
КЗ — короткое замыкание, короткозамкнутый
КИП — коэффициент использования площади
КНД — коэффициент направленного действия
КПД — коэффициент полезного действия
КСВ — коэффициент стоячей волны
КСВН — коэффициент стоячей волны по напряжению
КУ — коэффициент усиления

ЛПА — логопериодические антенны
МШУ — малошумящий усилитель
НПЛ — несимметричная полосковая линия
НЧ — низкие частоты
ОВЧ — очень высокие частоты
ОНЧ — очень низкие частоты
ОПУ — опорно-поворотное устройство
ОСШ — отношение сигнал-шум
РА — рефлектор апериодический
РАД — рефлектор активный диапазонный
РГ — ромбическая антенна горизонтальная
РГД — ромбическая антенна горизонтальная, двойная
РН — рефлектор пассивный настраиваемый
РПА — рупорно-параболическая антенна
РПУ — радиопрозрачное укрытие
СВ — средние волны
СВЧ — сверхвысокие частоты, сверхвысокочастотный
СГД — синфазная горизонтальная диапазонная антенна
СДВ — сверхдлинные волны
СКО — средняя квадратическая ошибка
СПЛ — симметричная полосковая линия
ССС — система спутниковой связи
СЧ — средние частоты
УБЛ — уровень боковых лепестков
УВЧ — ультравысокие частоты
УКВ — ультракороткие волны, ультракоротковолновый
УРДЧ — устройство разделения диапазонов частот
ФАР — фазированная антенная решетка
ФВ — фазовращатель
ХХ — холостой ход
ШТ — шумовая температура
ЭДС — электродвижущая сила
ЭИИМ — эквивалентная изотропно излучаемая мощность

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

A — скалярная величина

$\mathbf{A}$ — векторная величина

A_ω — комплексная амплитуда величины A

A_x, A_y, A_z — компоненты вектора в прямоугольной системе координат

A_θ, A_φ, A_r — компоненты вектора в сферической системе координат

a, b — размеры стенок волноводов (рупоров)

c — скорость света в свободном пространстве

d — расстояние между соседними излучателями антенной решетки; диаметр волновода (рупора)

D — коэффициент направленного действия

E — напряженность электрического поля

$\mathcal{E}$ — электродвижущая сила (ЭДС)

$\mathcal{E}_{\text{пр}}$ — ЭДС приемной антенны

$\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — орты прямоугольной системы координат

$\mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{e}_r$ — орты сферической системы координат

f — линейная частота

$2\Delta f$ — ширина рабочей полосы частот

$\mathbf{F}(\theta, \varphi)$ — интеграл излучения, диаграмма направленности антенны по напряженности

$F(\theta, \varphi)$ — амплитудная диаграмма направленности

$F_{\text{м}}(\theta, \varphi)$ — диаграмма направленности по мощности

$F_E(\theta, \varphi), F_H(\theta, \varphi)$ — диаграммы направленности в плоскости векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ соответственно

$f(\theta, \varphi)$ — нормированная диаграмма направленности

$f_{\text{дБ}}(\theta, \varphi)$ — диаграмма направленности в логарифмическом масштабе

g — обобщенный коэффициент использования площади

G — коэффициент усиления

G_Σ — проводимость излучения

h — высота вибратора

$h_{\text{д}}$ — действующая высота вибратора

H — напряженность магнитного поля

I — электрический ток

$I_{\text{кл}}$ — амплитуда тока на клеммах антенны

j — мнимая единица

$\mathbf{J}$ — вектор плотности электрического тока

$\mathbf{J}_{\omega}^{\text{ст}}$ — вектор плотности токов сторонних источников

$k = 2\pi/\lambda$ — волновое число

$\mathbf{k}$ — волновой вектор

$k_{\text{бв}}$ — коэффициент бегущей волны

$k_{\text{св}}$ — коэффициент стоячей волны

ℓ — длина вибратора

$\ell_{\text{д}}$ — действующая длина вибратора

$n = c/v_{\text{ф}}$ — коэффициент (показатель) преломления среды

$\mathbf{n}$ — вектор нормали

$p = 2f$ — параметр параболоида

$\mathbf{p}(\theta, \varphi)$ — единичный вектор поляризации

$P_{\text{а}}, P_{\Sigma}, P_{\text{п}}$ — подводимая мощность, мощность излучения и мощность потерь

$q(\theta, \varphi)$ — множитель направленности плоского излучающего раскрыва

Q — шумовая добротность приёмной системы

r — расстояние до точки в сферической системе координат

R — активная часть сопротивления; расстояние от излучателя до точки наблюдения; длина рупора

