ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»

Д.А. Ерошенко А.И. Климов Ю.Г. Пастернак С.М. Фёдоров

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

Утверждено Редакционно-издательским советом университета в качестве учебного пособия

Воронеж 2016

УДК 621.396.67

Антенно-фидерные устройства: учеб. пособие [Электронный ресурс]. – Электрон. текстовые и граф. данные (9000 Кб) / Д.А. Ерошенко, А.И. Климов, Ю.Г. Пастернак, С.М. Фёдоров. - Воронеж: ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет», 2016. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM) : цв. – Систем. требования : ПК 500 и выше ; 256 Мб ОЗУ ; Windows XP ; SVGA с разрешением 1024х768 ; MS Word 2007 или более поздняя версия; CD-ROM дисковод ; мышь. – Загл. с экрана.

В пособии рассмотрены основы теории и техники антенн различных диапазонов частот. Приведены общие сведения о характеристиках и параметрах антенн в режимах излучения и приема. Рассмотрены основные типы антенн, антенных решеток, их конструкции и характеристики.

Учебное пособие предназначено для студентов факультета радиотехники и электроники, а также слушателей факультета дополнительного профессионального образования.

Издание соответствует требованиям Федерального государственного образовательного стандарта высшего образования по направлению 11.03.01 Радиотехника (профиль «Радиотехнические средства передачи, приема и обработки сигналов»), дисциплине «Устройства СВЧ и антенны», и 210601.65 Радиоэлектронные системы и комплексы (профиль «Радиоэлектронные системы передачи информации»), дисциплине «Устройства СВЧ и антенны».

Ил. 121. Библиогр.: 56 назв.

Рецензенты: кафедра электроники Воронежского государственного университета (д-р физ.-мат. наук, доц. Г.К. Усков); д-р техн. наук, проф. А.В. Останков

© Ерошенко Д.А., Климов А.И., Пастернак Ю.Г., Фёдоров С.М., 2016

© Оформление. ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет», 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ 5 Введение 1. Основы теории антенн 5 1.1. Общие сведения об антеннах 5 7 1.2. Классификация антенн 1.3. Основные задачи теории антенн 9 1.4. Структура антенны. Электродинамические основы теории излучения ан-9 тенн 1.5. Свойства электромагнитного поля антенн в дальней, промежуточной и 12 ближней зонах 1.6. Расчет характеристик поля излучения в дальней зоне 18 19 1.7. Основные принципы технической электродинамики 1.8. Излучение элементарных источников 29 40 2. Основные электрические характеристики антенн 2.1. Характеристики направленности антенн в режиме излучения. Векторная 40 комплексная характеристика направленности антенны 49 2.2. Коэффициент направленного действия и коэффициент усиления антен-ΗЫ 2.3. Входное сопротивление и полоса рабочих частот антенны 54 57 2.4. Характеристики антенн в режиме приема 2.5. Мощность, выделяющаяся в нагрузке приемной антенны 58 61 2.6. Согласование передающей и приемной антенн по поляризации 2.7. Шумовая температура приемной антенны 63 67 3. Излучение антенных решеток 3.1 Линейные антенные решетки с равноамплитудным возбуждением и ли-67 нейным изменением фазы токов 3.2. Влияние неравномерности амплитудного распределения на направлен-75 ность излучения линейных антенных решеток 3.3. Влияние фазовых искажений на ДН линейной антенной решетки 76 3.4. Входное сопротивление излучающего элемента и мощность излучения 77 антенной решетки 3.5. КНД линейных антенных решеток 78 79 3.6. Понятие о непрерывном излучателе 82 3.7. Плоские антенные решетки 4. Излучение возбужденных поверхностей. Основы теории апертурных 86 антенн 4.1. Направленные свойства прямоугольного и круглого раскрывов с син-86 фазным и равноамплитудным возбуждением 4.2. Влияние неравномерного амплитудного распределения поля на диа-90 грамму направленности излучающей поверхности 91 4.3. КНД излучающей поверхности 94 5. Вибраторные антенны и решетки 5.1. Основы теории симметричного электрического вибратора 94 98 5.2. Направленные свойства симметричного электрического вибратора 5.3. Мощность и сопротивление излучения, КНД и действующая длина 102 симметричного электрического вибратора 5.4. Входное сопротивление симметричного электрического вибратора 106 5.5. Симметричный щелевой вибратор 111 114 5.6. Излучение системы из двух вибраторов 125 5.7. Директорные антенны 5.8. Влияние идеально электропроводящей и бесконечно протяженной по-128 верхности на излучение расположенных вблизи нее антенн

3

5.9. Несимметричный электрический вибратор	132
5.10. Коллинеарные антенны	137
5.11. Способы и устройства подключения вибраторных антенн к линиям пе-	139
редачи	
6. Щелевые антенны и антенные решетки	141
6.1. Волноводно-щелевые антенные решетки	141
6.2. Перспективные щелевые антенные решетки СВЧ и КВЧ	148
7. Полосковые и микрополосковые антенны и антенные решетки	151
7.1. Принципы действия и основные характеристики резонаторных полоско-	151
вых антенн	
7.2. Линейные и плоские полосковые антенные решетки	157
8. Антенны вытекающей волны	160
8.1. Принципы построения антенн вытекающей волны	160
8.2. Плоские антенные решетки вытекающей волны	161
8.3. Плоские дифракционные антенны	163
9. Апертурные антенны	165
9.1. Волноводные излучатели	165
9.2. Рупорные антенны	168
9.3. Зеркальные антенны	176
9.4. Линзовые антенны	185
10. Широкополосные антенны	193
10.1. Логопериодические вибраторные антенны	193
10.2. Спиральные антенны	194
11. Антенны с пространственно-временной обработкой радиосигналов	197
11.1. Фазированные антенные решетки	197
11.2. Многолучевые антенные решетки	209
12. Методы экспериментальных исследований антенн. Автоматизиро-	212
ванное проектирование антенно-фидерных устроиств	040
12.1. Измерение диаграмм направленности	212
12.2. Измерение коэффициента усиления	213
12.3. Программные средства компьютерного моделирования и системы ав-	214
томатизированного проектирования устроиств СВЧ и антенн	004
ьиолиографическии список	221

введение

Антенно-фидерные устройства, обеспечивающие излучение и прием радиоволн, а также канализацию энергии электромагнитных колебаний от передатчика к антенне и от антенны к приемнику, являются неотъемлемыми частями любой радиотехнической системы (РТС). Размеры, конструктивные решения и технология производства антенн во многом определяют тактико-технические характеристики РТС.

В современных РТС используются радиоволны различных частотных диапазонов, однако одной из устойчивых тенденций является интенсивное освоение диапазонов сверхвысоких (СВЧ) и крайне высоких частот (КВЧ). Это объясняется возможностями реализации в данных диапазонах антенн с такими параметрами и характеристиками, достижение которых на более низких частотах проблематично или попросту невозможно. Например, в диапазоне СВЧ антенны могут создавать остронаправленное излучение с шириной луча до долей градуса и существенно концентрировать поток мощности излучения в нужном направлении в пространстве.

Данный материал является продолжением изданного в 2008 г. учебного пособия «Устройства СВЧ» и имеет целью дать читателям основные понятия из области теории и техники антенн, ознакомить с принципами построения, конструкциями и основными электрическими характеристиками различных типов антенн, а также с основами методов их расчета и экспериментальных исследований.

С учетом исключительного многообразия современных антенн в пособии рассмотрены лишь наиболее распространенные их типы, преимущественно ОВЧ—КВЧ диапазонов, включая антенны для специальных РТС охранного мониторинга и защищенных систем радиосвязи.

1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ АНТЕНН

1.1. Общие сведения об антеннах

Антенной называется радиотехническое устройство, предназначенное для излучения и/или приема электромагнитных волн (ЭМВ). Антенны являются важными составными элементами всех без исключения радиотехнических систем, т.е. систем, использующих свободное распространение ЭМВ.

В режиме излучения (передачи) антенна преобразует направляемые ЭМВ, распространяющиеся по линии передачи от источника (радиопередатчика), в радиоволны (PB) свободные ЭМВ, распространяющиеся в окружающем антенну пространстве.

В режиме приема антенна преобразует достигающие ее радиоволны в направляемые ЭМВ, поступающие на вход радиоприемника.

Таким образом, антенны можно разделить на передающие и приемные. В то же время, в соответствии с известным в электродинамике принципом взаимности, любая антенна, находящаяся в однородной изотропной среде и не содержащая в своей конструкции невзаимных элементов, обладает одинаковыми электрическими характеристиками как в режиме излучения, так и в режиме приема. Поэтому любая антенна в принципе является приемопередающей и может поочередно или одновременно работать в режиме излучения и в режиме приема.

Одним из главных свойств антенн является их направленное действие (направленность) — способность в режиме передачи концентрировать излучение в заданном направлении (или нескольких направлениях) в пространстве или, в режиме приема, избирательно реагировать на радиоволны, приходящие с различных направлений или имеющих разную поляризацию. Требования к направленности антенн зависят от задач, решаемых той или иной РТС. Например, в наземных системах радиосвязи с подвижными объектами ВЧ и ОВЧ диапазонов обычно используются сравнительно слабонаправленные антенны, которые в горизонтальной плоскости в режиме передачи равномерно излучают в различных направлениях, а в режиме приема в той же горизонтальной плоскости обеспечивают на выходе одинаковое напряжение (мощность) сигнала независимо от направления его прихода (рис. 1.1).



Рис. 1.1. Система радиосвязи со слабонаправленными антеннами

Другой пример иллюстрирует возможные положительные эффекты, достигаемые при увеличении направленного действия антенн.

Так, увеличение направленности излучения антенны в режиме передачи позволяет, в частности, за счет концентрации потока Π_0 излучаемой мощности P_{Σ} в направлении на приемную антенну увеличить дальность действия системы радиосвязи R при заданной мощности сигнала на выходе приемной антенны без повышения мощности радиопередатчика и уменьшить помехи другим РТС, что способствует решению проблемы электромагнитной совместимости (ЭМС) РТС (рис. 1.2). Увеличение направленного действия антенны в режиме приема позволяет при неизменном расстоянии R увеличить мощность полезного электрического сигнала P_n , поступающего на вход радиоприемника и ослабить влияние помех, что, в конечном счете, обеспечивает повышение входного отношения сигнал/шум и, следовательно, качества радиоприема.





В общем случае направленность антенны тем выше, чем больше размеры излучающей части (поверхности) антенны по сравнению с рабочей длиной волны.

Однако не только направленное действие антенны определяет тактико-технические характеристики РТС. Поскольку антенна в режиме излучения преобразует подаваемые на ее вход электромагнитные колебания в излучаемые волны, важно, чтобы этот процесс был эффективным, т.е. чтобы тепловые потери мощности в антенне были бы минимальными, а мощность излучения — максимальной. Иными словами, антенна должна обладать высоким коэффициентом полезного действия (КПД). В конечном счете, полезный эффект от использования антенны зависит от ее коэффициента усиления, представляющего собой произведение КПД и коэффициента направленного действия (развернутые определения названных параметров будут рассмотрены далее). В подтверждение сказанного приведем основное уравнение радиолинии связи, используя рис. 1.1. Пусть используемые на передающей и приемной стороне линии передачи согласованы с антеннами и не ослабляют мощность передаваемых колебаний, а передающая и приемная антенны имеют КПД $\eta = 1$. Пусть радиоволны на прямолинейной трассе их распространения испытывают только ослабление, обусловленное естественным уменьшением плотности потока мощности обратно пропорционально квадрату расстояния. Тогда мощность принятого сигнала на выходе приемной антенны и, соответственно, на входе приемника определяется известным выражением [1, 2]

$$P_n = P_{\Sigma} D_{npo} D_{npm} \qquad R/ \)^2, \qquad (1.1)$$

где D_{npd} и D_{npm} — коэффициенты направленного действия антенн.

Учтем далее, что реальные антенны имеют КПД $\eta < l$, тогда выражение (1.1) запишется в виде

$$P_n = P_{ex} \quad _{np\partial} D_{np\partial} \quad _{npm} D_{npm} \qquad R/ \quad)^2 = P_{ex} G_{np\partial} G_{npm} \qquad R/ \quad)^2, \tag{1.2}$$

где P_{6x} — мощность на входе передающей антенны, $G_{npd} = {}_{npd}D_{npd}$, $G_{npm} = {}_{npm}D_{npm}$ — коэффициенты усиления передающей и приемной антенн.

Не затрагивая пока детального описания направленного действия антенны, отметим, что в большинстве случаев особый интерес вызывает ее амплитудная характеристика направленности (AXH). АХН антенны в режиме излучения представляет собой зависимость амплитуды напряженности электрического поля излучения антенны (или плотности потока мощности излучения) от угловых координат точек наблюдения, удаленных от антенны на одинаковое расстояние, много большее рабочей длины волны (иначе говоря, находящихся в дальней зоне). АХН антенны в режиме приема — это зависимость электродвижущей силы (ЭДС), наводимой в антенне (или мощности принятых колебаний, поступающих с выхода антенны в согласованную нагрузку), от угловых координат, определяющих направление прихода принимаемых PB. При этом также полагают, что источник PB находится в дальней зоне.

1.2. Классификация антенн

Антенны можно классифицировать по различным признакам, например:

- по режиму работы (передающие, приемные, приемопередающие);

- по диапазону рабочих частот (длин волн);

- по функциональным возможностям (антенны со сканированием ДН, с многолучевой ДН, с управляемой поляризацией, с управляемой формой ДН и др.);

- по направленности действия (слабонаправленные, остро- или высоконаправленные);

- по полосе рабочих частот (узкополосные, широкополосные, сверхширокополосные, диапазонные; этот признак может относиться как к входным параметрам антенн, так и к их характеристикам излучения);

- по поляризации (антенны линейной и эллиптической (круговой) поляризации);

- по относительным (по сравнению с рабочими длинами волн) размерам излучающей части (малых и больших электрических размеров);

- по конструкции (вибраторные, щелевые, апертурные и др.);

- по месту расположения и т.д.

Это перечисление можно было бы продолжать, — настолько богат мир антенн.

Однако, несмотря на такое многообразие, все антенны по принципу формирования диаграммы направленности можно разделить на три больших класса:

- линейные антенны;

- апертурные антенны;

- антенные решетки.

К линейным антеннам (ЛА) относят излучающие системы малых по сравнению с длиной волны поперечных размеров, в которых направление протекания тока совпадает с осью системы. В простейшем случае ЛА представляют собой тонкий металлический проводник, по которому проходит переменный во времени электрический ток, или узкую щель в металлическом экране, между краями которой приложено переменное напряжение. По

теореме эквивалентности электрическое поле в щели эквивалентно магнитному току, текущему вдоль щели. Поскольку поперечные размеры малы, распределение тока слабо зависит от геометрии проводника. К линейным антеннам относят не только прямолинейные, но также искривленные или изогнутые проводники и щели, если их поперечные размеры много меньше длины волны. В более широком смысле к линейным можно отнести некоторые типы антенн, поперечные размеры которых сравнимы с длиной волны (например, утолщенные вибраторные, спиральные, диэлектрические стержневые). Линейные антенны могут быть антеннами стоячих волн (АСВ) и антеннами бегущих волн (АБВ) с различными амплитудно-фазовыми распределениями (АФР) вдоль них. В АБВ режим бегущей волны реализуется посредством возбуждения антенны с одного конца и включением поглощающей нагрузки на противоположном конце или за счет спадающего амплитудного распределения, например вследствие непрерывного излучения бегущей волны тока. К АСВ относятся симметричные и несимметричные вибраторы, щелевые антенны, рамочные антенны. К АБВ можно отнести спиральные, диэлектрические стержневые, антенны поверхностных волн. Отличительной особенностью линейных антенн является последовательная схема питания (возбуждения) элементов антенны и, как следствие, возможность зависимости характеристик излучения от длины антенны или от частоты.

Апертурные антенны

Характеризуются тем, что в их конструкциях можно выделить некоторую ограниченную поверхность, как правило, плоскую, через которую проходит весь поток излучаемой или принимаемой мощности. Эта поверхность называется апертурой (раскрывом), размеры которой обычно много больше длины волны. К апертурным антеннам (АА) относятся рупорные, зеркальные, линзовые антенны, открытые концы волноводов. Принципы формирования диаграмм направленности у них подобны оптическим. Отличительной особенностью этого класса антенн является параллельная схема возбуждения элементов апертуры и, как следствие, независимость пространственного положения диаграммы направленности от размеров апертуры или от частоты излучаемых ЭМВ.

Антенные решетки

Это системы обычно однотипных излучателей, расположенных в пространстве по определенному закону и определенным образом возбуждаемых. Антенные решетки (AP) могут быть одномерными (или линейными) и двумерными (или поверхностными). Примерами линейных решеток являются директорная антенна и система щелей, прорезанных в стенках волновода. Из нескольких одномерных решеток можно составить двумерную решетку. Излучатели в решетках могут располагаться на плоских или криволинейных поверхностях. Схема питания элементов решеток может быть как последовательной, так и параллельной, а также комбинированной. Важное место в классе антенных решеток занимают фазированные антенные решетки (ФАР) с электронным сканированием излучения. Как правило, в ФАР обеспечивается независимое управление амплитудно-фазовым распределением токов (полей), возбуждающих излучающие элементы.

Антенно-фидерные устройства

В более широком смысле часто говорят не только об антеннах, но в целом об антенно-фидерных устройствах (АФУ), понимая под последними совокупность соединенных вместе линий передач, антенн и других устройств. Все они характеризуются значительной общностью методов расчета и проектирования, основанных на теории технической электродинамики.

1.3. Основные задачи теории антенн

В теории антенн принято выделять два класса задач — задачи анализа и задачи синтеза (проектирования). Обычно эти задачи решают применительно к антеннам в режиме излучения (передачи).

Задача анализа состоит в том, чтобы при известных геометрии и электрофизических параметрах материалов конструкции антенны определить ее электрические характеристики [1—3]. Эта задача сводится к определению электромагнитного поля излучения антенны во всех точках окружающего ее пространства. Задача анализа решается с учетом следующих условий: решения для полей излучения должны удовлетворять уравнениям Максвелла, граничным условиям на поверхностях раздела сред, а также принципу Зоммерфельда — условию излучения (поле излучения в дальней зоне должно представлять собой расходящуюся бегущую волну, амплитуда которой убывает обратно пропорционально расстоянию).

В данной строгой постановке решение задачи анализа сопряжено обычно с серьезными математическими трудностями и получено на данный момент лишь для ограниченного числа относительно простых антенн.

Чаще прибегают к приближенному решению задачи анализа, разделяя ее на внутреннюю и внешнюю задачи. Внутренняя задача состоит в определении реальных или эквивалентных токов в антенне. Внешняя задача заключается в определении поля излучения антенны по известному распределению токов. При этом широко используется принцип суперпозиции полей, согласно которому антенна разбивается на элементарные излучатели (свойства излучения которых известны) с последующим векторным суммированием напряженностей создаваемых ими полей в точках наблюдения в дальней зоне.