R_0 — радиус раскрыва зеркала

R_{Σ} — сопротивление излучения

s — коэффициент эллиптичности

$\mathbf{s}$ — вектор направления волны

$S, S_{\text{а}}$ — геометрическая площадь раскрыва антенны

T_a — эквивалентная шумовая температура антенны

U — напряжение в линии

$v_{\text{ф}}$ — фазовая скорость волны

x, y, z — координаты точки в прямоугольной системе координат

X — реактивная часть сопротивления

Y — полная проводимость

Z — полное сопротивление

$Z_{\text{с}}$ — характеристическое (волновое) сопротивление среды

$Z_0 = 120\pi$ — волновое сопротивление среды свободного пространства

$Z_{\text{в}}$ — волновое сопротивление линии

$Z_{\text{вх}}, Z_{\text{вых}}$ — входное и выходное сопротивления антенны

Z_{ii} — собственное сопротивление элемента сложной антенны

α — коэффициент затухания волны в линии

β — коэффициент распространения фазы волны в линии

ε — относительная диэлектрическая проницаемость

ε_0 — электрическая постоянная

$2\varphi_0$ — угол раскрыва рупорной антенны

$\gamma = \alpha + j\beta$ — коэффициент распространения волны в линии

$\mathbf{\Gamma}$ — электрический вектор Герца

Γ — коэффициент отражения по напряжению

η — коэффициент полезного действия

κ — коэффициент перекрытия по частоте (по диапазону)

λ — длина электромагнитной волны

λ_0 — строительная (номинальная) длина электромагнитной волны

$\lambda_{\text{кр}}$ — критическая длина электромагнитной волны

Λ — длина электромагнитной волны в линии

μ — относительная магнитная проницаемость

μ_+, μ_- — относительные магнитные проницаемости гиротропных сред (ферритов)

μ_0 — магнитная постоянная

ν — апертурный коэффициент использования площади

θ, φ — угловые координаты точки в сферической системе координат

$\theta_{\text{гл}}$ — угловое положение главного лепестка

$2\Delta\theta_{0,5}, 2\Delta\theta_{0,1}, 2\Delta\theta_0$ — ширина главного лепестка по уровню половинной мощности, уровню 0,1 и по нулям диаграммы направленности соответственно

ρ — волновое сопротивление антенны; расстояние до излучателя в сферической системе координат

ω — круговая частота

$\xi = c/v_{\text{ф}}$ — коэффициент замедления волны

$\xi_{\text{б.л}}, \xi^{\text{м}}_{\text{б.л}}, \xi^{\text{дБ}}_{\text{б.л}}$ — максимальный уровень боковых лепестков по напряженности, по мощности и в децибелах соответственно

$\Psi(\theta, \varphi)$ — фазовая диаграмма направленности

ζ — коэффициент согласования

ζ_{ij} — взаимные сопротивления

ЛИТЕРАТУРА

1. **Радиотехника**: Энциклопедия / Под ред. Ю.Л. Мазора, Е.А. Мачусского, В.И. Правды. — М.: Издательский дом «Додэка-XXI», 2002. — 944 с.

2. **Справочник** по антенной технике: Справ. В 5 т. Т. 1. / Л.Д. Бахрах, Л.С. Бенинсон, Е.Г. Зелкин и др.; Под ред. Я.Н. Фельда, Е.Г. Зелкина. – - М.: ИПРЖР, 1997. — 256 с.

3. **Ильин А.А., Позняк Э.Г.** Основы математического анализа: В 2-х ч. Часть I: Учеб.: Для вузов. 6-е изд. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 648 с.

4. **Устройства** СВЧ и антенны / Под ред. Д.И. Воскресенского. Изд. 2-е, доп. и перераб. — М.: Радиотехника, 2006. — 376 с.

5. **Коротковолновые** антенны / Г.З. Айзенберг, С.П. Белоусов, Э.М. Журбенко и др.; Под ред. Г.З. Айзенберга. 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Радио и связь, 1985. — 536 с.

6. **Кессених В.Н.** Распространение радиоволн. — М.: ГИТТЛ, 1952. — 488 с.

7. **Фейнберг Е.Л.** Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. 2-е изд. — М.: Наука. Физматлит, 1999. — 496 с.

8. **Сомов А.М.** Симметричный вибратор повышенной эффективности // Труды НИИР. Сборник научных статей. 2008. № 3. С. 98–102.

9. **Ротхаммель К., Кришке А.** Антенны. Том 1: Пер. с нем. — М.: Данвел, 2005. — 416 с.

10. **Ротхаммель К., Кришке А.** Антенны. Том 2: Пер. с нем. — М.: Данвел, 2007. — 416 с.

11. **Directive** Antenna: Патент US 2285565: МПК H01Q11/06; H01 Q11/00 / E. Bruce; Заявка US 19310513063 от 03.02.1931 г.; Опубл. 09.06.1942.

12. **Bruce E., Beck A.C., Lowry L.R.** Horizontal Rhombic Antennas // Proc. IRE. 1935. Vol. 23, № 1. P. 24–46.

13. **Ромбическая** антенна: А. с. SU 1195405: МПК H01Q11/06 / П.Ф. Левчук, В.И. Власенко, В.А. Калагин; Заявка 3511256 от 15.11.1982 г.; Опубл. 30.11.1985 г.

14. **Ромбическая** антенна: А. с. SU 1327219: МПК H01Q11/06 / Н.Т. Терехов, З.А. Халфин; Заявка 3722935 от 05.04.1984 г.; Опубл. 30.07.1987 г.

15. **Ромбическая** антенна: Патент RU 2157579: МПК H01Q11/06 / А.М. Сомов, А.А. Былинкин; Заявка 99110541/09 от 19.05.1999 г.; Опубл. 10.10.2000 г.

16. **Сомов А.М., Кабетов Р.В., Виноградов А.Ю.** Объемная ромбическая антенна диапазона УВЧ // Труды НИИР. Сборник научных статей. 2007. № 1. С. 44–50.

17. **Пистолькорс А.А.** Общая теория дифракционных антенн // ЖТФ/ 1944. Т. XIV, № 12. С. 693–702.

18. **Пистолькорс А.А.** Распространение электромагнитной волны вдоль щели в проводящем экране // ЖТФ. 1946. Т. XVI, № 1.

19. **Фельд Я.Н.** Основы теории щелевых антенн. — М.: Советское радио, 1948. — 160 с.

20. **Жук М.С., Молочков Ю.Б.** Проектирование антенно-фидерных устройств. — М.-Л.: Энергия, 1966. — 648 с.

21. **Лосев А.К.** Теория линейных электрических цепей: Учеб. для вузов. — М.: Высшая школа, 1987. — 512 с.

22. **Сомов А.М.** Метод фрагментации для расчета шумовой температуры антенн. — М.: Горячая линия—Телеком, 2008. — 208 с.

23. **Свешников А.Г., Тихонов А.Н.** Теория функций комплексной переменной: Учеб. для вузов. 6-е изд., стереот. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. — 336 с.

24. **Антенные** решетки / Л.С. Бененсон, В.А. Журавлев, С.В. Попов, Г.А. Постнов; Под ред. Л.С. Бененсона. — М.: Сов. радио, 1966. — 368 с.

25. **Зелкин Е.Г., Соколов В.Г.** Методы синтеза антенн: Фазированные антенные решетки и антенны с непрерывным раскрывом. — М.: Сов. радио, 1980. — 296 с.

26. **Dolph C.L.** A Current for Broadside Arrays witch Optimizes the Relationship Between Beamwidth and Sidelobe Level // Proc. IRE. 1946. Vol. 34, VI, № 6. P. 335.

27. **Справочник** по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. — М.: Наука, 1979. — 832 с.

28. **Uda S.** High angle radiation of short electric waves // Proc. of the IRE, 1927. Vol. 15. P. 377–385.

29. **Yagi H.** Beam transmission of ultra-shortwaves // Proc. of the IRE. 1928. Vol. 16. P. 715–740.

30. **Беньковский З., Липинский Э.** Любительские антенны коротких и ультракоротких волн: Пер. с польск. / Под ред. О.В. Фролова. — Радио и связь, 1983. — 479 с.

31. **Петров Б.М.** Электродинамика и распространение радиоволн: Учеб. для вузов. 2-е изд., испр. — М.: Горячая линия-Телеком, 2007. — 558 с.

32. **Ильин В.А., Позняк Э.Г.** Основы математического анализа: В 2-х ч. Часть II: Учеб. для вузов. 4-е изд. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 464 с.

33. **Рожанский Д.А.** Об излучении антенны // Телеграфия и телефония без проводов. 1922. № 14.

34. **Brillouin L.** Origin of radiation resistance // Radioelectricite. 1922. № 3. P. 147–152.

35. **Электрические** колебания и волны. Выпуск 1. Излучение электромагнитных волн / Под ред. В.К. Лебединского и М.В. Шулейкина. — М.: Связьиздат, 1941. — 200 с.

36. **Вендик О.Г., Парнес М.Д.** Антенны с электрическим сканированием / Под ред. Л.Д. Бахраха. — М.: Сайнс-Пресс, 2001. — 247 с.

37. **Техническая** электродинамика / Ю.В. Пименов, В.И. Вольман, А.Д. Муравцов; Под ред. Ю.В. Пименова: Учеб. пособие для вузов. — М.: Радио и связь, 2000. — 536 с.

38. **Юрцев О.А., Рунов А.В., Казарин А.Н.** Спиральные антенны. — М.: Сов. радио, 1974. — 224 с.

39. **Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терёшин О.Н.** Антенны УКВ / Под ред. Г.З. Айзенберга: В 2-х ч. Ч. 2. — М., Связь, 1977. — 288 с.

40. **Антенны** эллиптической поляризации: Пер. с англ. / Под ред. А.И. Шпунтова. — М.: ИЛ, 1961. — 350 с.

41. **Booker H.G.** Sloat Aerials and Their Relation to the Complementary Wire Aerials // IEEE (London). 1946. Vol. III A, № 4.

42. **Пименов Ю.В.** Линейная макроскопическая электродинамика. Вводный курс для инженеров: Учебное пособие. — Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2008. — 536 с.

43. **Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терёшин О.Н.** Антенны УКВ / Под ред. Г.З. Айзенберга: В 2-х ч. Ч. 1. — М.: Связь, 1977. — 384 с.

44. **Rumsey V.H.** Частотно независимые антенны // Сверхширокополосные антенны. — М.: Мир, 1964. С. 11.

45. **Антенны**: Учебник для слушателей ВКАС / Н.П. Гавеля, А.Д. Истрашкин, Ю.К. Муравьев, В.П. Серков; Под ред. Ю.К. Муравьева. Ч. II. — Л.: ВКАС, 1963.

46. **Антенно-фидерные** устройства и распространение радиоволн: Учебник для вузов / Г.А. Ерохин, О.В. Чернышев, Н.Д. Козы-

рев, В.Г. Кочержевский; Под ред. Г.А. Ерохина. 2-е изд., испр. — М.: Горячая линия-Телеком, 2004. — 491 с.

47. **Кочержевский Г.Н.** Антенно-фидерные устройства. — М.: Связь, 1972. — 472 с.