Задача синтеза состоит в нахождении геометрических параметров конструкции антенны, при которых она обеспечила бы требуемые электрические характеристики [1—3]. Сначала проводится структурный синтез, который часто заключается в выборе подходящего типа антенны из множества известных. Затем выполняется параметрическая оптимизация расчет конструктивных параметров методом последовательных приближений до получения требуемых электрических характеристик.

Задача синтеза также обычно разделяется на две: классическую задачу и задачу конструктивного синтеза. Классическая задача состоит в определении необходимого амплитудно-фазового распределения (АФР) тока (электрического поля) на излучающей части антенны, соответствующего требуемым электрическим характеристикам. При этом, как правило, достаточно располагать информацией о форме излучающей части. Затем решается задача конструктивного синтеза — определения полной геометрии антенны с заданным АФР, обеспечивающим требуемые электрические характеристики. Эта задача обычно намного сложнее классической и чаще всего решается приближенно.

Основные задачи теории антенн, особенно в строгой постановке, решаются с применением ЭВМ и специализированных компьютерных программ, а также систем автоматизированного проектирования антенн (САПР) [4]. Это позволяет существенно сократить сроки и повысить качество проектирования антенн.

1.4. Структура антенны. Электродинамические основы теории излучения антенн

В обобщенной структуре антенны (рис. 1.3) можно выделить следующие элементы: вход, согласующее устройство (СУ), распределитель мощности (РМ) и излучающую систему (ИС) [5]. Во многих антеннах, однако, некоторые из этих элементов конструктивно объединяются или отсутствуют.



Рис. 1.3. Обобщенная структура антенны

Вход антенны представляет собой сечение линии передачи, в которой распространяется ЭМВ заданного типа. Однозначный расчет электрических характеристик антенны требует точного указания положения входа. Антенны могут иметь как один вход, так и множество (например, многолучевые антенные решетки). Многовходовые антенны могут одновременно работать на различных частотах или обеспечивать независимое формирование нескольких различных характеристик направленности. Согласующее устройство служит для поддержания в питающей линии передачи режима, близкого к режиму бегущей волны для передачи наибольшей мощности входных колебаний в распределитель мощности. Распределитель мощности предназначен для формирования заданного распределения токов в излучающей системе, обеспечивающего получение требуемой характеристики направленности излучения. Излучающая система антенны представляет собой область пространства, в которой протекают токи, возбуждающие электромагнитные волны. Это могут быть как реальные электрические токи, идущие по электропроводящим (металлическим) поверхностям, так и эквивалентные (фиктивные) электрические и магнитные токи на замкнутых поверхностях, охватывающих антенну, или токи электрической и магнитной поляризации в областях пространства, заполненных магнитодиэлектриками.

Излучением электромагнитных волн называется процесс переноса энергии электромагнитного поля от источника в окружающем его пространстве. *Основная задача теории излучения* состоит в установлении связи между токами и зарядами в излучающей системе и возбуждаемым в пространстве электромагнитным полем (ЭМП) [5—7].

Анализ излучения обычно выполняется в предположении, что антенна находится в неограниченном однородном изотропном пространстве. Это позволяет значительно упростить расчет электромагнитного поля излучения и при необходимости учесть влияние земной поверхности и окружающих антенну объектов с привлечением методов теории дифракции. Если токи в излучающей системе и напряженности создаваемых ими электрического и магнитного полей изменяются во времени по гармоническому закону с временной зависи*iot*

мостью $e^{j\omega t}$, задача определения электромагнитного поля излучения сводится к решению системы неоднородных дифференциальных уравнений Максвелла, которые в комплексной форме для произвольной среды имеют вид [6]:

$$\operatorname{rot} \dot{\vec{H}} - j\omega \,\dot{\varepsilon}_a \,\dot{\vec{E}} = \dot{\vec{J}}_{\,_{\mathfrak{I}}} \,, \tag{1.3}$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} + j\omega \,\dot{\mu}_a \,\,\dot{\vec{H}} = -\dot{\vec{J}}_{_{\mathcal{M}}} \,\,, \tag{1.4}$$

$$div(\dot{\varepsilon}_a \, \dot{\vec{E}}) = \dot{\rho}_{_9} \,, \tag{1.5}$$

$$div(\dot{\mu}_a \ \vec{H}) = \dot{\rho}_{_{\mathcal{M}}}.$$
(1.6)

В выражениях (1.3)—(1.6) обозначено: \vec{E} и \vec{H} — векторы комплексных амплитуд напряженностей электрического (В/м) и магнитного (А/м) полей; $\omega = 2\pi f$ — угловая частота

(рад/с); $f=c_0/\lambda$ — циклическая частота (Гц); $c_0\approx 3\cdot 10^8$ м/с — скорость света в свободном пространстве; λ — длина волны (м); $\dot{J}_{_9}$ и $\dot{J}_{_M}$ — векторы комплексных амплитуд объемных плотностей сторонних электрического (А/м²) и магнитного (В/м²) токов; $\dot{\varepsilon}_a$ и $\dot{\mu}_a$ — комплексные абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды,

$$\dot{\varepsilon}_{a} = \varepsilon_{a} \left(1 - j \frac{\sigma_{\flat}}{\omega \varepsilon_{a}} \right) = \varepsilon_{0} \varepsilon \left(1 - j \frac{\sigma_{\flat}}{\omega \varepsilon_{0} \varepsilon} \right) = \varepsilon \varepsilon_{0} \left(1 - j t g \delta_{\flat} \right) = \varepsilon_{0} \left(\varepsilon' - j \varepsilon'' \right), \tag{1.7}$$

$$\dot{\mu}_{a} = \mu_{a} \left(1 - j \frac{\sigma_{\scriptscriptstyle M}}{\omega \mu_{a}} \right) = \mu_{0} \mu \left(1 - j \frac{\sigma_{\scriptscriptstyle M}}{\omega \mu_{0} \mu} \right) = \mu \mu_{0} \left(1 - j t g \delta_{\scriptscriptstyle M} \right) = \mu_{0} \left(\mu' - j \mu'' \right), \tag{1.8}$$

σ_э и σ_м — удельные электрическая (См/м) и магнитная (Ом/м) проводимости среды; $\dot{\rho}_{_9}$ (Кл/м³) и $\dot{\rho}_{_M}$ (Вб/м³) — комплексные амплитуды объемных плотностей электрического и магнитного зарядов.

Решение системы уравнений (1.3)—(1.6) с учетом граничных условий позволяет определить комплексные векторы напряженностей электрического и магнитного полей $\dot{\vec{E}}(r,\theta,\varphi)$ и $\dot{\vec{H}}(r,\theta,\varphi)$ в любой точке пространства по заданным плотностям сторонних токов $\dot{\vec{J}}_{_{3}}$ и $\dot{\vec{J}}_{_{M}}$ (здесь (r,θ,φ) — сферические координаты точки наблюдения).

Из системы (1.3)—(1.6) можно получить общие волновые уравнения Гельмгольца для комплексных векторов напряженностей электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей излучения, которые в случае непоглощающей среды имеют вид [5, 6]:

$$\nabla^{2}\vec{H} + \omega^{2}\varepsilon_{a}\mu_{a}\vec{H} = \frac{j}{\omega\mu_{a}}grad\,div\vec{J}_{M} - rot\vec{J}_{2} + j\,\omega\varepsilon_{a}\vec{J}_{M}, \qquad (1.9)$$

$$\nabla^2 \, \vec{E} + \, \omega^2 \varepsilon_a \mu_a \, \vec{E} = \frac{j}{\omega \varepsilon_a} grad \, div \, \vec{J}_{_{\rm S}} + rot \, \vec{J}_{_{\rm M}} + j \, \omega \mu_a \, \vec{J}_{_{\rm S}}. \tag{1.10}$$

Однако решение этих уравнений оказывается весьма затруднительным, поскольку сторонние токи входят в правые части под знаками дифференциальных операторов.

Для решения уравнений (1.3), (1.4) обычно вводят вспомогательные векторные электрический $\dot{\vec{A}}^{\circ}$ и магнитный $\dot{\vec{A}}^{\scriptscriptstyle M}$ потенциалы, связанные с векторами напряженностей электрического $\dot{\vec{E}}$ и магнитного полей $\dot{\vec{H}}$ выражениями [5, 6]

$$\dot{\vec{E}} = -j\omega\mu_a\dot{\vec{A}}^{\,\circ} + \frac{1}{j\,\omega\varepsilon_a} grad\,div\,\dot{\vec{A}}^{\,\circ} - rot\,\dot{\vec{A}}^{\,\scriptscriptstyle M} \,\,, \tag{1.11}$$

$$\dot{\vec{H}} = -j\omega\varepsilon_a \dot{\vec{A}}^{\scriptscriptstyle M} + \frac{1}{j\omega\mu_a} grad\,div\dot{\vec{A}}^{\scriptscriptstyle M} + rot\dot{\vec{A}}^{\scriptscriptstyle 9}, \qquad (1.12)$$

причем сами векторные потенциалы являются решениями неоднородных дифференциальных уравнений Гельмгольца [5, 6]:

$$\Delta \vec{A}^{\,\circ} + \omega^2 \varepsilon_a \mu_a \dot{\vec{A}}^{\,\circ} = -\vec{J}_{\,\circ} \,, \ \Delta \vec{A}^{\,\scriptscriptstyle M} + \omega^2 \varepsilon_a \mu_a \dot{\vec{A}}^{\,\scriptscriptstyle M} = -\vec{J}_{\,\scriptscriptstyle M} \,, \tag{1.13}$$

ИЛИ

$$\Delta \vec{\dot{A}}^{\,\circ} + k^2 \vec{A}^{\,\circ} = -\vec{\dot{J}}_{\,\circ} \,, \ \Delta \vec{\dot{A}}^{\,\scriptscriptstyle M} + k^2 \dot{\vec{A}}^{\,\scriptscriptstyle M} = -\vec{\dot{J}}_{\,\scriptscriptstyle M} \,. \tag{1.14}$$

где $\Delta \vec{A} = graddiv \vec{A} - rotrot \vec{A}$, $k = \omega \sqrt{\varepsilon_a \mu_a}$ — постоянная распространения волны в среде.

Решение любого линейного дифференциального уравнения можно найти, если известна функция Грина — функция, удовлетворяющая дифференциальному уравнению с функцией в правой части. Для уравнений (1.13) и (1.14) с учетом условия излучения функция Грина описывается выражением [5, 6]:

$$\dot{G}(r) = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r},\tag{1.15}$$

где r — расстояние между источником и точкой наблюдения. Функция Грина имеет здесь простой физический смысл — она описывает пространственное распределение поля уединенного точечного излучателя. В случае уравнений вида (1.14) их решение при заданных сторонних токах, находящихся в некотором объеме V (рис. 1.4), позволяет получить выражения для расчета векторных потенциалов [5, 6]:

$$\dot{\vec{A}}^{\,\circ} = \frac{1}{4\pi} \int_{V} \frac{\dot{\vec{J}}_{\,\circ} e^{-jkr}}{r} dV = \int_{V} \dot{\vec{J}}_{\,\circ} \dot{G}(r) dV , \ \dot{\vec{A}}^{\,\scriptscriptstyle M} = \frac{1}{4\pi} \int_{V} \frac{\dot{\vec{J}}_{\,\scriptscriptstyle M} e^{-jkr}}{r} dV = \int_{V} \dot{\vec{J}}_{\,\scriptscriptstyle M} G(r) dV .$$
(1.16)

После этого с помощью выражений (1.11), (1.12) определяются искомые напряженности электрического и магнитного полей излучения антенны. Однако обычно даже для простых излучающих систем не удается получить простые аналитические выражения для векторов напряженностей полей, поэтому приходится делать некоторые упрощения, связанные с разделением пространства на *ближнюю, промежуточную и дальнюю зоны*.

1.5. Свойства электромагнитного поля антенн в дальней, промежуточной и ближней зонах

В развернутой форме в декартовой системе координат выражения (1.16) можно представить в виде [5, 6]

$$\dot{\vec{A}}^{\mathfrak{3},\mathsf{M}}(x,y,z) = \frac{1}{4\pi} \int_{V}^{J} \vec{\vec{J}}_{\mathfrak{3},\mathsf{M}}(x',y',z') \frac{e^{-jkr_s}}{r_s} dV, \qquad (1.17)$$

где (x', y', z') — координаты источника, обозначенного как S(x', y', z') на рис. 1.4; расстояние r_s от источника до точки наблюдения M(x, y, z) за пределами объема V определяется выражением

$$r_{s} = |SM| = \sqrt{(x - x')^{2} + (y - y')^{2} + (z - z')^{2}}, \ dV = dx'dy'dz'.$$
(1.18)

Пусть центр излучающей системы с источниками тока находится в начале сферической системы координат, совмещенной с декартовой, тогда $r_s = |SM| = \sqrt{(r^2 + (r')^2 - 2rr'\cos\alpha}$, где α — угол между направлениями *OS* и *OM*.

Для точки наблюдения, находящейся вне объема V, т.е. в области пространства, свободной от источников (r > r'), разложим выражение (1.18) в степенной ряд по (r'/r) [6]:

$$r_{s} \approx r \left[1 - \frac{r'}{r} \cos \alpha + \frac{1}{2} \left(\frac{r'}{r} \right)^{2} (1 - \cos^{2} \alpha) + \frac{1}{2} \left(\frac{r'}{r} \right)^{3} \cos \alpha (1 - \cos^{2} \alpha) + \dots \right].$$
(1.19)



Рис. 1.4. Излучающая система сторонних токов

Дальняя зона

Это область пространства, окружающего рассматриваемый объем, в котором расстояние от начала координат до точек наблюдения во много раз больше расстояния до источников тока, r >> r'. Для этой области в выражении (1.17) можно сделать следующие преобразования: в знаменателе подынтегрального выражения принять $r_s \approx r$, в показателе экспоненциальной функции положить $r_s \approx r - r' \cos \alpha$. Тогда выражение (1.17) запишется в асимптотической форме в виде [6]

$$\dot{\vec{A}}_{\infty}^{\mathfrak{I},\mathbf{M}}(r,\theta,\varphi) = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_{V}^{\cdot} \vec{\vec{J}}_{\mathfrak{I},\mathcal{M}}(x',y',z') e^{jkr'\cos\alpha} dV, \qquad (1.20)$$

где $r' \cos \alpha = (x' \cos \varphi + y \sin \varphi) \sin \theta + z' \cos \theta = r'((\sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi') + \cos \theta \cos \theta'))$ разность расстояний (хода лучей), учитывающая относительное запаздывание сферических волн, приходящих в точку наблюдения от двух элементарных источников, расположенных в начале координат и точке S(x', y', z'). Обратим внимание на то, что при этом значение интеграла в формуле (1.20) зависит лишь от угловых координат точки наблюдения и не зависит от расстояния до нее.

Подставив выражение (1.20) в (1.11) и (1.12), можно определить все компоненты ЭМП, создаваемого источниками токов. В результате для наиболее существенных компонент поля, характеризуемых зависимостью от расстояния вида l/r, в [6] получены следующие выражения:

$$\begin{split} \dot{E}_{\theta} &= -jk(W\dot{A}_{\theta\infty}^{\circ} + \dot{A}_{\theta\infty}^{\mathsf{M}}) , \ \dot{H}_{\varphi} = \dot{E}_{\theta} / W ,\\ \dot{E}_{\varphi} &= -jk(W\dot{A}_{\theta\infty}^{\circ} - \dot{A}_{\theta\infty}^{\mathsf{M}}) , \ \dot{H}_{\theta} = -\dot{E}_{\varphi} / W ,\\ \dot{E}_{r} &= 0 , \ \dot{H}_{r} = 0 , \end{split}$$
(1.21)

где $W = \sqrt{\mu_a / \varepsilon_a}$ Ом — волновое сопротивление среды, для свободного пространства $W = W_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 120\pi \approx 377$ Ом; $k = 2\pi / \lambda$ — постоянная распространения волны в среде; $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$ — длина волны; λ_0 — длина волны колебаний источников тока; $\varepsilon_r = \varepsilon_a / \varepsilon_0$ и $\mu_r = \mu_a / \mu_0$ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

Анализ компонент напряженностей электрического и магнитного полей приводит к важным выводам, сделанным в отношении элементарных источников, а именно [5—7]:

1. В дальней зоне ЭМП антенны представляет собой расходящуюся сферическую волну, зависимость амплитуд компонент ЭМП от расстояния описывается функцией вида e^{-jkr}/r . Но для каждой компоненты ЭМП поверхности равных фаз могут и не быть сферами с центрами в начале координат, так как в общем случае \dot{E}_{θ} , \dot{E}_{φ} — комплексные величины, зависящие от угловых координат θ, φ , а начало системы координат выбрано произвольно. Если в излучающей системе антенны имеется точка, относительно которой поверхности равных фаз ЭМП в дальней зоне являются сферическими, то эту точку называют фазовым центром. Многие реальные антенны не имеют фазового центра.

2. Векторы напряженностей электрического $\vec{E}(r,\theta,\phi)$ и магнитного $\vec{H}(r,\theta,\phi)$ полей в общем случае имеют по две поперечных компоненты $\dot{E}_{\perp}, \dot{H}_{\perp}$, так что $\vec{E} = \vec{\theta}_0 \dot{E}_{\theta} + \vec{\phi}_0 \dot{E}_{\phi}$ и $\vec{H} = \vec{\theta}_0 \dot{H}_{\theta} + \vec{\phi}_0 \dot{H}_{\phi}$. Так как $\dot{E}_{\theta}, \dot{E}_{\phi}$ могут быть несинфазными, то вектор $\vec{E}(r,\theta,\phi)$ (аналогично и вектор $\vec{H}(r,\theta,\phi)$) не будет иметь фиксированную поляризацию в пространстве; он может вращаться в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны и иметь эллиптическую поляризацию. Естественно, что характер поляризации может зависеть и от углового направления.

3. В локальной малой области пространства в окрестности точки наблюдения поле имеет характер плоской поперечной ЭМВ, т.е. поток мощности излучения от источников

направлен точно в радиальном направлении, радиальные (продольные) компоненты $\dot{E}_r = \dot{H}_r = 0$; поперечные компоненты напряженностей полей $\dot{E}_{\perp}, \dot{H}_{\perp}$ изменяются во времени синфазно, а их отношение $\dot{E}_{\theta} / \dot{H}_{\phi} = -\dot{E}_{\phi} / \dot{H}_{\theta} = W$.