48. **Isbell D.E.** Log-Periodic Dipole Arrays // IRE Trans. 1960. Vol. AP-8, № 3. P. 260.

49. **Петров Б.М., Костромитин Г.И., Горемыкин Е.В.** Логопериодические вибраторные антенны: Учеб. пособие для вузов. — М.: Горячая линия-Телеком, 2004. — 239 с.

50. **Жук М.С., Молочков Ю.Б.** Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. — М.: Энергия, 1973. — 438 с.

51. **Электродинамика** сетчатых структур / М.И. Конторович, М.И. Астрахан, В.П. Акимов, Г.А. Ферсман и др.; Под ред. М.И. Конторовича. — М.: Радио и связь, 1987. — 136 с.

52. **Уфимцев П.Я.** Метод краевых волн в физической теории дифракции. — М.: Сов. радио, 1962. — 244 с.

53. **Захаров Е.В., Пименов Ю.В.** О влиянии уголкового рефлектора на диаграмму направленности линейного излучателя // Известия вузов, сер. «Радиофизика». 1975. Т. XVIII, № 3. С. 418–424.

54. **Ромбическая** антенна с рефлектором: Патент RU 2288525: МПК H01Q11/06. / А.М. Сомов, Р.В. Кабетов, А.Ю. Виноградов; Заявка 2005111651/09 от 20.04.2005 г.; Опубл. 27.11.2006 г.

55. **Ромбическая** антенна с двойным рефлектором: Патент RU 2334318: МПК H01Q11/06. / А.М. Сомов, Р.В. Кабетов; Заявка 2007109170/09 от 13.03.2007 г.; Опубл. 20.09.2008 г.

56. **Фельд Я.Н., Бененсон Л.С.** Основы теории антенн: Учеб. пособие для вузов. — 2-е изд., перераб. — М.: Дрофа, 2007. — 491 с.

57. **Фролов О.П., Вальд В.П.** Зеркальные антенны для земных станций спутниковой связи. — М.: Горячая линия—Телеком, 2008. — 496 с.

58. **Keller J.B.** Geometrical theory of diffraction // J. Otp. Soc. of America. 1962. Vol. 52, № 2.

59. **Боровиков В.А., Кинбер Б.Е.** Геометрическая теория дифракции. — М.: Связь, 1978.

60. **Вуд П.** Анализ и проектирование зеркальных антенн: Пер. с англ. / Под ред. О.П. Фролова. — М.: Радио и связь, 1984.

61. **Фролов О.П.** Обобщение метода зеркальных изображений // Труды НИИР. 1973. № 1.

62. **Фролов О.П.** Направленные свойства зеркальных антенн // Радиотехника, 1976. № 5.

63. **Интегралы** и ряды. Элементарные функции / Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. — М.: Наука, 1981. — 800 с.

64. **Бейтмен Г., Эрдейи А.** Высшие трансцендентные функции: Пер. с англ.; Справ. В 3-х т. Т.2. — М.: Наука, 1974. — 296 с.

65. **Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф.** Специальные функции (формулы, таблицы, графики): Пер. с нем. / Под ред. Л.И. Седова. — М.: Наука, 1964. — 344 с.

66. **Вайнштейн Л.А.** Дифракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце волновода. — М.: Сов. радио, 1953. — 204 с.

67. **Антенны и устройства СВЧ.** Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов: Учеб. пособие для вузов / Д.И. Воскресенский, Р.А. Грановская, В.Л. Гостюхин, В.С. Филиппов и др.; Под ред. Д.И. Воскресенского. — М.: Сов. радио, 1972. — 320 с.

68. **Ильин В.А., Позняк Э.Г.** Аналитическая геометрия. 6-е изд. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. — 240 с.

69. **Айзенберг Г.З.** Антенны ультракоротких волн. — М.: Связьиздат, 1957. — 700 с.

70. **Luneburg R.K.** Mathematical Theory of Optics. Providence. — Rhode Island: Brown University, 1944. — P. 189-213.

71. **Schell H.W.** Luneberglinsen Antennen für Nachrichtensatelliten // Raumfahrtforschung. 1970. Vol. 14, № 3. S. 96.

72. **Кюн Р.** Микроволновые антенны. — Л.: Судостроение, 1967. — 520 с.

73. **Корн Г., Корн Т.** Справочник по математике для научных работников и инженеров: Пер. с англ., под общ. ред. И.Г. Абрамовича. — М.: Наука, 1974. — 832 с.

74. **Сомов А.М.** Оптимизация шумовой добротности однозеркальных антенн // Электросвязь. 1977. № 10. С. 50–54.

75. **Антенны** сантиметровых волн. Ч. 1 и 2: Пер. с англ. / Под ред. Я.Н. Фельда. — М.: Сов. радио, 1950.

76. **Чикин А.А.** Отражательные телескопы. — Петроград, 1915. — 128 с.

77. **Hannan P.W.** Microwave antennas derived from the Cassegrain telescope // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1973. Vol. AP-9, № 3. P. 149–153.

78. **Гинзбург В.М., Белова И.Н.** Расчет параболических антенн. — М.: Сов. радио, 1959. — 250 с.

79. **Ямпольский В.Г., Петрова В.Г.** О направленных свойствах рупорно-параболических антенн. // Антенны / Под ред. А.А. Пистолькорса, Вып. 17. — М.: Связь, 1973. — С. 3–14.