4. Угловое распределение комплексных амплитуд компонент $\dot{E}_{\theta}, \dot{E}_{\varphi}$ и $\dot{H}_{\theta}, \dot{H}_{\varphi}$ в дальней зоне не зависит от расстояния *r* до точки наблюдения и характеризуется функциями вида $\dot{f}_{E,H}(\theta,\varphi) = f_{E,H}(\theta,\varphi)e^{j\Phi_{E,H}(\theta,\varphi)}$ комплексными характеристиками направленности, в которых функции $f_{E,H}(\theta,\varphi) = \left|\dot{f}_{E,H}(\theta,\varphi)\right|$ описывают угловые зависимости амплитуд, а $\Phi_{E,H}(\theta,\varphi)$ угловые зависимости фаз напряженностей ЭМП. В частности, для $\dot{E}_{\theta}, \dot{E}_{\varphi}$ можно записать:

$$\dot{E}_{\theta}(\theta,\varphi) = \dot{A}_{\theta}\dot{f}_{\theta}(\theta,\varphi), \ \dot{E}_{\varphi}(\theta,\varphi) = \dot{A}_{\theta}\dot{f}_{\varphi}(\theta,\varphi),$$

где \dot{A}_{θ} и \dot{A}_{ω} — комплексные коэффициенты пропорциональности.

На практике вместо $f_{\theta,\varphi}(\theta,\varphi) = \left| \dot{f}_{\theta,\varphi}(\theta,\varphi) \right|$ удобнее пользоваться действительными нормированными функциями следующего вида:

$$F_{\theta}(\theta,\varphi) = \frac{f_{\theta}(\theta,\varphi)}{f_{\theta\max}(\theta_{1},\varphi_{1})} = \frac{E_{\theta}(\theta,\varphi)}{E_{\theta\max}(\theta_{1},\varphi_{1})}, \ F_{\varphi}(\theta,\varphi) = \frac{f_{\varphi}(\theta,\varphi)}{f_{\varphi\max}(\theta_{2},\varphi_{2})} = \frac{E_{\varphi}(\theta,\varphi)}{E_{\varphi\max}(\theta_{2},\varphi_{2})}, \ (1.22)$$

где $E_{\theta,\varphi}(\theta,\varphi) = |\dot{E}_{\theta,\varphi}(\theta,\varphi)|$ и $E_{\theta,\varphi\max}(\theta_1,\varphi_1) = |\dot{E}_{\theta,\varphi}(\theta_{1,2},\varphi_{1,2})|$ — абсолютные значения напряженности поля в произвольном направлении θ,φ и в направлениях, в которых наблюдаются максимальные абсолютные значения напряженностей полей $\theta_{1,2},\varphi_{1,2}$. Выражения (1.22) описывают *нормированные амплитудные характеристики* (функции) направленности по напряженности соответствующей компоненты поля, часто называемые нормированными *диаграммами направленности* (ДН) [2, 5]. Хотя, строго говоря, диаграммой направленности является графическое изображение характеристики направленности в той или иной системе координат. Выражения, аналогичные (1.22), могут быть записаны и для компонент вектора напряженности магнитного поля. В теории и технике антенн чаще всего пользуются характеристиками направленности, построенными для компонент вектора напряженности электрического поля.

В общем случае характеристики направленности являются комплексными векторными функциями, описывающими поведение не только амплитуд и фаз ЭМП, но и состояние поляризации его векторных компонент, что будет подробно рассмотрено в последующих разделах.

5. Поток излучаемой антенной мощности в дальней зоне имеет радиальное направление. Плотность потока мощности определяется радиальной компонентой действительной части комплексного вектора Пойнтинга (мнимая часть равна нулю)

$$\Pi_{r} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \dot{\Pi}_{r} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\dot{E}_{\theta} H_{\phi}^{*} - \dot{E}_{\phi} H_{\theta}^{*} \right).$$
(1.23)

С учетом $\dot{E}_{_{ heta}}$ / $\dot{H}_{_{arphi}}$ = $-\dot{E}_{_{arphi}}$ / $\dot{H}_{_{ heta}}$ = W это выражение преобразуется к виду

$$\Pi_{r}(\theta,\varphi) = \frac{\left|\dot{E}_{\theta}(\theta,\varphi)\right|^{2} + \left|\dot{E}_{\varphi}(\theta,\varphi)\right|^{2}}{2W} = \frac{\left|\dot{E}(\theta,\varphi)\right|^{2}}{2W}.$$
(1.24)

Из данного выражения следует, что в общем случае присутствия в ЭМП излучения всех поперечных компонент ЭМП плотность потока мощности в каждом направлении представляется суммой независимых плотностей потока мощности. Угловое распределение значений плотности потока мощности не зависит от расстояния r до точки наблюдения и описывается функцией, называемой нормированной характеристикой (диаграммой) направленности антенны по мощности [2, 3, 5]:

$$F_{P}(\theta, \varphi) = \frac{\Pi_{r}(\theta, \varphi)}{\Pi_{r \max}(\theta_{0}, \varphi_{0})}, \qquad (1.25)$$

где $\Pi_{r\max}(\theta_0, \varphi_0)$ — значение плотности потока мощности в направлении максимального излучения θ_0, φ_0 . Нетрудно показать, что характеристики направленности по мощности и напряженности поля связаны простым соотношением

$$F_P(\theta, \varphi) = F^2(\theta, \varphi). \tag{1.26}$$

Выясним, каковы границы применимости формул (1.20), (1.22) и (1.25).

Отклонение фазового фронта ЭМВ в локальной области пространства от плоского в значительной степени зависит от фазовой ошибки $\Delta \Phi$ в показателе экспоненциальной функции подынтегрального выражения формулы (1.17). Наибольшее влияние на $\Delta \Phi$ оказывает замена точного расстояния r_s от источника до точки наблюдения на $r_s \approx r - r' \cos \alpha$. При этом $\Delta \Phi = k(r' \sin \alpha)^2 / (2r)$. Пусть расстояние r' равно a/2 — половине наибольшего размера излучающей системы, тогда максимальная разность фаз в направлении $\alpha = 90^{\circ}$ [5]

$$\Delta \Phi_{\rm max} = ka^2 / (8r).$$

Допустим, что фазовые искажения не должны превышать $\Delta \Phi_{max} = \pi/8$ рад (что уже практически не влияет на характеристики направленности излучения антенны). При этом расстояние от излучающей части антенны до границы дальней зоны должно удовлетворять неравенству [2, 3, 5]

$$r > 2a^2 / \lambda \,. \tag{1.27}$$

Полученное выражение справедливо в случае, когда в дальней зоне рассматриваемой антенны находится приемная изотропная антенна бесконечно малых по сравнению с длиной волны размеров. Однако если вместо нее используется антенна с приемной апертурой, имеющей конечный наибольший размер *b*, то при тех же допустимых фазовых искажениях $\Delta \Phi_{max} = \pi/8$ рад неравенство (1.27) преобразуется к виду [5]

$$r > 2(a+b)^2 / \lambda$$
. (1.28)

Как следует из последнего выражения, с увеличением размеров излучающих (приемных) частей антенны относительно длины волны граница дальней зоны удаляется от антенны. Выражения (1.27) и (1.28), определяющие границу дальней зоны (называемой также зоной Фраунгофера), используются при расчете допустимых расстояний между излучающей и приемной антеннами при исследовании характеристик направленности, а также измерении коэффициента направленного действия и коэффициента усиления.

Промежуточная зона

По мере приближения точки наблюдения к антенне, соответственно, при $r < 2a^2 / \lambda$ дальняя зона плавно переходит в промежуточную, называемую также зоной Френеля. При этом в знаменателе подынтегрального выражения в формуле (1.17) можно считать $r_s \approx r$, а в показателе экспоненты следует учитывать три члена разложения (1.19). Соответственно, векторные потенциалы теперь определяются выражением [5]

$$\dot{\vec{A}}_{\phi}^{\mathfrak{3},\mathsf{M}}(r,\theta,\varphi) = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_{V}^{\dot{J}} \dot{\vec{J}}_{\mathfrak{3},\mathcal{M}}(x',y',z') e^{jk \left[r'\cos\alpha - r^{2}(1-\cos^{2}\alpha)/(2r)\right]} dV, \qquad (1.29)$$

в котором, как и в случае дальней зоны, разность хода $r' \cos \alpha = (x' \cos \varphi + y \sin \varphi) \sin \theta + z' \cos \theta = r'((\sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi') + \cos \theta \cos \theta')).$

Компоненты ЭМП могут быть вычислены по формулам (1.21), но в них надо векторные потенциалы $\dot{A}_{\infty}^{9,M}(r,\theta,\varphi)$ заменить на $\dot{A}_{\phi}^{9,M}(r,\theta,\varphi)$, причем при использовании выражений (1.11) и (1.12) дифференцировать только члены, зависящие от расстояния пропорционально 1/r.

Поле, создаваемое антенной в этой зоне, хотя и подобно полю локально плоской поперечной ЭМВ, уже не будет иметь характера расходящейся сферической волны, причем угловое распределение напряженностей становится зависимым от расстояния и тем сильнее, чем ближе к антенне находится точка наблюдения. В промежуточной зоне имеют место как реактивный, так и радиальный (продольный) активный потоки мощности.

При допустимых фазовых искажениях $\Delta \Phi_{\text{max}} = \pi / 8$ рад границы промежуточной зоны оказываются в пределах [5]

$$\frac{a}{4} + \frac{a}{2} \left(\frac{a}{\lambda}\right)^{1/3} \le r \le \frac{2a^2}{\lambda} \,. \tag{1.30}$$

Ближняя зона

Ближней зоной называется область пространства в непосредственной близости от антенны $\frac{a}{4} + \frac{a}{2} \left(\frac{a}{\lambda}\right)^{1/3} < r$ [5]. В этой области ЭМП антенны в общем случае содержит все

компоненты — как радиальные (продольные), так и поперечные (меридиональную и азимутальную) и носит в значительной степени характер стоячей волны. Зависимость компонент поля от расстояния становится нерегулярной, вектор Пойнтинга является комплексным и не совпадающим с направлением радиус-вектора *r*. Потоки мощности в радиальном и поперечном направлениях оказываются практически чисто реактивными, а активный радиальный поток мощности излучения пренебрежимо мал. Наличие реактивных полей в ближней зоне и увеличение связанной с антенной реактивной энергии сопряжено с увеличением тепловых потерь в проводниках и диэлектриках, усложняет согласование с питающей линией передачи и сужает полосу рабочих частот антенны.

1.6. Расчет характеристик поля излучения в дальней зоне

Рассмотрим излучающую систему антенны (рис. 1.4) в виде совокупности *N* одинаково ориентированных в пространстве дискретных излучателей — источников электрического тока с комплексными амплитудами \dot{I}_n . Пусть каждый излучатель создает в дальней зоне электрическое поле с напряженностью $\dot{\vec{E}}_n(r,\theta,\varphi)$. Тогда, основываясь на принципе суперпозиции, для определения любой компоненты результирующего комплексного вектора $\dot{\vec{E}}(r,\theta,\varphi)$ напряженности электрического поля излучения в дальней зоне следует учесть, что $\dot{\vec{E}}(r,\theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{N} \dot{\vec{E}}_n(r,\theta,\varphi)$, и затем использовать выражение вида [2, 5]

$$\dot{E}(r,\theta,\varphi) = \frac{A}{r} \dot{f}_0(\theta,\varphi) e^{-jkr} \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{jk(x_c \sin \theta \cos \varphi + y_n \sin \theta \sin \varphi + z_n \cos \theta)}, \qquad (1.31)$$

где A — амплитудный множитель, зависящий от типа излучателя; $\dot{f}_0(\theta, \varphi) = f_0(\theta, \varphi) e^{j\Phi(\theta, \varphi)}$ — комплексная характеристика направленности излучателя; $f_0(\theta, \varphi) = \left|\dot{f}_0(\theta, \varphi)\right|$ — амплитудная, а $\Phi(\theta, \varphi)$ — фазовая характеристика направленности.

Такого рода излучающие системы из одинаковых элементов называются антенными решетками и широко применяются в антенной технике для получения остронаправленного излучения. Из выражения (1.31) следует, что характеристика направленности всей AP $\dot{f}(\theta, \varphi)$ для любой компоненты поля может быть представлена в виде произведения [2, 5]

$$\dot{f}(\theta,\varphi) = \dot{f}_0(\theta,\varphi) \left[\sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{jk(x_c \sin \theta \cos \varphi + y_n \sin \theta \sin \varphi + z_n \cos \theta)} \right] = \dot{f}_0(\theta,\varphi) \dot{f}_c(\theta,\varphi), \quad (1.32)$$

где $\dot{f}_0(\theta, \varphi)$ — комплексная характеристика направленности одиночного элемента; $\dot{f}_c(\theta, \varphi)$ — комплексная функция, называемая множителем системы (решетки).

Множитель системы любой АР из элементов с одинаковым расположением в пространстве определяется следующими факторами:

- амплитудами токов в элементах;

- фазами токов в элементах и фазовым сдвигом создаваемых ими полей, обусловленным разностью расстояний от каждого элемента до точки наблюдения по сравнению с расстоянием до нее от начала общей системы координат.

Для выяснения смысла множителя системы рассмотрим AP, в которой реальные излучающие элементы заменены на изотропные (ненаправленные) элементы, имеющие $\dot{f}_0(\theta, \varphi) = 1$. Из (1.31) следует, что множитель системы описывает характеристику направленности AP из изотропных элементов, возбуждаемых такими же токами \dot{I}_n , что и элементы реальной AP. Анализ выражения (1.32) позволяет сформулировать исключительно важное правило, получившее в теории и технике антенн название *теоремы перемножения характеристик (диаграмм) направленности* [2, 3, 5]: характеристика направленности системы из реальных одинаковых излучающих элементов представляет собой произведение характеристики направленности одного элемента и характеристики направленности такой же точно системы, но состоящей из изотропных элементов, возбуждаемых токами с такими же амплитудами и фазами, что и реальные элементы. Важно, что множитель системы не зависит от типа излучающих элементов и одинаков для любой компоненты ЭМП излучения. Поэтому поляризация излучения АР остается такой же, как и поляризация отдельного элемента.

Все сказанное выше остается в силе и в случае излучающих систем с непрерывным распределением источников тока, если излучатели (элементы тока) расположены на одной прямой линии или на плоской поверхности.

Так, для линейной антенны длиной L с известным непрерывным распределением тока $\dot{I}(z)$ вдоль оси множитель системы определяется выражением [2]

$$\dot{f}_c(\theta,\varphi) = \int_0^L \dot{I}(z) e^{jkz\cos\theta} dz \,. \tag{1.33}$$

Для апертурной антенны, плоскость раскрыва которой проходит через начало координат z=0, с известным амплитудно-фазовым распределением (АФР) $\dot{f}(x, y)$ поля в раскрыве [2]

$$\dot{\vec{E}}_{S}(x,y) = \vec{y}_{0}E_{0}\dot{f}(x,y),$$

где E_0 — амплитуда напряженности возбуждающего электрического поля (поляризованного вдоль оси ОҮ) в начале координат, при равенстве волнового сопротивления среды W и отношения амплитуд поперечных компонент ЭМП в раскрыве $W_s = -\frac{\dot{E}_s}{\dot{H}_s}$ [2, 5], множитель системы для раскрыва площадью S определяется выражением [2, 5]

$$\dot{f}_{c}(\theta,\varphi) = \int_{S} \dot{f}(x,y) e^{jk(x_{n}\sin\theta\cos\varphi + y_{n}\sin\theta\sin\varphi)} dxdy.$$
(1.34)

1.7. Основные принципы технической электродинамики

Принцип суперпозиции полей

Пусть в некоторой точке пространства одновременно существуют ЭМП с напряженностями $\dot{\vec{E}}_1$, $\dot{\vec{H}}_1$ и $\dot{\vec{E}}_2$, $\dot{\vec{H}}_2$, создаваемые различными источниками токов одной и той же частоты. Оба поля описываются уравнениями Максвелла [6, 7]:

$$\operatorname{rot} \dot{\vec{H}}_{1} = j\omega \, \varepsilon_{a} \, \dot{\vec{E}}_{1}, \, \operatorname{rot} \dot{\vec{H}}_{2} = j\omega \, \varepsilon_{a} \, \dot{\vec{E}}_{2}; \, \operatorname{rot} \dot{\vec{E}}_{1} = -j\omega \, \mu_{a} \, \dot{\vec{H}}_{1}, \, \operatorname{rot} \dot{\vec{E}}_{2} = -j\omega \, \mu_{a} \, \vec{H}_{2}.$$
(1.35)

В силу линейности уравнений Максвелла можно записать, что для поля с компонентами $\dot{\vec{E}}_3 = \dot{\vec{E}}_1 \pm \dot{\vec{E}}_2$, $\dot{\vec{H}}_3 = \dot{\vec{H}}_1 \pm \dot{\vec{H}}_2$ будут справедливы выражения [6, 7]:

$$\operatorname{rot} \dot{\vec{H}}_{1} \pm \operatorname{rot} \dot{\vec{H}}_{2} = j\omega \,\varepsilon_{a} \,\dot{\vec{E}}_{1} \pm j\omega \,\varepsilon_{a} \,\dot{\vec{E}}_{2}, \qquad \operatorname{rot} \dot{\vec{E}}_{1} \pm \operatorname{rot} \dot{\vec{E}}_{2} = -j\omega \,\mu_{a} \,\dot{\vec{H}}_{1} \mp j\omega \,\mu_{a} \,\dot{\vec{H}}_{2}, \quad (1.36)$$

из которых следует, что векторы напряженностей двух и более полей одной и той же частоты, одновременно существующих в одной и той же точке, суммируются геометрически. В зависимости от их поляризации результирующая напряженность поля может быть по абсолютному значению как больше напряженностей отдельных полей, так и меньше, и даже может стать равной нулю. В линейной среде волны ЭМП с различными частотами существуют независимо друг от друга без взаимного влияния. Соответственно, они могут регистрироваться раздельно путем перестройки приемника по частоте.

Принцип поведения поля на бесконечном удалении от источника (принцип Зоммерфельда)

На бесконечно большом расстоянии от источника компоненты ЭМП должны удовлетворять правилу [6, 7]

$$\lim_{\substack{r \to \infty \\ r \to \infty}} r(\frac{\partial Z}{\partial r} + jkZ) = 0 \quad , \tag{1.37}$$

где Z — любая компонента напряженности, векторного или скалярного потенциала ЭМП. Этому правилу удовлетворяют «запаздывающие» решения волновых уравнений. Оно позволяет из нескольких решений выбрать правильное, отбросив «опережающие» решения.

Принцип перестановочной двойственности

Уравнения Максвелла, записанные, например, для случая отсутствия источников то-ка

$$\operatorname{rot} \vec{H} = j\omega \,\dot{\varepsilon}_a \,\dot{\vec{E}} \,, \, \operatorname{rot} \dot{\vec{E}} = -j\omega \,\dot{\mu}_a \,\dot{\vec{H}} \tag{1.38}$$

взаимно переходят друг в друга, если в них формально заменить $\dot{\varepsilon}_a$ на $-\dot{\mu}_a$ и $\dot{\mu}_a$ на $-\dot{\varepsilon}_a$, а также ввести перестановку $\vec{E} \leftrightarrow \vec{H}$ [6, 7].