80. **Improvements** in or relating to Microwave Aerials: Патент GB 973583: МПК H01Q17/00; H01Q19/10; H01Q19/19. / I.L. Lee; Заявка GB 19620014057 от 11.04.1962 г.; Опубл. 28.10.1964 г.

81. **Ерухимович Ю.А.** Комплекс радиорелейных антенн // Вестник связи. 1981. № 11.

82. **Ерухимович Ю.А.** Унифицированные радиорелейные антенны // Вестник связи. 1982. № 5.

83. **Ерухимович Ю.А.** Анализ параметров двухзеркальной антенны со смещенной фокальной осью // Труды НИИР. 1968. № 4. С. 133–142.

84. **Ludwig A.C.** Conical-reflector // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1972. Vol. AP-20, № 2. P. 146–152.

85. **Всенаправленная** двухзеркальная антенна: А.с. SU 544316 / А.М. Сомов; Заявка 2085718 от 16.12.1974 г.

86. **Сомов А.М.** Высокоэффективные конусно-параболические антенны // Труды НИИР, 1984, № 3. С. 35–39.

87. **Зеркальная** антенна: А.с. SU 652833 / А.М. Сомов, С.М. Зимин; Заявка 1942341/18-09 от 02.07.1973 г.

88. **Сомов А.М., Гуринович Б.В., Элланский В.М.** Высокоэффективная параболоидальная антенна с кольцевым контррефлектором // Тезисы доклада XXII научно-технического семинара по теории и технике антенн, Москва, 1981.

89. **Ashmead J., Pippard A.B.** The Use of Spherical Reflectors as Microwave Scanning Aerials // J. Inst. Elec. Eng. 1946.

90. **Флайерти И., Кадак Е.** Антенны для радиолокационной станции сверхдальнего обнаружения // Радиотехника и радиоэлектроника за рубежом. 1959. № 1 (49). С. 37.

91. **McCormick G.C.** A line feed for a spherical reflector // IEEE Trans. 1967. Vol. AP-15, № 5. P. 639–645.

92. **Galindo V.** Design of dual reflector antennas with arbitrary phase and amplitude distributions // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1964. Vol. AP-13, № 3. P. 403–408.

93. **Williams W.F.** High efficiency reflector antennas // Microwave J. 1965. P. 79–82.

94. **Wood P.J.** Field correlation theorem with application to reflector aerial diffraction problem // Electron. Lett. 1970. № 6. P. 326-327.

95. **Claricoats P.J.B., Poulton G.T.** High efficiency microwave reflector antennas — a review // Proc. IEEE, 1977, № 5. P. 1484-1502.

96. **Покрас А.М.** Применение лучеводов в антеннах земных станций спутниковой связи // Труды НИИР, 1974, № 2. С. 89-96.

97. **Марков Г.Т., Сазонов Д.М.** Антенны. — М.: Энергия, 1975. — 528 с.

98. **Уолтер К.** Антенны бегущей волны / Пер. с англ., под общ. ред. А.Ф. Чаплина. — М.: Энергия, 1970. — 448 с.

99. **Терешин О.Н., Корнюхин В.И.** Расчет антенн, построенных на базе различных линий питания и работающих в режиме вытекающей волны. — М.: ВЗЭИС, 1985. — 72 с.

100. **Федотов А.Ю.** Однопроводная антенна с изменяющимся диаметром провода // Антенны. 2005. Вып. 3(94). С. 16-19.

101. **Вычислительные** методы в электродинамике: Под ред. Р. Митры. Пер. с англ. / Под ред. Э.Л. Бурштейна. — М.: Мир, 1977. — 485 с.

102. **Терешин О.Н., Седов В.М.** Антенны поверхностных волн с модулированной фазовой скоростью. — М.: ВЗЭИС, 1974. — 46 с.

103. **Нефедов Е.И., Сивов А.Н.** Электродинамика периодических структур. — М.: Наука, 1977. — 209 с.

104. **Силин Р.А., Сазонов В.П.** Замедляющие системы. — М.: Сов. радио, 1966. — 632 с.

105. **Электродинамика** антенн с полупрозрачными поверхностями / Под ред. Б.З. Каценеленбаума, А.Н. Сивова. — М.: Наука, 1989. — 176 с.

106. **Электроника:** Энциклопедический словарь / Гл. ред. В.Г. Колесников. — М.: Сов. энциклопедия, 1991. — 668 с.

107. **Friis H.T.** A new directional receiving system // PIRE. 1925. Vol. 18, № 12. P. 685.

108. **Рамлау П.Н.** Изменение направления излучения направленной антенны // Техника радио и слабого тока. 1932. № 7. С. 450.

109. **Пистолькорс А.А., Натадзе П.Ш.** Управление минимумом направленной характеристики // Техника связи. 1938. № 4. С. 4.

110. **Шумская Н.Н.** Антенные системы с управляемой диаграммой направленности // Электросвязь. 1941. № 4. С. 72.

111. **Вендик О.Г., Егоров Ю.В.** Первая фазированная антенная решётка (Работа группы Ю.Я. Юрова в 1955-1960 гг.) // Антенны / Под ред. Л.Д. Бахраха. — М., 1999. Вып. 1 (42).

112. **Микаэлян А.Л.** Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. — М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. — 662 с.