При наличии сторонних токов принцип перестановочной двойственности записывается в виде [6, 7]

$$\dot{\varepsilon}_a \leftrightarrow -\dot{\mu}_a, \, \dot{\vec{J}}_{_{\mathfrak{I}}} \leftrightarrow -\dot{\vec{J}}_{_{\mathfrak{M}}}, \, \dot{\vec{E}} \leftrightarrow \, \dot{\vec{H}}, \, (\dot{\mu}_a / \dot{\varepsilon}_a)^{1/2} = -(\dot{\varepsilon}_a / \dot{\mu}_a)^{1/2} \,. \tag{1.39}$$

Данный принцип играет важную роль в теории антенн. Пусть имеется строгое решение задачи об излучении симметричного электрического вибратора (рис. 1.5, а) и получены выражения для расчета ЭМП в любой точке окружающего пространства [7]. Пусть теперь надо получить выражения для поля излучения антенны в виде щели в бесконечном металлическом экране, причем щель имеет точно такие размеры, как и вибратор (рис. 1.5, б).



Рис. 1.5. К иллюстрации принципа перестановочной двойственности [7]

Оказывается, что для решения этой новой задачи, строгое решение которой весьма затруднительно, достаточно в выражениях для напряженностей полей вибраторной антенны сделать перестановку по правилу (1.39). В результате получатся искомые выражения для напряженностей полей щелевой антенны.

Принцип взаимно дополнительных экранов

Данный принцип гласит, что напряженности электрических и магнитных полей ЭМВ, возникающих в результате дифракции (рассеяния) ЭМВ на плоском металлическом экране конечных размеров с произвольной конфигурацией (рис. 1.6, а) и на отверстии с теми же размерами и конфигурацией в бесконечно протяженном плоском металлическом экране (рис. 1.6, б) равны по модулю и противофазны [7]:

$$\dot{\vec{E}}_{g1} = -\vec{\vec{E}}_{g2}, \ \dot{\vec{H}}_{g1} = -\vec{\vec{H}}_{g2}.$$
 (1.40)



Рис. 1.6. К иллюстрации принципа взаимно дополнительных экранов [7]

Единственность решения внутренней задачи электродинамики

Внутренняя задача электродинамики предусматривает определение ЭМП источников ЭМВ внутри некоторого замкнутого объема V (рис. 1.7, а), на котором A и B — произвольные точки на поверхности S, ограничивающей объем; $E_{\tau A}$ и $E_{\tau B}$ — значения тангенциальных компонент вектора \vec{E} на этой поверхности; звездочками обозначены внутренние источники ЭМП. Кривые 1—3 показывают примеры изменения напряженности электрического поля внутри рассматриваемого объема между точками A и B [7].

В случае, когда известны электрофизические параметры среды, заполняющей объем V, в каждой точке поверхности S задано значение тангенциальной компоненты E_{τ} и (или) H_{τ} , полностью известны параметры внутренних сторонних источников (амплитуды токов, частоты, пространственные ориентации, координаты), то уравнения Максвелла имеют единственное решение при условии, что среда внутри объема V или на его границе S характеризуется конечными потерями (например, решение в виде кривой 1 на рис. 1.7, а) [7].

В отсутствие потерь решение будет единственным только в случае, когда частота ЭМ колебаний сторонних источников не совпадает с резонансной частотой объема. В противном случае возможно существование нескольких решений (например, 2 и 3 в дополнение к 1 на рис. 1.7, а) [7].



Рис. 1.7. К иллюстрации внутренней и внешней задач электродинамики [7]

Единственность решения внешней задачи электродинамики

Данный принцип относится к случаю, когда сторонние источники расположены вне рассматриваемого объема на конечных расстояниях от его поверхности (рис. 1.7, 6) [7]. Как и при решении внутренней задачи, уравнения Максвелла будут иметь единственное решение, если в окружающей среде или в стенках объема есть потери (например, кривая 1 на рис.1.7, 6) [7]. При отсутствии потерь решение будет единственным только в случае, когда частота ЭМ колебаний сторонних источников не совпадает с резонансной частотой объема. В противном случае возможно существование нескольких решений (например, 2 и 3 в дополнение к 1 на рис. 1.7, б) [7].

Принцип взаимности

Принцип взаимности связывает ЭМП $\dot{\vec{E}}_1$ и $\dot{\vec{H}}_1$, порождаемые источниками сторонних токов $\dot{\vec{J}}_{_{31}}$ и $\dot{\vec{J}}_{_{M1}}$, с ЭМП $\dot{\vec{E}}_2$, $\dot{\vec{H}}_2$, порождаемыми источниками сторонних токов $\dot{\vec{J}}_{_{32}}$ и $\dot{\vec{J}}_{_{M2}}$. Если объем *V* (ограниченный поверхностью *S*), в котором находятся источники токов, заполнен линейной изотропной средой, а частоты токов равны, то токи и поля оказываются связанными следующим выражением, известным в электродинамике как лемма Лоренца в интегральной форме [5—7]:

$$\oint_{S} \left\| \dot{\vec{E}}_{1}, \dot{\vec{H}}_{2} \right\| - \left[\dot{\vec{E}}_{2}, \dot{\vec{H}}_{1} \right] dS = \int_{V} \left\{ \left(\dot{\vec{E}}_{2} \dot{\vec{J}}_{_{31}} - \dot{\vec{E}}_{1} \dot{\vec{J}}_{_{32}} \right) - \left(\dot{\vec{H}}_{2} \dot{\vec{J}}_{_{M1}} - \dot{\vec{H}}_{1} \dot{\vec{J}}_{_{M2}} \right) \right\} dV.$$
(1.41)

Рассмотрим ЭМП, возбуждаемое в безграничном пространстве с потерями только источниками сторонних электрических токов с плотностями $\dot{\vec{J}}_{_{31}}$ и $\dot{\vec{J}}_{_{32}}$ (рис. 1.8, a) [7].



Рис. 1.8. К иллюстрации принципа взаимности [7]

Поскольку размер поверхности возрастает пропорционально квадрату расстояния от некоторого выбранного внутри объема центра O, а абсолютные значения напряженностей полей в среде с потерями убывают быстрее, чем 1/r, интеграл по замкнутой поверхности S в выражении (1.41) обращается в нуль. Поэтому из (1.41) следует, что

$$\int_{V_1} \dot{\vec{E}}_2 \dot{\vec{J}}_{_{31}} dV = \int_{V_2} \dot{\vec{E}}_1 \dot{\vec{J}}_{_{32}} dV , \qquad (1.42)$$

причем интегралы в (1.42) вычисляются по объемам V_1 и V_2 , в которых находятся источники сторонних токов $\dot{\vec{J}}_{_{91}}$ и $\dot{\vec{J}}_{_{32}}$ (рис. 1.8, а).

Выражение (1.42) есть математическая формулировка *теоремы взаимности*. Для пояснения ее смысла поменяем местами источники токов $\dot{J}_{_{91}}$ и $\dot{J}_{_{92}}$. С этой целью примем, что $\dot{J}_{_{91}}=\dot{J}_{_{32}}$ и $V_1=V_2$. Но тогда из теоремы взаимности следует, что $\dot{E}_1 = \dot{E}_2$, т.е. сторонний ток с плотностью $\dot{J}_{_{91}}$ создавал в объеме V_2 точно такое же электрическое поле, какое он создает в объеме V_1 , находясь в объеме V_2 . Этот вывод можно прокомментировать и с помощью рис. 1.8, б, на котором показаны две разнесенные в пространстве вибраторные антенны со сторонними токами \dot{I}_{cr1}° и \dot{I}_{cr2}° . При работе антенн на прием в них соответственно возбуждаются ЭДС $\dot{Э}_1$ и $\dot{Э}_2$. Из теоремы взаимности вытекает соотношение [7]

$$\dot{I}^{\,\circ}_{\,\rm crl} / \dot{I}^{\,\circ}_{\,\rm crl} = \dot{\varTheta}_{2} / \dot{\varTheta}_{1} , \qquad (1.43)$$

из которого следует важный вывод, что свойства (электрические характеристики) антенны, находящейся в однородной изотропной (т.е. взаимной) среде, остаются одинаковыми как в режиме излучения (передачи), так и в режиме приема. При расположении антенн в анизотропных средах с произвольным тензором диэлектрической или магнитной проницаемости принцип взаимности не выполняется.

Принцип Гюйгенса—Кирхгофа

Позволяет вычислить любую скалярную компоненту \dot{U} векторов напряженностей ЭМП в произвольной точке внутри или вне объема V, если во всех точках на охватывающей объем поверхности S известны как сами скалярные компоненты напряженностей полей, так

и их нормальные производные (при этом нормаль n к поверхности направлена внутрь объема) [7]:

$$\dot{U} = \oiint_{S} \left(\dot{G} \frac{\partial \dot{U}}{\partial n} - \dot{U} \frac{\partial \dot{G}}{\partial n} \right) dS , \qquad (1.44)$$

где *G* — функция Грина.

Принцип электродинамического подобия

Применительно к антеннам формулируется следующим образом: антенна, работающая на частоте f_1 , не изменит своих характеристик, если на новой более высокой (низкой) частоте $f_2 = mf_1$ ее геометрические размеры будут уменьшены (увеличены) в m раз, электрическая проводимость будет увеличена (уменьшена) в m раз ($\sigma_2 = m\sigma_1$), а диэлектрическая и магнитная проницаемости материалов антенны и среды останутся без изменений [5, 7]. Принцип используется, например, при пересчете характеристик и параметров антенн с одной частоты на другую или при моделировании и экспериментальных исследованиях антенн. Трудно точно выполнить все условия принципа подобия, в частности увеличение σ . Это приведет к другим значениям тех параметров, которые учитывают потери. Но характеристики излучения антенны при этом не изменятся.

Теорема Умова—Пойнтинга. Баланс энергии электромагнитного поля

Воспользуемся уравнениями Максвелла *в дифференциальной* форме [6—8] для диэлектрической среды ($\dot{\rho}_{M} = 0$):

$$rot\vec{H} = \sigma\vec{E} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} = \vec{j}_{np} + \vec{j}_{cm} = \vec{j}_{cm} , \qquad (1.48)$$

$$rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad , \tag{1.49}$$

$$div\bar{D} = \rho \quad , \tag{1.50}$$

$$div\bar{B} = 0 \ . \tag{1.51}$$

Для вывода формулы необходимо выражение (1.48), записанное с учетом действия стороннего тока, умножить скалярно на \vec{E} , а (1.49) на \vec{H} :

$$\vec{E}rot\vec{H} = \sigma\vec{E}^2 + \vec{E}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} - \vec{j}_{cm}\vec{E} , \qquad (1.52)$$

$$\vec{H}rot\vec{E} = -\vec{H}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} . \tag{1.53}$$

После вычитания (1.53) из (1.52) и преобразования левой части [6-8]

$$div[\vec{E} \times \vec{H}] = \vec{j}_{cm}\vec{E} - \sigma\vec{E}^2 - \vec{E}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} - \vec{H}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} . \qquad (1.54)$$

После интегрирования по объему и преобразований получаем [6-8]

$$\int_{V} div [\vec{E} \times \vec{H}] dV + \int_{V} \sigma \vec{E}^{2} dV + 0.5 \frac{\partial}{\partial t} \int_{V} (\mathcal{E}_{a} \vec{E}^{2} + \mu_{a} \vec{H}^{2}) dV = \int_{V} \vec{j}_{cm} \vec{E} dV .$$
(1.55)

Каждое слагаемое в (1.55) имеет размерность мощности:

$$P_{u_{33}} + P_m + P_{3M} = P_{cm} \quad . \tag{1.56}$$

Закон сохранения ЭМ энергии, доказанный Дж. Пойнтингом в 1884 г., гласит, что мощность стороннего источника в данном объеме расходуется на излучение, тепловые потери и изменение запаса энергии ЭМП. Ранее, в 1874 г. Н.А. Умовым была доказана аналогичная теорема для упругих сред, поэтому выведенные формулы носят имя обоих ученых.

Мощность тепловых потерь (потерь проводимости) подчиняются закону Джоуля — Ленца. Изменение запаса энергии имеет размерность мощности:

$$P_{\mathcal{H}} = \frac{dW_{\mathcal{H}}}{dt} = 0.5 \frac{\partial}{\partial t} \int_{V} (\varepsilon_a \vec{E}^2 + \mu_a \vec{H}^2) \, dV = \frac{\partial}{\partial t} \int_{V} w_{\mathcal{H}} dV , \qquad (1.57)$$

где $W_{\Im M}$ — энергия ЭМП, а $w_{\Im M}$ — объемная плотность энергии ($w_{\Im M} = \frac{dW_{\Im M}}{dV}$).

Вектор $\vec{\Pi} = [\vec{E} \times \vec{H}]$ называется вектором Пойнтинга.

По известной теореме [6] $\int_{V} div \vec{\Pi} dV = \oint_{S} \vec{\Pi} d\vec{S}$. Таким образом, вектор Пойнтинга ука-

зывает направление распространения излучения, а его модуль представляет собой плотность потока мощности излучения (рис. 1.9) [8]:



Рис. 1.9. К иллюстрации теоремы Умова—Пойнтинга

В комплексной форме баланс энергии ЭМП описывается выражением [8]

$$\int_{V} div [\dot{\vec{E}} \times \dot{\vec{H}}^{*}] dV + \int_{V} \sigma \left| \dot{\vec{E}} \right|^{2} dV + \frac{1}{2} i \omega \int_{V} (\mu_{a} \left| \dot{\vec{H}} \right|^{2} - \varepsilon_{a} \left| \dot{\vec{E}} \right|^{2}) dV = \int_{V} \dot{\vec{j}}_{cm}^{*} \dot{\vec{E}} dV , \qquad (1.58)$$

$$\oint_{S} \vec{\Pi} d\vec{S} + P_m(\omega) + i2\omega(W_M - W_{\Im}) = \dot{P}_{cm}(\omega) , \qquad (1.59)$$

где
$$\vec{\vec{H}} = \frac{1}{2} [\vec{\vec{E}} \times \vec{\vec{H}}^*], P_m(\omega) = \frac{1}{2} \int_V \sigma \left| \vec{\vec{E}} \right|^2 dV, \dot{P}_{cm}(\omega) = \frac{1}{2} \int_V \vec{j}_{cm}^* \vec{\vec{E}} dV, a \quad W_M = \int_V W_M dV = \frac{1}{4} \int_V \mu_a \left| \vec{\vec{H}} \right|^2 dV$$
 и

 $W_{\mathfrak{H}} = \int_{V} w_{\mathfrak{H}} dV = \frac{1}{4} \int_{V} \mathcal{E}_{a} \left| \vec{E} \right|^{2} dV$ – энергии магнитного и электрического поля соответственно [8].

Выражение (1.59) описывает баланс комплексных мощностей в объеме V.

Рассмотрим понятия мгновенной, средней, комплексной мощности на примере тока $(I(t)=I\cos(\omega t + \phi_i))$ и напряжения $(U(t)=U\cos(\omega t + \phi_u))$ [8].

Мгновенной мощностью называют P(t) = U(t)I(t).

После подстановки и преобразований получим

$$P(t) = \frac{1}{2}UI\cos(\phi_u - \phi_i) + \frac{1}{2}UI\cos(2\omega t + \phi_u + \phi_i) = P_{cp} + P_{\approx} .$$
(1.60)

Постоянная составляющая P(t) — средняя мощность (P_{cp}); зависит от фазового сдвига между U и I и равна средней за период мощности.

Для комплексных амплитуд:

$$\dot{P}(\omega) = \frac{1}{2}\dot{U}(\omega)\dot{I}^{*}(\omega) = \frac{1}{2}|\dot{U}(\omega)||\dot{I}(\omega)|\exp[j(\phi_{u} - \phi_{i})] =$$

$$= \frac{1}{2}UI\cos(\phi_{u} - \phi_{i}) + j\frac{1}{2}UI\sin(\phi_{u} - \phi_{i}) = P_{a\kappa m} + P_{p}$$
(1.61)

Действительная часть комплексной мощности (активная мощность)

$$P_{cp} = P_{a\kappa m} = \frac{1}{2} U I \cos(\phi_u - \phi_i) .$$
 (1.62)

Реактивная мощность $P_p = \frac{1}{2}UI \sin(\phi_u - \phi_i)$, как известно из теории электрических цепей, характеризует *процесс обмена энергией* между источником и цепью. При $P_p>0$ энергия запасается в магнитном поле, а при $P_p<0$ — в электрическом.

Мгновенная и средняя (активная) мощность измеряются в ваттах [Вт], комплексная — в вольт-амперах [ВА], реактивная мощность — в реактивных вольт-амперах [вар]. Хотя все мощности имеют размерность [Дж/с], физический смысл этих понятий различен [8].

Выделим действительную и мнимую часть (1.59):

$$\operatorname{Re}(\dot{P}_{cm}) = \oint_{S} \vec{\Pi}_{cp} d\vec{S} + P_{m} \quad , \tag{1.63}$$

$$\operatorname{Im}(\dot{P}_{cm}) = \oint_{S} \operatorname{Im} \dot{\vec{H}} d\vec{S} + 2\omega (W_M - W_{\mathcal{F}}) .$$
(1.64)

Из (1.63) следует, что средняя (активная) мощность стороннего источника тратится на покрытие тепловых потерь P_m в объеме V и на создание потока активной мощности излучения за его пределами (рис. 1.9) [7, 8].

Из (1.64) следует, что *реактивная мощность* стороннего *источника* расходуется на создание *потока реактивной мощности* через границу V и на создание *запасов реактивной энергии* в объеме V [7, 8]. Даже при отсутствии стороннего источника в V возможны колебания энергии при переходе электрической энергии в магнитную, и наоборот, подобно тому, как это происходит в колебательном *LC*-контуре без потерь [8]. Применительно к антеннам закон сохранения энергии гласит, что мощность электромагнитных колебаний, поступающих от источника в антенну, затрачивается на пополнение запаса электромагнитной энергии в объеме, занимаемом антенной, на покрытие потерь в антенне, связанных с превращением энергии ЭМП в другую форму (в частности, в тепловую энергию), и на излучение ЭМВ в окружающее пространство [7, 8].

Граничные условия

На поверхности раздела двух однородных сред с параметрами $\dot{\varepsilon}_{a_1}$, $\dot{\mu}_{a_1}$ и $\dot{\varepsilon}_{a_2}$ и $\dot{\mu}_{a_2}$ с единичным вектором нормали \vec{n} к границе раздела (рис. 1.10) [5] граничные условия описываются равенствами [5—7]

$$\left[\vec{n}, \dot{\vec{E}}_{1}\right] = \left[\vec{n}, \dot{\vec{E}}_{2}\right], \quad \left[\vec{n}, \dot{\vec{H}}_{1}\right] = \left[\vec{n}, \dot{\vec{H}}_{2}\right], \qquad \vec{n} \dot{\vec{D}}_{1} = \vec{n} \dot{\vec{D}}_{2}, \quad \vec{n} \dot{\vec{B}}_{1} = \vec{n} \dot{\vec{B}}_{2}, \quad (1.65)$$

выражающими непрерывность тангенциальных (касательных) компонент напряженностей полей \vec{E} и \vec{H} и непрерывность нормальных компонент векторов электрической $\vec{D} = \dot{\varepsilon}_a \vec{E}$ и магнитной $\vec{B} = \dot{\mu}_a \vec{H}$ индукций.



Рис. 1.10. Граничные условия для компонент ЭМП [5]

При наличии на границе раздела S поверхностных токов и зарядов граничные условия приобретают вид [5]

$$\begin{bmatrix} \vec{n}, (\dot{\vec{H}}_1 - \dot{\vec{H}}_2) \end{bmatrix} = \dot{\vec{J}}_{s_3}, \ \begin{bmatrix} \vec{n}, (\dot{\vec{E}}_1 - \dot{\vec{E}}_2) \end{bmatrix} = -\dot{\vec{J}}_{s_M},$$
$$\vec{n}(\dot{\vec{D}}_1 - \dot{\vec{D}}_2) = \dot{\rho}_{s_3}, \quad \vec{n}(\dot{\vec{B}}_1 - \dot{\vec{B}}_2) = \dot{\rho}_{s_M}.$$
(1.66)

Из последнего выражения следует, что на поверхности идеального электрического проводника [5]

$$\left[\vec{n}, \dot{\vec{E}}_{1}\right] = 0, \ \left[\vec{n}, \dot{\vec{H}}_{1}\right] = \dot{\vec{J}}_{s_{3}}, \ \vec{n}\dot{\vec{D}}_{1} = \dot{\rho}_{s_{3}}.$$
(1.67)

Реальный электрический проводник с конечной электрической проводимостью $(\sigma_{2_3} >> \omega \varepsilon_{a2})$ характеризуется глубиной проникновения электромагнитного поля (толщиной скин-слоя, соответствующей уменьшению напряженности электрического поля в *e* pa3) [5, 6]:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_{a2}\sigma_{32}}} \,. \tag{1.68}$$

Если радиус кривизны поверхности реального проводника во много раз превышает толщину скин-слоя, то справедливо приближенное граничное условие М. Леонтовича [5, 6]:

$$\left[\vec{n}, \dot{\vec{E}}_{1}\right] = \dot{Z}_{s} \left[\vec{n}, \left[\vec{n}, \dot{\vec{H}}_{1}\right]\right], \qquad (1.69)$$

где
$$\dot{Z}_{s} \approx \sqrt{\frac{j\omega\mu_{a2}}{\sigma_{32}}}$$
, (1.70)

 $\dot{Z}_{S} = \frac{E_{\tau}}{\dot{H}_{\tau}}$ — поверхностный импеданс (векторы напряженностей ЭМП параллельны границе раздела), равный комплексному характеристическому сопротивлению среды [5, 6].

Принцип эквивалентности источников полей

Данный принцип позволяет заменить реальные токи, возбуждающие ЭМП, более удобной системой поверхностных источников [5]. Пусть реальные источники, создающие ЭМП с напряженностями $\dot{\vec{E}_1}$ и $\dot{\vec{H_1}}$, находятся внутри объема V_2 и полностью охватываются поверхностью *S*, разделяющей объемы V_1 и V_2 (рис. 1.11) [5]. Допустим, что при удалении источников из объема V_2 в нем будет существовать некоторое ЭМП с напряженностями $\vec{E_2}$ и $\vec{H_2}$, а источники этого поля, удовлетворяющего уравнениям Максвелла для некоторой среды с параметрами $\dot{\varepsilon}_{a_2}$ и $\dot{\mu}_{a_2}$, находятся за пределами объема V_2 .



Рис. 1.11. К иллюстрации понятий эквивалентных источников ЭМП [5]

Пусть при этом в объеме V_1 сохраняется исходное ЭМП. Очевидно, чтобы сформированное таким путем ЭМП во всех точках обоих объемов было бы единственным решением уравнений Максвелла, следует выполнить сшивание ЭМП $\dot{\vec{E}}_1$, $\dot{\vec{H}}_1$ и \vec{E}_2 , \vec{H}_2 на поверхности раздела S с помощью описанных выше граничных условий. Для этого надо допустить существование на границе S фиктивных поверхностных электрических и магнитных токов, связанных с заданными полями выражениями [5]

$$\dot{\vec{J}}_{s_{2}} = \left[\vec{n}, (\dot{\vec{H}}_{1} - \dot{\vec{H}}_{2})\right], \ \dot{\vec{J}}_{s_{M}} = -\left[\vec{n}, (\dot{\vec{E}}_{1} - \dot{\vec{E}}_{2})\right] \ .$$
(1.71)

Принцип эквивалентности и состоит в том, что фиктивные поверхностные токи рассматриваются как эквивалентные токи, создающие ЭМП \vec{E}_1, \vec{H}_1 в объеме V_1 и ЭМП \vec{E}_2, \vec{H}_2 в объеме V_2 .

Отметим, что в обоих объемах теперь нет источников тока, создающих ЭМП $\dot{\vec{E}}_1$, $\dot{\vec{H}}_1$ в объеме V_1 и ЭМП \vec{E}_2 , \vec{H}_2 в объеме V_2 . Существенно то, что новое ЭМП \vec{E}_2 , \vec{H}_2 и среда с параметрами $\dot{\varepsilon}_{a_2}$, $\dot{\mu}_{a_2}$ объеме V_2 могут быть заданы независимо от ЭМП $\dot{\vec{E}}_1$, $\dot{\vec{H}}_1$ и среды с $\dot{\varepsilon}_{a_1}$, $\dot{\mu}_{a_1}$. При этом возможно несколько различных вариантов выбора эквивалентных источников [5]. В частности, можно принять, что ЭМП \vec{E}_2 , \vec{H}_2 отсутствует, а оба объема V_1 и V_2 заполнены одной и той же средой с $\dot{\varepsilon}_{a_1} = \dot{\varepsilon}_{a_2}$ и $\dot{\mu}_{a_1} = \dot{\mu}_{a_2}$. Тогда выражения (1.71) преобразуются к виду [5]

$$\dot{\vec{J}}_{s_3} = \left[\vec{n}, \dot{\vec{H}}_1\right], \ \dot{\vec{J}}_{s_M} = -\left[\vec{n}, \dot{\vec{E}}_1\right]$$
(1.72)

и ЭМП в объеме V₁ можно рассматривать как создаваемое эквивалентными электрическим и магнитным токами (1.72), источники которых находятся в однородной безграничной среде.

Принцип эквивалентных источников полей служит основой расчетных методов теории антенн и находит применение, например, для расчетов диаграмм направленности антенны по измеренным распределениям значений тангенциальных компонент ее ближнего ЭМП на некоторой поверхности (плоской, цилиндрической или сферической) [3, 5].

1.8. Излучение элементарных источников

Антенны могут иметь как простые, так и весьма сложные конструкции. Даже в случае простых антенн, таких как симметричные электрические вибраторы, нахождение ЭМП излучения представляет собой сложную электродинамическую задачу. В то же время, решение задачи определения электрических характеристик излучения произвольной антенны существенно упрощается, если антенна рассматривается как совокупность элементарных излучателей [2—7]. Так, например, линейные антенны могут быть представлены в виде совокупности элементарных электрических вибраторов (диполей Герца), щелевые антенны и решетки — в виде совокупности элементарных магнитных вибраторов (магнитных диполей), апертурные антенны — в виде совокупности элементарных двумерных излучателей (элементов Гюйгенса) [2—7]. В частности, поле излучения симметричного электрического вибратора может быть найдено как результат суперпозиции полей излучения диполей Герца, расположенных вдоль оси вибратора по всей длине его плеч. Поэтому далее рассматриваются свойства названных излучателей.

Элементарный электрический вибратор (диполь Герца)

Элементарный электрический вибратор — диполь Герца (ДГ) представляет собой отрезок прямолинейного электрического проводника, размеры которого бесконечно малы по сравнению с длиной волны, по которому протекает переменный во времени электрический ток с постоянной комплексной амплитудой в пределах всей длины отрезка [6, 7]. Практический аналог такого излучателя, выполненный в виде коротких проводников с металлическими шарами на концах, впервые исследовал Г. Герц в 1887 г.

Получим математические выражения для расчета значений напряженностей полей $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ в произвольной точке наблюдения М в пространстве, окружающем диполь Герца. Для решения этой задачи удобно воспользоваться сферической системой координат (рис. 1.12) [7].

Эту задачу удобно решать, найдя сначала запаздывающий векторный потенциал ЭМП в точке M, а затем – напряженности полей. Будем считать, что расстояние r до точки M много больше длины диполя l и тогда можно принять $r_{min} \approx r_{max} \approx r$.



Рис. 1.12. Диполь Герца [7]

Используем выражение (1.16) с учетом того, что интегрирование производится по объему диполя $V = lS_{\partial}$:

$$\dot{\vec{A}}^{\circ} = \frac{\mu_a}{4\pi} \int_{V} \frac{\dot{\vec{J}}_{\circ} e^{j(\omega t - kr)}}{r} dV = \frac{\mu_a}{4\pi} \int_{V} \frac{\vec{z}_0(\dot{I}_{\circ} / S_{\scriptscriptstyle \rm I}) e^{j(\omega t - kr)}}{r} d(lS_{\scriptscriptstyle \rm I}) = \frac{\mu_a}{4\pi} \dot{I}_{\circ} l \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} \vec{z}_0.$$
(1.73)

Будем помнить, что по определению векторных потенциалов

$$\dot{\vec{H}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_a} rot \dot{\vec{A}}^\circ \ \mathbf{H} \ \dot{\vec{E}} = \frac{1}{\mu_a} rot \dot{\vec{H}} \ .$$

Запишем выражение (1.73) в сферических координатах [7]:

$$\dot{\vec{A}}^{\,2} = \frac{\mu_{a}}{4\pi} \dot{I}_{3} l \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} (\vec{r}_{0} \cos \theta - \vec{\theta}_{0} \sin \theta) = \dot{C} \frac{e^{-jkr}}{r} (\vec{r}_{0} \cos \theta - \vec{\theta}_{0} \sin \theta) = \vec{r}_{0} \dot{\vec{A}}_{r} + \vec{\theta}_{0} \dot{\vec{A}}_{\theta} + \vec{\varphi}_{0} \dot{\vec{A}}_{\phi}$$
(1.74)

где $\dot{C} = \frac{\mu_a}{4\pi} \dot{I}_s l e^{j\omega t}$; (1.75) $\dot{A}_r, \dot{A}_{\phi}, \dot{A}_{\phi}$ — проекции векторного потенциала на единичные векторы (орты) сферической

системы координат:

$$\begin{cases}
\dot{A}_{r} = \frac{\mu_{a}\dot{I}_{3}l}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\theta \\
\dot{A}_{\theta} = -\frac{\mu_{a}\dot{I}_{3}l}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \sin\theta .
\end{cases}$$
(1.76)

$$\begin{cases} \dot{A}_{\theta} = -\frac{\mu_{a} I_{3} \iota}{4\pi} \frac{e^{-r}}{r} \sin \theta \\ \dot{A}_{\phi} = 0 \end{cases}$$
(1.76)

Тогда для вектора напряженности магнитного поля получается выражение

$$\dot{\bar{H}} = \frac{1}{\mu_a} rot \dot{\bar{A}} = \frac{1}{\mu_a} \nabla \times \dot{\bar{A}} = \vec{\varphi}_0 \frac{1}{\mu_a r} [\frac{\partial}{\partial r} (rA_{\varphi}) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta}] = -\vec{\varphi}_0 \frac{\dot{I}_3 l}{4\pi} k^2 \sin \theta \cdot [\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2}] e^{j(\omega t - kr)} , \quad (1.77)$$
 или
$$\dot{\bar{H}} = -\vec{\varphi}_0 \frac{\dot{I}_3 l}{4\pi} \sin \theta \cdot [\frac{1}{r} + jk] \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} , \quad (1.78)$$

а для вектора напряженности электрического поля —

$$\dot{\vec{E}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_a} rot \dot{\vec{H}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_a} \nabla \times \dot{\vec{H}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_a} [\vec{r_0} \frac{1}{r\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} (\dot{H}_{\varphi} \sin\theta) - \vec{\theta}_0 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\dot{H}_{\varphi})]$$
(1.79)

$$\begin{cases} \dot{E}_{r} = -\frac{\dot{I}_{3}l}{4\pi} W_{0}k^{2} 2\cos\theta [\frac{1}{(jkr)^{2}} + \frac{1}{(jkr)^{3}}]e^{j(\omega t - kr)} \\ \dot{E}_{\theta} = -\frac{\dot{I}_{3}l}{4\pi} W_{0}k^{2} \sin\theta [\frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^{2}} + \frac{1}{(jkr)^{3}}]e^{j(\omega t - kr)} , \\ \dot{E}_{\phi} = 0 \end{cases}$$

$$(1.80)$$

где $W_0 = \sqrt{\mu_a / \varepsilon_a} = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 120\pi \approx 377 \,\text{Om}$ — волновое сопротивление свободного пространства, или [7]

$$\dot{\vec{E}} = -\frac{\dot{I}_{,l}}{4\pi j \,\omega \varepsilon_a} \bigg\{ \vec{r}_0 2 \cos\theta [\frac{1}{r^2} + \frac{jk}{r}] + \vec{\theta}_0 \sin\theta [\frac{1}{r^2} + \frac{jk}{r} - k^2] \bigg\} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r}.$$
(1.81)

Выражения (1.78) и (1.81) позволяют рассчитать напряженности ЭМП на любом расстоянии r>>l вокруг диполя Герца. Однако, поскольку в них имеются слагаемые с разной зависимостью от расстояния, то по мере удаления точки наблюдения от диполя главный вклад в значения напряженностей ЭМП будут вносить разные слагаемые. Поэтому при анализе ЭМП диполя (вообще говоря, и любой реальной антенны) принято все окружающее диполь пространство разбивать на *ближнюю, промежуточную и дальнюю зоны* [6, 7].

ЭМП диполя Герца в ближней зоне

Ближней называется зона, в которой расстояние r от диполя до точки наблюдения M много меньше длины волны λ (но одновременно много больше длины диполя l). Соответственно, $kr=2\pi r/\lambda >> l$ и $kr<<\omega t$, так что в показателях экспонент в выражениях (1.78) и (1.81) этими членами можно пренебречь. Учитывая в амплитудных множителях наиболее существенные слагаемые, можно записать [7]:

$$\dot{\vec{H}} \approx \vec{\varphi}_0 \frac{\dot{I}_3 l}{4\pi r^2} \sin \theta \cdot e^{j\omega t} = \vec{\varphi}_0 \dot{H}_{\varphi m} e^{j\omega t}, \qquad (1.82)$$

$$\dot{\vec{E}} \approx \frac{I_{\circ}l}{4\pi j\omega\varepsilon_{a}r^{3}} \left\{ \vec{r}_{0} 2\cos\theta + \vec{\theta}_{0}\sin\theta \right\} e^{j\omega t} = \left\{ \vec{r}_{0}E_{rm} + \vec{\theta}_{0}E_{\theta m} \right\} e^{j(\omega t - \pi/2)} \quad .$$
(1.83)

Из данных выражений следует, что радиальная и меридиональная компоненты вектора $E(\dot{E}_{rm}$ и $\dot{E}_{\partial m})$ сдвинуты по фазе на $\pi/2$ относительно азимутальной компоненты вектора $H(\dot{H}_{\partial m})$. В результате потоки мощности ЭМП в радиальном $\dot{\Pi}_r = \frac{1}{2}\dot{E}_{\theta}\dot{H}_{\phi}^*$ и меридиональном $\dot{\Pi}_{\theta} = \frac{1}{2}\dot{E}_{r}\dot{H}_{\phi}^*$ направлениях являются мнимыми, т.е. реактивными (колебательными, рис. 1.13, а) [7]. Это говорит о том, что ЭМП вблизи диполя имеет характер стоячей волны и с учетом сделанных выше допущений можно считать, что из ближней зоны излучения ЭМВ нет. Компоненты ЭМП быстро убывают с расстоянием, $\dot{E}_{\partial n}$ и \dot{E}_{rm} — по закону l/r^3 , а $\dot{H}_{\partial m}$ — по закону l/r^2 . На самом деле в ближней зоне имеется активный радиальный поток мощности; однако он настолько мал, что им можно пренебречь по сравнению с меридиональным реактивным потоком.



Рис. 1.13. Потоки мощности в ближней зоне диполя Герца [7]

ЭМП диполя Герца в дальней зоне

С учетом того, что расстояние до точки наблюдения много больше длины волны $(r >> \lambda, r >> l)$, теперь в показателе экспоненты надо учитывать произведение kr, а в амплитудных множителях — наиболее существенные компоненты, пропорциональные l/r [7]:

$$\dot{\vec{H}} \approx \vec{\varphi}_0 \frac{\dot{I}_0 l}{4\pi r^2} jk \sin\theta \cdot \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} = \vec{\varphi}_0 \dot{H}_{qm} e^{j(\omega t - kr + \pi/2)} \quad , \tag{1.84}$$

$$\dot{\vec{E}} \approx \frac{\dot{I}_{9}l}{4\pi j\omega\varepsilon_{a}} \left\{ \vec{r}_{0} 2 \frac{jk}{r} \cos\theta - \vec{\theta}_{0} k^{2} \sin\theta \right\} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} = \left\{ \vec{r}_{0} E_{rm} e^{j(\omega t - kr)} - \vec{\theta}_{0} E_{\theta m} e^{j(\omega t - kr + \pi/2)} \right\}.$$
(1.85)

Из данных выражений видно, что, хотя ЭМП в дальней зоне содержит те же три компоненты, его структура становится качественно иной — компоненты поля распространяются ся от диполя в виде сферических волн, на что указывает присутствие функции Грина $\frac{e^{-jkr}}{r}$. Более того, компоненты \dot{E}_{θ} и \dot{H}_{ϕ} оказываются синфазными, так что создаваемый ими радиальный поток мощности $\dot{\Pi}_r = \frac{1}{2} \dot{E}_{\theta} \dot{H}_{\phi}^*$ оказывается чисто действительным и характеризует мощность, уносимую от диполя, т.е. *мощность излучения* [7]. Компоненты \dot{E}_r и \dot{H}_{ϕ} сдвинуты по фазе друг относительно друга на $\pi/2$, поэтому создаваемый ими меридиональный поток мощности $\dot{\Pi}_{\theta} = \frac{1}{2} \dot{E}_r \dot{H}_{\phi}^*$ является мнимым (реактивным), совершающим колебательное движение в меридиональном направлении (рис. 1.13, 6) [7]. Учитывая, что $|\dot{\Pi}_r| \sim \frac{1}{r^2}$, а

 $|\dot{H}_{\theta}| \sim \frac{1}{r^3}$, в дальней зоне с удалением от диполя по величине активный радиальный поток мощности существенно превышает реактивный меридиональный. Поскольку в дальней зоне амплитуды $\dot{E}_{\theta m}$ и $\dot{H}_{\phi m}$ изменяются с расстоянием по закону 1/r, а \dot{E}_{rm} — по закону $1/r^2$, этой компонентой поля можно пренебречь и тогда полное ЭМП излучения с учетом $kr=2\pi r/\lambda >>1$ описывается следующими приближенными выражениями [7]:

$$\dot{\vec{H}}_{\varphi} \approx \frac{\dot{I}_{3}l}{4\pi} jk \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} \sin\theta, \qquad (1.86)$$

$$\dot{\vec{E}}_{\theta} \approx \frac{\dot{I}_{s}l}{4\pi\omega\varepsilon_{a}} jk^{2} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} \sin\theta.$$
(1.87)

На рис. 1.14, а показана структура силовых линий напряженностей ЭМП диполя Герца [7].