113. **Electromagnetic** Reflection: Патент US 2908002: МПК H01Q3/26; H01Q15/14. / L.C. Van Atta; Заявка US 19550514040 от 08.06.1955 г.; Опубл. 06.10.1959 г.

114. **Intermediate** Frequency Sidelobe Canceller: Патент US 3202990: МПК G01S7/28; H01Q3/26; H04B1/12 / P.W. Howells; Заявка US 19590810961 от 04.05.1959 г.; Опубл. 24.08.1965 г.

115. **Howells P.W.** Explorations in Fixed and Adaptive Resolution at GE and SURC // IEEE Trans. Antennas Propag., Special Issue on Adaptive Antennas. Vol. AP-24, № 5. P. 575-584.

116. **Пистолькорс А.А., Литвинов О.С.** Введение в теорию адаптивных антенн. — М.: Наука, 1991. — 200 с.

117. **Монзинго Р.А., Миллер Т.У.** Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию: Пер. с англ. — М.: Радио и связь, 1986. — 448 с.

118. **Спутниковая** связь и вещание: Справочник / Г.В. Аскинази, В.Л. Быков, М.Н. Дьячкова и др.; под ред. Л.Я. Кантора. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Радио и связь, 1988. — 344 с.

119. **Каплун В.А.** Обтекатели антенн СВЧ (Радиотехнический расчет и проектирование). — М.: Сов. радио, 1974. — 240 с.

120. **Физическая** энциклопедия/ Гл. ред. А.М. Прохоров; Ред. кол. Д.М. Алексеев, А.М. Балдин, А.М. Бонч-Бруевич, А.С. Боровик-Романов и др. Т. 3. — М.: Большая Российская энциклопедия, 1992. — 672 с.

121. **Сазонов Д.М.** Антенны и устройства СВЧ: Учеб. для радиотехнич. спец. вузов. — М.: Высш. школа, 1988. — 432 с.

122. **Оптимальный** синтез устройств СВЧ с Т-волнами / В.М. Кац и др.; Под ред. В.П. Мещанова. — М.: Радио и связь, 1984.

123. **Маттей Д.Л., Янг Л., Джонс Е.М.Т.** Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. Т. 1 / Пер. с англ., под общ. ред. Л.В. Алексеева и Ф.В. Кушнира. — М.: Связь, 1971. — 440 с.

124. **Маттей Д.Л., Янг Л., Джонс Е.М.Т.** Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. Т. 2 / Пер. с англ., под общ. ред. Л.В. Алексеева и Ф.В. Кушнира. — М.: Связь, 1972. — 496 с.

125. **Физическая** энциклопедия / Гл. ред. А.М. Прохоров; Ред. кол. Д.М. Алексеев, А.М. Балдин, А.М. Бонч-Бруевич и др. Т. 5. — М.: Большая Российская энциклопедия, 1998. — 760 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3
Введение 5
Глава 1. Общая теория передающих антенн 7
1.1. Поле системы токов в свободном пространстве 7
1.2. Общие характеристики передающих антенн 13
1.2.1. Характеристики направленности антенн 13
1.2.2. Энергетические характеристики антенн 21
1.2.3. Действующая длина и эффективная площадь 24
1.2.4. Поляризация поля, излучаемого антенной 25
1.2.5. Характеристика антенны как нагрузки 26
1.2.6. Рабочий диапазон частот антенны 27
1.2.7. Другие характеристики антенн 28
Вопросы к главе 1 29
Глава 2. Простые проволочные антенны 30
2.1. Поле прямолинейного провода 30
2.2. Поле провода со стоячей волной тока. Симметричный вибратор 31
2.3. Сопротивление излучения и входное сопротивление симметричного вибратора 35
2.4. Широкополосные симметричные вибраторы 39
2.5. Несимметричный вибратор 41
2.6. Увеличение направленности симметричных вибраторов . 44
2.7. Поле провода с бегущей волной тока. V-образные и ромбические антенны 47
Вопросы к главе 2 54
Глава 3. Щелевые антенны 56
3.1. Конструкции и принцип действия 56
3.2. Применение принципа двойственности для анализа щелевых антенн 57
3.3. Сложные щелевые антенны 59
Вопросы к главе 3 64
Глава 4. Антенны в режиме приёма 65
4.1. Общие характеристики приёмных антенн 65

4.2. Применение принципа взаимности для анализа приёмных антенн ... 66
4.3. Мощность, передаваемая приёмной антенной в нагрузку 69
4.4. Эквивалентная шумовая температура антенны ... 71
4.5. Рамочные антенны ... 75
Вопросы к главе 4 ... 77
Глава 5. Диаграмма направленности системы излучателей ... 78
5.1. Диаграмма направленности системы излучателей. Теорема умножения диаграмм направленности ... 78
5.2. Диаграммы направленности линейных решёток из ненаправленных излучателей ... 81
5.2.1. Множитель линейной эквидистантной решетки ... 81
5.2.2. Режим нормального излучения ... 84
5.2.3. Режим наклонного излучения ... 85
5.2.4. Режим осевого излучения ... 86
5.2.5. Оптимальные решётки осевого излучения ... 87
5.2.6. Режим обратного осевого излучения ... 88
5.2.7. Режим обратного наклонного излучения ... 89
5.2.8. Линейная непрерывная система ... 89
5.2.9. Неэквидистантные линейные решетки ... 90
5.3. Линейные решётки с неравномерным амплитудным распределением ... 90
5.4. Кольцевые антенные решетки ... 94
Вопросы к главе 5 ... 96
Глава 6. Многовибраторные антенны ... 97
6.1. Двухвибраторные антенны ... 97
6.2. Антенна типа «волновой канал» ... 99
6.3. Вибраторные антенны бегущей волны ... 102
6.3.1. Описание антенны и её условные обозначения ... 102
6.3.2. Принцип действия и электрические характеристики антенны бегущей волны ... 105
6.3.3. Выбор параметров антенны бегущей волны ... 108
6.3.4. Сложные антенны бегущей волны с управляемой диаграммой направленности ... 110
6.3.5. Вертикальная антенна бегущей волны ... 112
6.4. Синфазная горизонтальная диапазонная антенна ... 114
6.5. Входные сопротивления многовибраторных антенн. Метод наведённых ЭДС ... 118
Вопросы к главе 6 ... 122

Глава 7. Антенны вращающейся поляризации 123
7.1. Турникетные антенны 123
7.2. Спиральные антенны 125
Вопросы к главе 7 130
Глава 8. Широкодиапазонные антенны 131
8.1. Принцип самодополнительности и плоские широкополосные вибраторы 131
8.2. Принцип электродинамического подобия 133
8.3. Широкодиапазонные спиральные антенны 134
8.4. Логопериодические антенны 136
Вопросы к главе 8 142
Глава 9. Антенны с металлическими рефлекторами 143
9.1. Антенны обратного излучения 143
9.2. Уголковые антенны 144
Вопросы к главе 9 149
Глава 10. Основы теории антенн СВЧ 150
10.1. Методы анализа антенн СВЧ 150
10.2. Основные законы геометрической оптики, применяемые при расчете антенн 152
10.2.1. Закон преломления и закон отражения 153
10.2.2. Уравнение эйконала 153
10.2.3. Оптическая длина пути и принцип Ферма 155
10.3. Диаграмма направленности антенны, имеющей плоский излучающий раскрыв 156
10.4. Коэффициент направленного действия излучающего раскрыва 159
10.5. Диаграмма направленности антенны с прямоугольным излучающим раскрывом 161
10.5.1. Равномерное распределение поля 162
10.5.2. Неравномерное амплитудное распределение поля 163
10.6. Диаграмма направленности антенны с круглым излучающим раскрывом 167
10.7. Влияние на диаграмму направленности фазовых ошибок в раскрыве антенны 170
10.7.1. Линейные фазовые ошибки 171
10.7.2. Квадратичные фазовые ошибки 173
10.7.3. Кубические фазовые ошибки 176
Вопросы к главе 10 178
Глава 11. Рупорные и линзовые антенны 179
11.1. Антенны в виде открытого конца волновода 179

11.2. Рупорные антенны 183
11.2.1. Принцип действия и типы рупорных антенн 183
11.2.2. H-секториальный рупор 185
11.2.3. E-секториальный рупор 189
11.2.4. Пирамидальный рупор 191
11.2.5. Конический рупор 192
11.2.6. Способы уменьшения длины рупора 193
11.2.7. Применение рупорных антенн 195
11.3. Антенна вращающейся поляризации на основе открытого конца волновода и рупорной антенны 195
11.4. Линзовые антенны 197
11.4.1. Назначение и принцип действия линзовых антенн 197
11.4.2. Уравнение профиля линз 200
11.4.3. Ускоряющие металлические линзы 202
11.4.4. Замедляющие линзы из искусственного диэлектрика .. 204
11.4.5. Зонирование линз 205
11.4.6. Линзы с широким сектором качания луча 207
11.4.7. Другие типы линз. Применение линзовых антенн 212
Вопросы к главе 11 212
Глава 12. Зеркальные антенны 214
12.1. Общие сведения 214
12.1.1. Принцип действия и разновидности зеркальных антенн 214
12.1.2. Уравнение профиля зеркала 216
12.1.3. Геометрические свойства параболоидного зеркала 217
12.1.4. Системы координат, используемые при анализе зеркальных антенн 218
12.1.5. Геометрические параметры зеркальных антенн 219
12.2. Применение апертурного метода для расчёта поля излучения зеркальной антенны 220
12.2.1. Определение поля в раскрыве 220
12.2.2. Определение поля излучения антенны 223
12.3. Влияние распределения поля в раскрыве на диаграмму направленности параболоидной антенны 225
12.4. Коэффициент направленного действия и коэффициент усиления зеркальных антенн 227
12.4.1. Расчет коэффициента направленного действия и коэффициента усиления зеркальных антенн 227
12.4.2. Оптимизация зеркальных антенн для получения максимального коэффициента усиления 230
12.4.3. Предельно достижимый коэффициент усиления и точность изготовления зеркальных антенн 232