Рис. 1.14. ЭМП диполя Герца (а) и магнитного диполя (б) [7]

Здесь уместно напомнить важное определение, касающееся углового распределения ЭМП излучения диполя Герца (и любой реальной антенны). Функция, описывающая зависимость величин компонент ЭМП излучения в дальней зоне от угловых координат (θ, φ) выбранного направления в пространстве, называется функцией (характеристикой) направленности по напряженности поля, а ее графическое изображение в той или иной системе координат (на плоскости или в трехмерном пространстве) — диаграммой направленности (ДН) по напряженности поля [2—7]. Без учета бесконечно малой компоненты \dot{E}_r направленность излучения диполя описывается функцией

$$f(\theta, \varphi) = f(\theta) = \sin \theta, \qquad (1.88)$$

или, иначе, в Е-плоскости $f^{E}(\theta) = sin\theta$.

Следовательно, в любой меридиональной плоскости, проходящей через ось диполя, его ДН представляет собой правильную «восьмерку» (рис. 1.15, а) [7, 9]. Поскольку в силу осевой симметрии диполя $f(\theta, \varphi) = f(\theta)$ не зависит от азимутального угла φ , то $f^{H}(\varphi)=1$ и ДН в азимутальной плоскости представляет собой окружность (рис. 1.15, б). Очевидно, что *наиболее интенсивное излучение диполь Герца создает в плоскости, перпендикулярной его оси, и не излучает вдоль оси* ($\theta=0^{\circ} u \ \theta=180^{\circ}$). Трехмерная (объемная, пространственная) ДН излучения диполя представляет собой тело вращения в форме тора (рис. 1.15, в) [7, 9].

В промежуточной зоне (в области расстояний до точки наблюдения *r*~ λ ЭМП диполя Герца имеет сложную структуру; наряду с реактивным (колебательным) потоком мощности появляется активный радиальный поток мощности излучения.



Рис. 1.15. ДН диполя Герца в Е-плоскости (а), Н-плоскости (б), пространственная ДН (в)

Мощность излучения диполя Герца

Полная мощность излучения P_{Σ} любого источника ЭМП из объема V определяется по *методу вектора Пойнтинга* — интегрированием потока мощности (вектора Пойнтинга) через поверхность S, ограничивающую объем V [6, 7], т.е.

$$\mathbf{P}_{\Sigma} = \iiint_{V} div \vec{\Pi} dV = \oiint_{S} \vec{\Pi} dS .$$
(1.89)

В случае диполя в это выражение следует подставить комплексный вектор Пойнтинга $\dot{\vec{\Pi}} = \vec{r_0} \dot{\Pi}_r + \vec{\theta}_0 \dot{\Pi}_{\theta}$, а в качестве поверхности *S* удобно выбрать сферу с центром в начале системы координат. Тогда [7]

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \iint_{S} \dot{E}_{\theta} \dot{H}_{\varphi}^{*} dS = \frac{1}{2} \left(\frac{I_{\vartheta} l}{4\pi} \right)^{2} \frac{k^{3}}{\omega \varepsilon_{a}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \sin^{3}\theta d\theta d\phi = \frac{\pi}{3} I_{\vartheta}^{2} \sqrt{\frac{\mu_{a}}{\varepsilon_{a}}} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^{2}, \qquad (1.90)$$

где амплитуда электрического тока $I_{3} = |\dot{I}_{3}|$.

Из данного выражения следует, что мощность излучения диполя зависит не только от протекающего по нему тока, но и от электрической длины диполя l/λ и электрофизических параметров окружающей среды.

Как было отмечено выше, величина $W = \sqrt{\mu_a / \varepsilon_a}$ называется волновым сопротивлением среды. Для свободного пространства (и с большой точностью для сухого воздуха) $W = W_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 120\pi \approx 377$ Ом; с учетом W выражение (1.90) можно записать в виде [7]

$$P_{\Sigma} = 40\pi^2 I_{\scriptscriptstyle 9}^2 \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2 \,. \tag{1.91}$$

Если диполь находится в среде с показателем преломления $n = \sqrt{\epsilon \mu} > 1$, то мощность излучения диполя при прочих равных параметрах возрастает в $n\mu$ раз [7]:

$$P_{\Sigma} = 40\pi^2 n \mu I_{2}^{2} \left(\frac{l}{\lambda_{0}}\right)^2 .$$
(1.92)

Сопротивление излучения диполя

Сопротивлением излучения диполя называют величину активного сопротивления R_{Σ} , на котором при протекании тока той же амплитуды, что и в диполе, рассеивается мощность, равная мощности излучения диполя [6, 7]:

$$R_{\Sigma} = 2P_{\Sigma} / I_{2}^{2}, \ R_{\Sigma} = \frac{2\pi}{3} \sqrt{\frac{\mu_{a}}{\varepsilon_{a}}} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^{2} (OM),$$
(1.93)

для свободного пространства

$$R_{\Sigma} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2.$$

Сопротивление излучения характеризует излучательную способность диполя как антенны. Оно не зависит от силы протекающего тока и полностью определяется только электрической длиной диполя и электрофизическими параметрами окружающей среды.

Элементарный магнитный вибратор (магнитный диполь)

Магнитный диполь представляет собой прямолинейный излучатель, размеры которого бесконечно малы по сравнению с длиной волны, по которому протекает переменный во времени магнитный ток с постоянной комплексной амплитудой $\dot{I}_{\rm M}$ [2—7]. Магнитный диполь является магнитным аналогом электрического диполя. Несмотря на отсутствие в природе магнитных токов, существуют реальные устройства, обладающие свойствами магнитного диполя, например, щель малых по сравнению с длиной волны размеров, прорезанная в металлическом экране (рис. 1.14, б), а также элементарная рамка — виток электрического проводника, периметр которого много меньше длины волны излучения [2—7, 10].

Для анализа ЭМП магнитного диполя удобно воспользоваться принципом перестановочной двойственности. В самом деле, при протекании в диполе магнитного тока вместо электрического силовые линии векторов $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ будут точно такими же, как и силовые линии векторов $\dot{\vec{H}}$ и $\dot{\vec{E}}$ ЭМП электрического диполя (рис. 1.14, а).

Соответственно, для векторов $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ получаются общие выражения [7]

$$\dot{\vec{E}} = \vec{\varphi}_0 \frac{(-\dot{I}_{\rm M})l}{4\pi} \sin\theta \cdot [\frac{1}{r} + jk] \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r}, \qquad (1.94)$$

$$\dot{\vec{H}} = \frac{\dot{I}_{M}l}{4\pi j\,\omega\mu_{a}} \left\{ \vec{r}_{0} 2\cos\theta [\frac{1}{r^{2}} + \frac{jk}{r}] + \vec{\theta}_{0}\sin\theta [\frac{1}{r^{2}} + \frac{jk}{r} - k^{2}] \right\} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r}.$$
(1.95)

Если к кромкам щели (рис. 1.14) приложено напряжение с комплексной амплитудой \dot{U} , то комплексная амплитуда магнитного тока $\dot{I}_{_{\rm M}} = -2\dot{U}$ [2, 7]. Свойства ЭМП магнитного диполя тоже целесообразно рассматривать применительно к ближней, промежуточной и дальней зонам окружающего пространства.

ЭМП магнитного диполя в дальней зоне

На основании принципа перестановочной двойственности с учетом $\dot{I}_{_{\rm M}} = -2\dot{U}$ можно получить выражения для компонент ЭМП магнитного диполя [7]:

$$\dot{E}_{\varphi} = \frac{-\dot{I}_{\rm M}l}{4\pi} jk\sin\theta \cdot \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r}, \qquad (1.96)$$

$$\dot{H}_{\theta} = -_{0} \frac{\dot{I}_{M} l}{4\pi j \omega \mu_{a}} k^{2} \sin \theta \cdot \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} , \qquad (1.97)$$
$$\dot{H}_{r} = \frac{\dot{I}_{M}l}{4\pi\omega\mu_{a}r} 2\cos\theta \cdot \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} \,. \tag{1.98}$$

Как и в случае электрического диполя, ЭМП имеет характер сферической волны с тремя компонентами. Радиальный поток мощности в силу синфазности компонент \dot{E}_{φ} и \dot{H}_{θ} $\dot{\Pi}_{r} = \frac{1}{2} \dot{E}_{\varphi} \dot{H}_{\theta}^{*}$ является чисто активным и определяет мощность излучения магнитного диполя [7]:

$$P_{\Sigma} = \frac{\pi}{3} I_{M}^{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_{a}}{\mu_{a}}} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^{2} = \frac{4\pi}{3} U^{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_{a}}{\mu_{a}}} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^{2}.$$
(1.99)

Компоненты \dot{E}_{φ} и \dot{H}_{r} сдвинуты по фазе на $\pi/2$, поэтому меридиональный поток мощности \dot{H}_{θ} является мнимым, т.е. реактивным. Учитывая, что $|\dot{H}_{r}| \ll |\dot{H}_{\theta}|$, величина потока активной мощности излучения существенно больше величины потока реактивной мощности $|\dot{H}_{r}| \gg |\dot{H}_{\theta}|$. Таким образом, ЭМП магнитного диполя в дальней зоне представляет собой расходящиеся от него сферические ЭМВ.

Магнитный диполь обладает такими же направленными свойствами, как и электрический. Вместо сопротивления излучения при оценке излучательной способности магнитного диполя часто пользуются понятием *проводимости излучения* G_{Σ} . Записав $P_{\Sigma} = \frac{1}{2}U^2G_{\Sigma}$, из (1.99) можно получить выражение [2, 7, 11]

$$G_{\Sigma} = \frac{8\pi}{3} \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\mu_a}} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \quad . \tag{1.100}$$

Элемент Гюйгенса

В приемопередающей аппаратуре многих радиотехнических систем используются апертурные антенны — рупорные, линзовые, зеркальные и др. Излучающие раскрывы таких антенн удобно представить в виде совокупности двумерных (плоских) элементарных излучателей — элементов Гюйгенса, плоских площадок с размерами dx и dy, по которым в ортогональных направлениях протекают электрический и магнитный токи постоянной амплитуды и фазы (рис. 1.17) [2, 3, 5, 7]. С другой стороны, элемент Гюйгенса представляет собой бесконечно малый по площади и, соответственно, плоский участок волнового фронта с размерами dx и dy.



Рис. 1.17. Элементы Гюйгенса [7]

Пусть элемент Гюйгенса представляет собой эквивалентный источник излучения в виде участка волнового фронта плоской ЭМВ, распространяющейся в свободном пространстве вдоль оси *OZ*. Воспользуемся описанным выше способом введения эквивалентных источников и заменим участок волнового фронта перпендикулярными электрическим и магнитным диполями с эквивалентными моментами токов [5, 12]:

$$\dot{I}_{xy}l = -\dot{H}_{y}dxdy, \, \dot{I}_{yy}l = -\dot{E}_{x}dxdy,$$
 (1.101)

где \dot{E}_x и $\dot{H}_y = \dot{E}_x / W$ — напряженности ЭМП поперечной линейно поляризованной плоской ЭМВ в начале системы координат, где находится центр элемента Гюйгенса.

Использование приведенных выше выражений для ЭМП диполей и преобразование координат с учетом расположения осей диполей позволяют получить выражение, например, для комплексного вектора напряженности электрического поля излучения в дальней зоне [7, 12]:

$$d\vec{E}(r,\theta,\varphi) = \left\{ \vec{\theta}_0 \cos \varphi - \vec{\varphi}_0 \sin \varphi \right\} \frac{j\dot{E}_x}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} (1 + \cos \theta) \,. \tag{1.102}$$



И

Рис. 1.18. Элемент Гюйгенса в сферической системе координат (а) его диаграмма направленности (б)

Поляризация излучения элемента Гюйгенса — линейная, поскольку компоненты $d\dot{E}_{\theta}$ и $d\dot{E}_{\varphi}$ синфазны. Компоненты комплексного вектора напряженности магнитного поля олпределяются как $d\dot{H}_{\varphi} = d\dot{E}_{\theta}/W$, $d\dot{H}_{\theta} = -d\dot{E}_{\varphi}/W$, W— волновое сопротивление среды.

Пространственная ДН по напряженности электрического поля не зависит от угла φ и в любой плоскости, проходящей через ось *OZ*, описывается нормированной функцией (характеристикой) направленности вида

$$F(\theta) = \left| (1 + \cos \theta) / 2 \right| \tag{1.103}$$

и представляет собой кардиоиду. Соответственно, пространственная ДН по мощности излучения $F_p(\theta) = F^2(\theta) = (1 + \cos \theta)^2 / 4$. Таким образом, элемент Гюйгенса является источником линейно поляризованного однонаправленного излучения. Наиболее интенсивное излучение имеет место в направлении +*OZ* и отсутствует в противоположном направлении –*OZ*.

2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕНН

В соответствии с изложенным выше принципом взаимности антенна, находящаяся в изотропной среде и не содержащая в своей конструкции невзаимных элементов, обладает одинаковыми характеристиками как в режиме излучения (передачи), так и в режиме приема. Однако многие характеристики антенн удобнее анализировать применительно к режиму излучения.

2.1. Характеристики направленности антенн в режиме излучения. Векторная комплексная характеристика направленности антенны

Рассмотрим выражение (1.87) для комплексного вектора напряженности электрического поля, создаваемого в окружающем пространстве в дальней зоне ($kr=2\pi r/\lambda>>1$) диполем Герца:

$$\dot{\vec{E}}(r,\theta,\varphi) = \dot{\vec{E}}_{\theta}(r,\theta,\varphi) = \dot{E}_{\theta}(r)\vec{\theta} \approx \frac{\dot{I}_{\mathfrak{s}}l}{4\pi\omega\varepsilon_{a}}jk^{2}\frac{e^{j(\omega t-kr)}}{r}(\sin\theta)\vec{\theta} = j\frac{\dot{I}_{\mathfrak{s}}lW}{4\pi r}\vec{\theta}e^{-jkr}\sin\theta.$$

Представим это выражение в следующем обобщенном виде:

$$\dot{\overline{E}}(r,\theta,\varphi) = \dot{A} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \dot{\overline{F}}(\theta,\varphi) \,,$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число; \dot{A} — множитель, пропорциональный амплитуде тока (в линейной антенне) или напряженности поля в раскрыве (в апертурной антенне) и зависящий от размеров антенны; $\dot{F}(\theta, \varphi)$ — комплексная векторная нормированная характеристика (диаграмма) направленности по напряженности поля, представляющая собой зависимость амплитуды, фазы и поляризации вектора напряженности электрического поля от угловых координат точек наблюдения в дальней зоне, удаленных от антенны на одинаковое расстояние r (т.е. находящихся на поверхности сферы бесконечно большого радиуса, в центре которой находится фазовый центр антенны).

Векторная комплексная характеристика направленности $\dot{F}(\theta, \phi)$, являющаяся важнейшей характеристикой антенны, в общем случае может быть представлена в виде [5]

$$\dot{\overline{F}}(\theta,\varphi) = F(\theta,\varphi) \cdot \dot{\overline{p}}(\theta,\varphi) \cdot e^{j\phi(\theta,\varphi)}, \qquad (2.1)$$

где $F(\theta, \phi)$ — действительная положительная функция, называемая нормированной амплитудной характеристикой (диаграммой) направленности (1.22); $\dot{\vec{p}}(\theta, \phi)$ — вектор поляризации; $\phi(\theta, \phi)$ — действительная функция, называемая фазовой характеристикой (диаграммой) направленности. Отметим, что типичная зависимость фазы сферической волны в дальней зоне от расстояния (e^{-jkr}) не присутствует в функции $\phi(\theta, \phi)$, а типичная зависимость напряженности поля от расстояния по закону l/r не присутствует в $F(\theta, \phi)$.

Рассмотрим все входящие в $\overline{F}(\theta, \varphi)$ сомножители более подробно.

Амплитудная характеристика направленности

Запишем выражение для комплексной амплитуды напряженности электрического поля \dot{E} на некотором расстоянии r от произвольной реальной антенны в дальней зоне [2, 11]:

$$\dot{E}(r,\theta,\varphi) = E_{\max}(r,\theta_1,\varphi_1)f(\theta,\varphi)e^{j\phi(\theta,\varphi)} = E_{\max}(r,\theta_1,\varphi_1)\dot{f}(\theta,\varphi), \qquad (2.2)$$

где $\dot{f}(\theta, \varphi) = f(\theta, \varphi)e^{j\phi(\theta, \varphi)}$ — комплексная характеристика (диаграмма) направленности, функция, описывающая зависимость амплитуды и фазы поля от угловых координат при постоянном расстоянии r=const от антенны до точек наблюдения; $E_{\max}(r, \theta_1, \varphi_1)$ — значение амплитуды напряженности поля в направлении максимального излучения. Заметим, что выражение (2.2) может быть записано как для результирующего вектора $\dot{E}(r, \theta, \varphi) = \vec{\theta}_0 \dot{E}_{\theta} + \vec{\varphi}_0 \dot{E}_{\varphi}$, так и для его отдельных компонент $\dot{E}_{\theta}, \dot{E}_{\varphi}$. Аналогичное выражение можно записать и для вектора напряженности магнитного поля. Функция $\dot{f}(\theta, \varphi)$ определяет не только величину, но и фазу напряженности поля, так как при переходе значений напряженности через нуль меняется ее знак, что соответствует скачку фазы поля на 180°. Модуль функции $|\dot{f}(\theta, \varphi)| = f(\theta, \varphi)$ характеризует зависимость амплитуды, а функция $\phi(\theta, \varphi)$ — зависимость фазы напряженности электрического поля излучения от угловых координат.

Амплитудной характеристикой направленности антенны называется зависимость величины (модуля) напряженности электрического поля $f(\theta, \varphi)$, создаваемого антенной в точке наблюдения, от направления на эту точку, характеризуемого углами θ и φ сферической системы координат при постоянном расстоянии (r = const) от антенны до точки наблюдения [2, 11].

Таким образом, амплитудная характеристика направленности $f(\theta, \phi)$ полностью определяет угловое распределение ЭМП излучения антенны в дальней зоне. Характеристика направленности антенны определяется размерами и конфигурацией антенны, а также распределением возбуждающих антенну токов (как реальных, так и эквивалентных).

Применительно к той или иной антенне часто наиболее важно знать характер зависимости напряженности поля от направления на точку наблюдения, а не абсолютную величину напряженности поля. Поэтому удобно пользоваться нормированной характеристикой направленности $F(\theta, \varphi)$, т.е. отношением амплитуды напряженности поля, излучаемого антенной в произвольном направлении (θ, φ) , к значению амплитуды напряженности поля в направлении максимального излучения (θ_1, φ_1) (1.22):

$$F(\theta,\varphi) = \frac{E(\theta,\varphi)}{E_{\max}(\theta_1,\varphi_1)} = \frac{\left|\dot{E}(\theta,\varphi)\right|}{E_{\max}(\theta_1,\varphi_1)} = \frac{f(\theta,\varphi)}{f_{\max}(\theta_1,\varphi_1)}.$$
(2.4)

Максимальное значение нормированной амплитудной XH $F(\theta, \varphi)$ равно единице. Графическое изображение нормированной амплитудной характеристики направленности называют диаграммой направленности (ДН) антенны. Пространственная ДН изображается в виде поверхности $f(\theta, \varphi)$ или $F(\theta, \varphi)$, описываемой концом радиус-вектора, исходящего из начала координат, длина которого в каждом направлении в определенном масштабе равна значению функции $f(\theta, \varphi)$ или $F(\theta, \varphi)$. Применительно к антеннам УВЧ-КВЧ диапазонов обычно пользуются нормированными ДН по мощности $F_P(\theta, \varphi) = F^2(\theta, \varphi)$. На рис. 2.1, а показан пример пространственной (трехмерной, объемной) нормированной ДН $F(\theta, \varphi)$ апертурной антенны с круглым раскрывом, на рис. 2.1, б — пример ДН апертурной антенны с прямоугольным раскрывом (так называемые игольчатые ДН); на рис. 2.2, а — пример пространственной нормированной ДН вертикальной линейной антенной решетки, на рис. 2.2, б — пример ДН линейной антенной решетки в полярных координатах [9, 13].



Рис. 2.1. Примеры диаграмм направленности апертурных антенн



Рис. 2.2. Примеры диаграмм направленности вертикальной линейной антенной решетки

На практике обычно пользуются ДН в каких-либо выбранных плоскостях, обычно взаимно перпендикулярных. В качестве таких плоскостей для антенн линейной поляризации выбирают так называемые главные плоскости, в которых располагаются направле-

ние максимального излучения (вектор Пойнтинга $\vec{\Pi}$ (волновой вектор \vec{k}) и либо вектор \vec{E} (плоскость *E*), либо вектор \vec{H} (плоскость *H*) (рис. 2.3) [9]:



Рис. 2.3. Главные плоскости для антенны линейной поляризации

Нормированные ДН в выделенной плоскости обычно изображают либо в полярной (рис. 2.2, б), либо в декартовой (прямоугольной) системе координат (рис.2.5).

Для изображения ДН в широком динамическом диапазоне часто пользуются логарифмическим масштабом, при этом нормированная ДН по напряженности поля определяется выражением

 $F(\theta,\varphi)_{\partial B}=20 lg F(\theta,\varphi),$

нормированная ДН по мощности — выражением

$$F_P(\theta,\varphi)_{\partial B} = 10 \, lg \, F_P(\theta,\varphi). \tag{2.5}$$

Важными параметрами ДН, характеризующими направленность излучения антенны, являются ширина ДН и уровень боковых лепестков. Шириной ДН называется угловая ширина главного лепестка, в котором находится направление максимального излучения, в пределах которой амплитуда напряженности электрического поля снижается до уровня $\frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0,707$ по отношению к максимальному значению (при этом плотность потока мощности снижается в 2 раза по отношению к максимальному значению) [2, 3]. Соответственно, ширину ДН по напряженности поля, например, в Е-плоскости можно обозначить как $\theta_{0,707E} \approx \theta_{0,7E}$, по мощности — как $\theta_{0,5P}$ (рис. 2.4) [9]. Заметим, что $\theta_{0,7E} = \theta_{0,5P}$.



по напряженности поля $\theta_{0,707E}$ Ширина ДН по мощности $\theta_{0,5P}$



При построении ДН в логарифмическом масштабе ширина ДН определяется, соответственно, по уровню –3 дБ (рис. 2.5).



Рис. 2.5. Пример нормированной ДН в прямоугольной системе координат

Уровнем боковых лепестков (УБЛ) ДН называется относительный уровень самого интенсивного бокового лепестка (или лепестков, если таких несколько), выраженный в безразмерных или логарифмических единицах (например, $F_{EЛ}$ на рис. 2.5) [2, 3]. Естественным стремлением при разработке антенн различных РТС является снижение УБЛ, не только с целью получения заданного КНД, но и для обеспечения электромагнитной совместимости (ЭМС) радиоэлектронных средств и систем.

При необходимости ширину ДН определяют и по другим относительным уровням в пределах ГЛ, например, по уровню нулевой мощности излучения или уровню 0,1 от максимального мощности (-10 дБ).

На практике также часто пользуются ДН в виде зависимости коэффициента усиления антенны, пропорциональной нормированной ДН по мощности $F_P(\theta, \varphi) = F^2(\theta, \varphi)$ от углового направления в какой-либо выбранной плоскости (рис. 2.6).

В некоторых случаях применяется картографический метод изображения пространственных (трехмерных) ДН. Он удобен для изображения многолепестковых (т.е. имеющих много нулей и максимумов) ДН в широком диапазоне углов.



Рис. 2.6. Пример ДН в виде зависимости коэффициента усиления антенны от углового направления

Фазовая характеристика направленности

Фазовой характеристикой направленности (ΦX) антенны $\Phi(\theta, \varphi)$ называется зависимость фазы поля, создаваемого антенной в точке наблюдения, находящейся на поверхности сферы в дальней зоне, от направления на эту точку, характеризуемого углами θ и φ сферической системы координат при постоянном расстоянии (r = const) от антенны до точки наблюдения [2, 3, 5]. Графическое изображение фазовой характеристики называется фазовой ДН.

Знание ФХ важно для выяснения, имеет ли данная антенна фазовый центр. Если фаза ЭМП излучения антенны не зависит от направления на точку наблюдения $\Phi(\theta, \varphi) = const$ или изменяется на 180° при переходе АХН через нуль, т.е. при переходе от одного лепестка ДН к другому, то такая антенна имеет фазовый центр в точке, находящейся в начале системы координат, в которой производился расчет или измерение ФХ. В этом случае антенна

является источником сферической волны, исходящей из фазового центра. Примерами излучателей, имеющих фазовый центр, служат диполь Герца, магнитный диполь, симметричные электрические вибраторы. Однако существуют и антенны, у которых $\Phi(\theta, \varphi) \neq const$; такие антенны не обладают фазовым центром. Примерами служат многие рупорные антенны, спиральные, турникетные и др. Но и для этих антенн можно найти точку, относительно которой фазовая ДН $\Phi(\theta, \varphi)$ минимально отличается от некоторой постоянной величины, т.е. поверхность равных фаз наименее отличается от поверхности некоторой сферы. Эту точку (центр сферы) называют центром излучения антенны. Важно помнить, что понятия фазового центра или центра излучения антенны относятся только к главной (основной) компоненте поляризации ЭМП излучения антенны.

Поляризационные параметры антенн

Под поляризацией излучения в теории и технике антенн понимают пространственную ориентацию вектора напряженности электрического поля \vec{E} . Другим важным понятием является понятие плоскости поляризации — плоскости, в которой располагаются направление максимального излучения (вектор Пойнтинга $\vec{\Pi}$ (волновой вектор \vec{k}) и вектор \vec{E} [3, 11].







б

Рис. 2.7. Поле с вращающейся поляризацией (а) и поляризационный эллипс (б)

Напомним, что в общем случае $\dot{\vec{E}} = \vec{\theta}_0 \dot{E}_{\theta} + \vec{\varphi}_0 \dot{E}_{\varphi}$ и в зависимости от соотношения амплитуд и фаз компонент поля $\dot{E}_{\theta}, \dot{E}_{\varphi}$ поляризация вектора \vec{E} может быть линейной и эллиптической (в частном случае круговой). В общем случае при различных амплитудах $\dot{E}_{\theta}, \dot{E}_{\varphi}$ и фазовом сдвиге $\Delta \Phi \neq 0^\circ$, $\Delta \Phi \neq 180^\circ$ за один период колебаний высокой частоты ω плоскость поляризации делает полный оборот вокруг направления распространения. Такое поле называют вращающимся, или имеющим эллиптическую поляризацию (рис. 2.7, а).

При этом за один период высокочастотных колебаний конец вектора \vec{E} описывает замкнутую кривую (эллипс), лежащую в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, и называемую поляризационным эллипсом (рис. 2.7, б) [9].

Состояние поляризации излучения антенны описывается комплексным векторным сомножителем $\dot{\vec{p}}(\theta, \varphi)$ (входящим в выражение (2.2) для комплексной векторной XH антенны) [3, 5]:

$$\dot{\vec{p}}(\theta,\varphi) = \vec{\theta}_0 \dot{p}_\theta(\theta,\varphi) + \vec{\varphi}_0 \dot{p}_\varphi(\theta,\varphi), \qquad (2.6)$$

модуль которого не зависит от углового направления и равен $|\dot{\vec{p}}(\theta, \varphi)| = |\dot{p}_{\theta}|^2 + |\dot{p}_{\varphi}|^2 = 1$. Компоненты $\dot{p}_{\theta}(\theta, \varphi), \dot{p}_{\varphi}(\theta, \varphi)$ характеризуют соотношение амплитуд вертикальной и горизонтальной компонент поля $\dot{E}_{\theta}, \dot{E}_{\varphi}$ и фазовый сдвиг между ними в направлении наблюдения θ, φ . В общем случае $\dot{p}_{\theta}(\theta, \varphi), \dot{p}_{\varphi}(\theta, \varphi)$ являются комплексными, но обычно один из них полагается чисто действительным и равным α , причем его фаза включается в показатель экспоненты выражения (2.2). Эту компоненту поляризации принято называть главной, и ее значение α обычно указывается в требованиях к проектируемой антенне. Вторая компонента, ортогональная главной, называется паразитной (кросс-поляризационной).

С учетом введения главной компоненты поляризации вектор $\vec{p}(\theta, \varphi)$ описывается выражением, имеющим смысл поляризационной характеристики антенны [5]:

$$\dot{\vec{p}}(\theta,\varphi) = \vec{\theta}_{z\pi} \alpha(\theta,\varphi) + \vec{\varphi}_{\perp} \sqrt{1 - \alpha^2} e^{j\Psi(\theta,\varphi)}, \qquad (2.7)$$

где $\vec{\theta}_{2n}$ — единичный вектор главной поляризации; $\vec{\phi}_{\perp}$ — единичный вектор паразитной поляризации; $\alpha(\theta, \phi)$ — действительная неотрицательная функция, $\Psi(\theta, \phi)$ — фазовый сдвиг между компонентами вектора \vec{E} . Таким образом, величина $\alpha^2 \leq l$ показывает долю плотности потока мощности, излучаемой антенной на главной поляризации в данном направлении и характеризует поляризационную эффективность антенны. Соответственно, величина $1-\alpha^2$ характеризует долю плотности потока мощности излучения на паразитной поляризации.

Текущие (мгновенные во времени) значения проекций вектора поляризации можно представить в виде [5]

$$p_{\varphi}(t) = \alpha \sin \omega t$$
, $p_{\theta}(t) = \sqrt{1 - \alpha^2} \sin(\omega t + \Psi)$. (2.8)

За период высокочастотных колебаний конец вектора поляризации (и вектора \vec{E}) на плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, является эллипс (рис. 2.7, б) [5, 9]. Направление вращения векторов $\dot{\vec{p}}(\theta, \phi)$ и \vec{E} определяется знаком фазового сдвига $-\pi \le \Psi \le \pi$. При положительных ψ вращение происходит по часовой стрелке (правое вращение), при отрицательных — против часовой стрелки (левое вращение). Если смотреть вслед уходящей ЭМВ, ее плоскость поляризации вращается в сторону компоненты поля, отстающей по фазе. Направление вращения плоскости поляризации всегда определяется относительно наблюдателя, смотрящего вслед уходящей волне.

В частных случаях, когда $\psi=0$ или $\psi=\pm\pi$ и при $\alpha=0$ или $\alpha=1$, эллиптическая поляризация вырождается в линейную. При $\alpha = 1/\sqrt{2}$ и $\psi=\pm\pi/2$ эллиптическая поляризация становится круговой с правым ($\psi=\pi/2$) или левым ($\psi=-\pi/2$) вращением. Иными словами, если компоненты \dot{E}_{θ} , \dot{E}_{ϕ} вектора $\dot{\vec{E}}$ синфазны или противофазны, то поле имеет линейную поляризацию. Если же компоненты \dot{E}_{θ} , \dot{E}_{ϕ} имеют равные амплитуды и сдвинуты по фазе на $\pm\pi/2$ рад, поляризация поля будет круговой.

Поляризационный эллипс характеризуется следующими параметрами [2, 3, 5]:

- коэффициентом эллиптичности r, равным отношению малой и большой полуосей, $|r| \le 1$;

- углом наклона β большой оси.

Отметим, что часто под поляризационной характеристикой (диаграммой) антенны подразумевают зависимость коэффициента эллиптичности от углового направления в пространстве $r(\theta, \varphi)$. Естественно, что как и амплитудная и фазовая ДН, поляризационная диаграмма определяется в дальней зоне.

Детальное рассмотрение и вопросы синтеза поляризационных характеристик антенн описаны в [5], где также приведено выражение для расчета коэффициента эллиптичности *r*:

$$r = \pm \frac{\sqrt{\cos^2 \beta - \alpha^2}}{\alpha^2 - \sin^2 \beta}; \ \alpha \neq 0; \ \alpha \neq 1.$$
(2.9)

В данном выражении знак «+» ставится в случае правого вращения, а знак «-» — в случае левого вращения плоскости поляризации. При линейной поляризации r=0, при круговой $r=\pm 1$.

Важно понимать, что поляризация излучения антенны зависит от направления на точку наблюдения и особенно существенно, если амплитудная ДН антенны не имеет нулей — в этом случае всегда имеется такое направление, в котором коэффициент эллиптичности может принимать любое наперед заданное значение [5].

При необходимости совместного описания амплитудных и поляризационных характеристик антенны пользуются выражениями для ДН при заданной поляризации поля [5]:

$$F_{2\pi}(\theta,\varphi) = \frac{F(\theta,\varphi)\alpha(\theta,\varphi)}{\left|F(\theta,\varphi)\alpha(\theta,\varphi)\right|_{\max}}; \ F_{\perp}(\theta,\varphi) = \frac{F(\theta,\varphi)\sqrt{1-\alpha^{2}(\theta,\varphi)}}{\left|F(\theta,\varphi)\sqrt{1-\alpha^{2}(\theta,\varphi)}\right|_{\max}}.$$
 (2.10)

В частности, при экспериментальных исследованиях антенн измеряются именно такие диаграммы направленности.

Антенны с линейной поляризацией обычно используются в случаях, когда их положение в пространстве не меняется, а среда распространения радиоволн совсем или почти не влияет на поляризацию ЭМП. В других случаях, например, при осуществлении радиосвязи с подвижными объектами, лучше использовать антенны с круговой поляризацией. В некоторых системах радиосвязи используют антенны, способные одновременно излучать или принимать ЭМВ с двумя ортогональными (линейными или круговыми) поляризациями. Такие антенны имеют соответственно два раздельных входа (выхода), причем желательно, чтобы при возбуждении каждого входа антенна излучала бы волны с минимальным уровнем кросс-поляризации, т.е., обеспечивала бы высокую развязку каналов передачи.

Существуют антенны, рассчитанные на излучение (прием) ЭМВ круговой поляризации. Многие антенны (симметричный электрический вибратор и другие) излучают во всех направлениях линейно поляризованные волны. Однако имеются антенны, которые либо за счет своих конструктивных особенностей, либо из-за неточностей изготовления конструкции излучают волны чисто линейной поляризации только в двух главных плоскостях. В других же плоскостях имеется компонента поля, поляризованная перпендикулярно (ортогонально) основной поляризации (примером служит зерпараболическая антенна). Эта ортогональная компонента, названная выше кальная кросс-поляризационной, является вредной. Ортогональность компонент поля основной и кросс-поляризации понимается как независимость переноса мощности каждой из этих компонент. Мощность излучения антенны, переносимая кросс-поляризационной компонентой поля, расходуется на образование боковых лепестков, вследствие чего КНД антенны по главной поляризации уменьшается. Кроме того, усиливаются помехи, создаваемые передающей антенной приемным антеннам других РТС, работающим в том же диапазоне частот. Если поле передающей антенны имеет две ортогональные составляющие, а приемная антенна рассчитана на прием лишь линейно поляризованного поля, то часть излученной мощности, соответствующая паразитной поляризации, не используется.

2.2. Коэффициент направленного действия и коэффициент усиления антенны

Коэффициент направленного действия (КНД) характеризует способность антенны концентрировать ЭМП ее излучения в каком-либо определенном направлении. Это понятие было введено в 1929 г. советским ученым А.А. Пистолькорсом. Коэффициентом направленного действия называется отношение среднего за период высокой частоты значения плотности активного потока мощности (среднего значения вектора Пойнтинга), излучаемого антенной в данном направлении $\Pi(\theta_0, \varphi_0)$, к усредненному по всем направлениям значению плотности потока мощности $\Pi_{\Sigma}[2, 5, 11]$:

$$D(\theta_0, \varphi_0) = \frac{\Pi(\theta_0, \varphi_0)}{\Pi_{\Sigma}}, \qquad (2.11)$$

где

 $\Pi(\theta_0,\varphi_0) = \frac{|\dot{E}(\theta_0,\varphi_0)|^2}{2W} = \frac{AF^2(\theta_0,\varphi_0)}{2W}, \quad |\dot{E}(\theta_0,\varphi_0)| \quad -- \text{ амплитудное значение на$ пряженности электрического поля в направлении, характеризуемом углами $heta_0, heta_0; A$ амплитудный коэффициент; $F(\theta_0, \varphi_0)$ — нормированная ДН антенны по напряженности поля.

Из сказанного выше следует еще одно определение КНД антенны: это число, которое показывает, во сколько раз надо уменьшить излучаемую мощность при замене изотропной антенны данной антенной, чтобы среднее значение плотности потока мощности (значение напряженности электрического поля) в одной и той же точке наблюдения в дальней зоне осталось неизменным.