12.5. Шумовая температура и шумовая добротность зеркальных антенн ... 235
12.5.1. Расчет шумовой температуры и шумовой добротности зеркальных антенн ... 235
12.5.2. Оптимизация зеркальных антенн для получения максимальной шумовой добротности ... 236
12.6. Кроссполяризационное излучение зеркальных антенн ... 239
12.7. Облучатели зеркальных антенн ... 241
12.7.1. Требования, предъявляемые к облучателям ... 241
12.7.2. Основные типы облучателей ... 243
12.7.3. Устранение воздействия зеркала на облучатель ... 247
12.8. Приближённый расчёт параболической зеркальной антенны ... 249
12.9. Управление диаграммой направленности зеркальной антенны ... 251
12.10. Двухзеркальные антенны ... 253
12.10.1. Принцип действия двухзеркальных антенн ... 253
12.10.2. Двухзеркальная антенна из параболоида и плоского диска ... 255
12.10.3. Антенна Кассегрена ... 256
12.10.4. Антенна Грегори ... 257
12.10.5. Расчет двухзеркальных антенн ... 258
12.10.6. Совмещенные зеркальные антенны ... 261
12.11. Другие типы зеркальных антенн ... 262
12.11.1. Усеченные параболоиды ... 262
12.11.2. Зеркальные антенны с вынесенным облучателем ... 262
12.11.3. Двухзеркальные антенны с кольцевым фокусом ... 265
12.11.4. Конусно-параболические антенны ... 266
12.11.5. Антенны с кольцевым контррефлектором ... 267
12.11.6. Сферические зеркальные антенны ... 268
12.11.7. Зеркальные антенны с модифицированной формой поверхности ... 270
12.11.8. Перископические антенные системы, лучеводы и многозеркальные антенны ... 272
12.12. Способы снижения бокового излучения зеркальных антенн ... 274
Вопросы к главе 12 ... 277
Глава 13. Антенны бегущих волн ... 278
13.1. Общие сведения об антеннах поверхностных волн ... 278
13.2. Плоские линейные антенны поверхностных волн ... 280
13.2.1. Антенна с диэлектрическим направителем ... 280

13.2.2. Антенна с ребристым направителем 284
13.3. Стержневые антенны поверхностных волн 285
13.3.1. Стержневая диэлектрическая антенна 285
13.3.2. Ребристо-стержневая антенна 288
13.4. Дисковые антенны поверхностных волн 288
13.5. Антенны вытекающих волн 289
Вопросы к главе 13 296
Глава 14. Антенные решётки 297
14.1. Способы управления положением ДН и задачи, решаемые с помощью антенных решёток 297
14.2. Фазированные антенные решётки 301
14.3. Многолучевые антенные решётки 306
14.4. Адаптивные антенные решётки 311
Вопросы к главе 14 314
Глава 15. Особенности антенн различных диапазонов частот 315
15.1. Особенности антенн СДВ, ДВ и СВ диапазонов 315
15.2. Особенности коротковолновых антенн 319
15.3. Особенности антенн УВЧ и СВЧ диапазонов 322
15.3.1. Общие особенности антенн 322
15.3.2. Опорно-поворотные устройства антенн земных станций спутниковой связи 324
15.3.3. Радиопрозрачные укрытия антенн 327
Вопросы к главе 15 328
Глава 16. Высокочастотное питание антенн. Согласование и симметрирование 329
16.1. Классификация линий передачи 329
16.2. Воздушные и экранированные линии 331
16.3. Металлические волноводы и полосковые линии 335
16.3.1. Закрытые волноводы прямоугольного поперечного сечения 335
16.3.2. Лучевые волноводы 336
16.3.3. Полосковые линии передачи 337
16.4. Методы анализа цепей СВЧ 337
16.4.1. Переход к эквивалентной линии 338
16.4.2. Коэффициент отражения, коэффициент бегущей волны и коэффициент стоячей волны 339
16.4.3. Полное эквивалентное сопротивление линии 341
16.4.4. Реактивные шлейфы 342
16.5. Согласование фидерных линий 343

16.5.1. Задача согласования фидера и антенны 343
16.5.2. Согласование на фиксированной частоте с помощью четвертьволнового трансформатора 346
16.5.3. Согласование с помощью реактивного шлейфа Татаринова 347
16.5.4. Двух- и трехшлейфное согласование 348
16.5.5. Широкополосное согласование 350
16.6. Согласование отдельных участков волноводного тракта . 351
16.6.1. Согласование на фиксированной частоте 351
16.6.2. Волноводные устройства для согласования в полосе частот 353
16.7. Переходные устройства с коаксиального фидера на симметричную антенну 353
16.7.1. Задача, решаемая симметрирующими устройствами ... 353
16.7.2. U-колено 354
16.7.3. Четвертьволновой стакан 355
Вопросы к главе 16 356
Глава 17. Элементы волноводного тракта 357
17.1. Основные свойства ферритов на СВЧ 357
17.2. СВЧ элементы волноводного тракта 363
17.2.1. Возбуждение волн в линиях и связь линии с нагрузкой 363
17.2.2. Трансформаторы типов волн 365
17.2.3. Аттенюаторы 366
17.2.4. Нагрузки 367
17.2.5. Тройники 368
17.2.6. Фазовращатели 369
17.2.7. Поляризационные устройства 369
17.2.8. Двойной тройник («магический» Т-мост) 371
17.2.9. Кольцевой мост 371
17.2.10. Вентили 372
17.2.11. Циркуляторы 373
17.3. Волноводный тракт для приёма ортогональных поляризаций 375
17.4. Волноводный тракт для одновременного приёма нескольких диапазонов частот 380
Вопросы к главе 17 383
Список обозначений 385
Список сокращений 387
Литература 390