Таким образом, при определении КНД антенна сравнивается с воображаемой абсолютно ненаправленной (изотропной) антенной с равномерной диаграммой направленности $F(\theta, \phi) = 1$, излучающей ту же мощность P_{Σ} . Усредненное значение плотности потока мощности

$$\Pi_{\Sigma} = \frac{P_{\Sigma}}{4\pi r^2}, \qquad (2.12)$$

где P_{Σ} — мощность излучения; r — радиус воображаемой сферы, охватывающей антенну, причем величина r должна быть такой, чтобы поверхность сферы находилась в дальней зоне поля антенны. Тогда

$$D(\theta_0, \varphi_0) = \frac{4\pi r^2 \Pi(\theta_0, \varphi_0)}{P_{\Sigma}} = \frac{4\pi r^2 A F^2(\theta_0, \varphi_0)}{2W P_{\Sigma}}.$$
(2.13)

С другой стороны, мощность излучения антенны в соответствии с методом вектора Пойнтинга определяется выражением [11]

$$P_{\Sigma} = \oint_{S} \Pi(\theta, \varphi) dS = \oint_{S} \frac{AF^{2}(\theta, \varphi)}{2W} dS = \frac{A}{2W} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F^{2}(\theta, \varphi) r^{2} \sin\theta d\theta d\varphi.$$
(2.14)

Подставив (2.14) в (2.13), получаем общее выражение, определяющее КНД антенны [2—5, 9—13]:

$$D(\theta_0, \varphi_0) = \frac{4\pi F^2(\theta_0, \varphi_0)}{\int\limits_0^{\pi} \int\limits_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}$$
(2.15)

На практике чаще всего требуется знать максимальное значение КНД антенны D_m в направлении максимального излучения, в котором значение нормированной ДН $F(\theta_0, \varphi_0) = 1$. Тогда формула для расчета максимального КНД принимает вид

$$D_m = \frac{4\pi}{\int\limits_{0}^{\pi} \int\limits_{0}^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}$$
(2.16)

Учитывая, что квадрат нормированной ДН по полю $F^2(\theta, \varphi) = F_p(\theta, \varphi)$ есть нормированная ДН по мощности, выражение (2.16) можно записать в виде

$$D_m = \frac{4\pi}{\int\limits_{0}^{\pi} \int\limits_{0}^{2\pi} F_P(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}.$$

Из выражения (2.16) следует важный вывод: чем уже главный лепесток и чем ниже УБЛ ДН антенны, тем выше будет ее КНД.

В случае антенны с осесимметричной ДН (форма которой не зависит от азимутального угла φ) выражение (2.16) приобретает вид [2, 5, 11]

$$D_m = \frac{2}{\int\limits_0^{\pi} F^2(\theta) \sin \theta d\theta}.$$
(2.17)

В частности, в случае элементарного электрического вибратора (диполя Герца) $F^2(\theta, \varphi) = F^2(\theta) = \sin^2 \theta$ и $D_m = 1, 5$.

На практике КНД часто выражают в логарифмических единицах (дБ):

 $D_{\pi b} = 10 \lg D$.

В приведенных выше определениях КНД реальная антенна сравнивалась с воображаемой изотропной антенной с равномерным излучением во всех направлениях в пространстве. Поскольку такая антенна является физически нереализуемой, для практических целей, в частности для измерения КНД, вместо нее используют другой эталон — любую реальную антенну, КНД которой заранее известен (рассчитан или измерен).

Полученные выше результаты справедливы для антенн с линейной поляризацией излучения. Выражения, определяющие КНД антенн с эллиптической (круговой) поляризацией излучения, приведены, например, в [10].

Для практических расчетов полезно выразить максимальный КНД антенны через амплитудное значение напряженности поля в направлении максимального излучения в дальней зоне. Так, если антенна находится в свободном пространстве с волновым сопротивлением $W_0=120\pi$ Ом, то из (2.13) можно получить новое выражение [10]:

$$D_m = \frac{r^2 E_m^2}{60 P_{\Sigma}},$$
(2.18)

где $E_m = \left| \dot{E}(\theta_0, \varphi_0) \right|$. Соответственно, $E_m = \sqrt{\frac{60P_{\Sigma}D_m}{r^2}}$.

В частности, для элементарного электрического вибратора в эту формулу вместо E^{2}_{m} можно подставить выражение (2.1) в квадрате (без фазовых множителей) и учесть, что $P_{\Sigma} = I^{2}R_{\Sigma}/2$, где R_{Σ} — сопротивление излучения элементарного электрического вибратора. В результате КНД элементарного вибратора $D_{m}=1,5$ (1,76 дБ).

КНД можно выразить с помощью еще одного параметра, называемого действующей длиной l_{β} или высотой h_{β} антенны. Этот параметр особенно часто используют при анализе приемных антенн.

В случае реальной линейной антенны ток по ее длине l распределен неравномерно. Однако реальную антенну можно заменить воображаемой антенной длиной $l_{\mathcal{I}} \leq l$ (действующей длиной) с равномерным синфазным распределением тока, создающим в направлении максимального излучения такую же напряженность электрического поля, как и данная антенна в направлении максимального излучения. При этом амплитуда тока в точках питания воображаемой антенны считается равной амплитуде тока на входе реальной антенны. По аналогии с (2.1) (диполь Герца с равномерным распределением тока) напряженность поля, создаваемую реальной антенной в главном направлении, можно определить с помощью выражения [10, 11]

$$E_m = \frac{60\pi I_0 l_{\mathcal{A}}}{r\lambda},\tag{2.19}$$

где I_0 — амплитуда тока в точках питания антенны. Запишем выражение для величины напряженности поля любой антенны в произвольном направлении [10, 11]

$$E(\theta,\varphi) = \frac{60\pi I_0 l_{\mathcal{A}} F(\theta,\varphi)}{r\lambda}.$$
(2.20)

Подставляя в (2.18) вместо E_m выражение (2.19) и учитывая, что

 $P_{\Sigma} = I_0^2 R_{\Sigma 0} / 2$ ($R_{\Sigma 0}$ — сопротивление излучения антенны, отнесенное к току в точках питания), получаем [2, 10, 11]

$$D_m = (120/R_{\Sigma 0})(\pi/\lambda)^2 l_{\mu}^2$$
 или $l_{\mu} = (\lambda/\pi)\sqrt{D_m R_{\Sigma 0}/120}$ (м). (2.21)

Формально параметром «действующая длина» можно пользоваться в случае любой антенны, так как этот параметр выражается через КНД, а последний определяется только характеристикой направленности.

Из определения КНД следует, что он не учитывает потери энергии электромагнитных колебаний в антенне. В связи с этим для более полного описания свойств антенны как преобразователя энергии подводимых к ее входу направляемых ЭМВ в излучаемые в окружающее пространство вводится параметр, учитывающий тепловые потери, — коэффициент усиления (КУ).

Определим коэффициент полезного действия антенны η в режиме излучения как отношение мощности излучения к мощности колебаний на входе антенны [2—5, 10—12]:

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\text{BX}}} = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_{n}},\tag{2.22}$$

где P_n — мощность потерь в реальных проводниках и диэлектриках конструкции антенны, рассеиваемая в виде тепла. Из закона сохранения энергии следует, что $\eta \leq l$.

По аналогии с КНД коэффициентом усиления называется отношение среднего за период высокой частоты значения плотности активного потока мощности (среднего значения вектора Пойнтинга), излучаемого антенной в данном направлении $\Pi(\theta_0, \varphi_0)$, к среднему значению плотности потока мощности $\Pi_u(\theta_0, \varphi_0)$, создаваемого воображаемой идеальной (имеющей КПД $\eta = 1$) антенной в том же направлении при условии, что мощности колебаний на входах обеих антенн равны и обе антенны согласованы с питающими линиями передачи (фидерами). При этом предполагается, что точка наблюдения находится в дальней зоне на одинаковом расстоянии от обеих антенн [2—5, 9—12].

$$G(\theta_0, \varphi_0) = \frac{\Pi(\theta_0, \varphi_0)}{\Pi_u(\theta_0, \varphi_0)}.$$
(2.23)

Иными словами, коэффициент усиления антенны показывает, во сколько раз следует увеличить мощность, подводимую к идеальной изотропной антенне с КПД, равным единице, по сравнению с данной антенной, чтобы среднее значение плотности потока мощности (напряженности электрического поля) в одной и той же точке наблюдения в дальней зоне осталось неизменным.

Отличие КУ от КНД состоит в том, что при определении КУ исходят из равенства мощностей, подводимых к исследуемой и эталонной антеннам P_{6x} , а не из равенства мощностей излучения P_{Σ} этих антенн.

Таким образом, КУ антенны однозначно связан с ее КПД и КНД выражением

$$G(\theta, \varphi) = \eta D(\theta, \varphi) \quad \text{if } G_m = \eta D_m.$$
(2.24)

Учитывая, что $D=G/\eta$, можно записать полезное для практики выражение, определяющее амплитуду напряженности электрического поля в направлении максимального излучения антенны через ее КУ [10, 11]:

$$E_{m} = \sqrt{\frac{60P_{\Sigma}D_{m}}{r^{2}}} = \sqrt{\frac{60P_{BX}\eta D_{m}}{r^{2}}} = \sqrt{\frac{60P_{BX}G_{m}}{r^{2}}}.$$
(2.25)

Под КНД антенны с эллиптической поляризацией поля при полном поляризационном приеме подразумевают величину [10, 11]

$$D = D_{\theta}(\theta, \varphi) + D_{\varphi}(\theta, \varphi), \qquad (2.26)$$

где $D_{\theta}(\theta, \varphi) = \Pi_{\theta}(\theta, \varphi) / \Pi_{yCP}; D_{\varphi}(\theta, \varphi) = \Pi_{\varphi}(\theta, \varphi) / \Pi_{yCP}$ — парциальные КНД для каждой из ортогональных составляющих поля; Π_{ycp} — усредненное по всем направлениям значение плотности потока мощности полного поля; $\Pi_{ycp} = P_{\Sigma} / 4\pi r^2 = (P_{\Sigma\theta} + P_{\Sigma\varphi}) / 4\pi r^2$. Здесь P_{Σ} — полная мощность излучения; $P_{\Sigma\theta}$ и $P_{\Sigma\varphi}$ — мощности излучения, соответствующие ортогональным компонентам поля.

В качестве примера простейшей антенны, создающей вращающееся поле, рассмотрим два линейных излучателя 1 и 2 (для простоты считаем их элементарными), расположенных крестообразно в плоскости *хоу* и питаемых токами равной амплитуды, но сдвинутых по фазе на $\pm \pi/2$ [$\dot{I}_1 = \dot{I}_2 \exp(\pm j\pi/2)$], $I_1 = I_2 = I$. Такой излучатель часто называют турникетным (рис. 2.8) [10, 11].



Рис. 2.8. Турникетный излучатель

В точке P_1 , лежащей на нормали (ось z) к плоскости расположения вибраторов, первый создаёт электрическое поле с линейной горизонтальной, второй — с линейной вертикальной поляризацией. Поскольку оба вектора E равны по амплитуде, сдвинуты по фазе друг относительно друга на 90° и взаимно перпендикулярны, в направлении нормали z к плоскости вибраторов хоу имеет место круговая поляризация излучаемых ЭМВ. Вращение плоскости поляризации происходит в сторону вибратора, ток в котором отстает по фазе от тока в другом вибраторе.

В произвольной точке наблюдения, расположенной в плоскости *хог* (P_2 на рис. 2.8, б) электрическое поле излучаемых ЭМВ оказывается эллиптически поляризованным с вертикальной ориентацией большей оси поляризационного эллипса и коэффициентом эллиптичности $m = \cos \theta$ [10].

В произвольной точке наблюдения, расположенной в плоскости *yoz* (*P*₃ на рис. 2.8, б) электрическое поле излучаемых ЭМВ также оказывается эллиптически поляризованным, но с горизонтальной ориентацией большей оси поляризационного эллипса.

В любой промежуточной плоскости, проходящей через ось z, электрическое поле будет иметь эллиптическую поляризацию, но, в зависимости от направления, изменяется ориентация большей оси поляризационного эллипса (точка P_4 на рис. 2.8, б).

В плоскости расположения вибраторов хоу результирующий вектор напряженности электрического поля излучения имеет линейную поляризацию, причем его амплитуда не зависит от направления. Результирующая напряженность электрического поля в произвольной точке P_5 в плоскости вибраторов хоу (θ =90°) с учетом фазового сдвига токов ±90° описывается выражением [10]

$$\dot{\vec{E}}(r, heta,\phi) = j \frac{60\dot{l}l}{\pi\lambda_0} e^{\pm j\phi} e^{-jkr},$$

из которого следует, что *ДН антенны в плоскости вибраторов является круговой*, излучаемые ЭМВ имеют линейную поляризацию, причем фаза ЭМВ зависит от направления, т.е. $\Phi(\varphi) = \pm \varphi$, следовательно, турникетный излучатель не имеет фазового центра [10, 11].

Турникетные излучатели широко применяются на практике, например, в виде скрещенных полуволновых СЭВ, как самостоятельные антенны, так и в составе решеток (директорные антенны с круговой поляризацией). В УВЧ и СВЧ диапазонах такие скрещенные вибраторы (обычно с дисковыми контррефлекторами) используются в качестве облучателей зеркальных антенн с круговой поляризацией.

Другой известный способ получения ЭМВ с эллиптической (круговой) поляризацией предусматривает использование, например, крестообразной щели в широкой стенке прямоугольного металлического волновода с волной H_{10} . Из электродинамики известно, что в таком волноводе на одинаковых расстояниях от его продольной оси существуют сечения, в которых вектор H волны H_{10} имеет круговую поляризацию противоположных направлений вращения [6, 7]. Следовательно, крестообразная щель в виде двух одинаковых перпендикулярных щелей в направлении нормали к плоскости широкой стенки будет излучать волны с круговой поляризацией [3—5].

2.3. Входное сопротивление и полоса рабочих частот антенны

Антенна в режиме излучения служит нагрузкой для генератора — источника высокочастотных колебаний. Антенна может подключаться к генератору непосредственно либо с помощью линии передачи (фидера). В любом случае антенна служит нагрузкой, сопротивление которой равно входному сопротивлению антенны (рис. 2.9) [9].

Входным сопротивлением антенны называется отношение комплексных амплитуд напряжения и тока на входе антенны [2—5]:

$$\dot{Z}_{ex}(f) = \frac{\dot{U}_{Ex}}{\dot{I}_{ex}} = R_{ex}(f) + jX_{ex}(f) = R_{\Sigma}(f) + R_{n}(f) + jX_{ex}(f)$$
(OM), (2.27)

где $R_{ex}(f) = R_{\Sigma}(f) + R_n(f)$ — активная компонента входного сопротивления, равная сумме сопротивления излучения $R_{\Sigma}(f)$ и сопротивления потерь $R_n(f)$; $X_{ex}(f)$ — реактивная компонента. В общем случае входное сопротивление является комплексным и частотнозависимым. Далее для краткости символы, обозначающие частотную зависимость, будут опущены.



Рис. 2.9. Эквивалентная схема антенны в режиме излучения

Вообще говоря, определение входного сопротивления антенны представляет собой непростую задачу, которую решают в строгой постановке в виде соответствующей граничной задачи электродинамики или приближенно [2, 5]. Представив антенну в виде двухполюсника, можно использовать метод вектора Пойнтинга и определить активную компоненту входного сопротивления — сопротивление R_{Σ} ; для нахождения же полного $\dot{Z}_{ex} = R_{ex} + jX_{ex} = R_{\Sigma} + R_n + jX_{ex}$ целесообразно использовать метод наведенных ЭДС [2, 5].

Одной из основных компонент, во многом определяющей эффективность излучения антенны и ее входное сопротивление, является сопротивление излучения.

Сопротивлением излучения антенны называется величина сопротивления некоторого эквивалентного резистора, на котором при протекании тока той же амплитуды, что и в антенне, рассеивается активная мощность, равная мощности излучения антенны [2, 5]. Сразу отметим, что при определении сопротивления излучения возникает вопрос, какая именно амплитуда тока имеется в виду — в точках питания, или же, например, в случае вибраторных антенн длиной более $\lambda/2$, — в пучности, которая может находиться в произвольном ме-

сте на плече вибратора. Поэтому обычно оговаривают, к каким точкам относится сопротивление излучения — к точкам питания или к точкам пучности тока.

Выражение для сопротивления излучения $R_{\Sigma 0}$, отнесенного к току с амплитудой I_0 в точках питания, можно записать в виде

$$R_{\Sigma 0} = 2P_{\Sigma} / I_0^{2}, \qquad (2.28)$$

где P_{Σ} — мощность излучения антенны.

Мощность колебаний P_{ex} , подведенных к входу антенны, можно представить в виде суммы полезной активной мощности излучения P_{Σ} и активной мощности тепловых потерь P_n , безвозвратно теряемой в антенне: $P_{ex} = P_{\Sigma} + P_n$. Пусть тепловые потери характеризуются соответствующим активным сопротивлением потерь R_n , которое в эквивалентной схеме антенны включено последовательно с сопротивлением излучения. Учитывая, что мощность, рассеиваемая на сопротивлении потерь $P_n = I_0^2 R_n / 2$, а мощность на входе антенны $P_{ex} = I_0^2 (R_{\Sigma 0} + R_n) / 2$, можно получить новое выражение для КПД излучения антенны:

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_{BX}} = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_{n}} = \frac{R_{\Sigma 0}}{R_{\Sigma 0} + R_{n}} = \frac{1}{1 + \frac{R_{n}}{R_{\Sigma 0}}}.$$
(2.29)

Очевидно, что чем больше сопротивление излучения по отношению к сопротивлению потерь, тем выше эффективность антенны как преобразователя мощности направляемых волн, поступающих на ее вход, в мощность излучаемых волн.

Надо отметить, что далеко не всегда применительно к той или иной антенне можно ввести понятия входного напряжения и тока. Примером служат волноводные излучатели и рупорные антенны. Тем не менее, входное сопротивление таких антенн можно определить косвенным образом, например, по измеренному комплексному коэффициенту отражения напряжения \dot{I} на входе антенны и известному волновому сопротивлению W питающей линии передачи при условии одномодового режима работы линии [3, 5]:

$$\dot{Z}_{_{\rm BX}} = W \frac{1 + \dot{\Gamma}}{1 - \dot{\Gamma}}.$$
 (2.30)

Если в питающей линии передачи одновременно существует несколько типов колебаний (мод), то само понятие входного сопротивления теряет смысл. Следует помнить, что входное сопротивление антенны зависит от близкорасположенных предметов и может существенно изменяться при их перемещении относительно излучающей части антенны.

С точки зрения передачи наибольшей мощности из питающей линии передачи в антенну надо стремиться обеспечивать их согласование, заключающееся в равенстве входного сопротивления антенны и волнового сопротивления линии. В режиме согласования в линии существует только падающая (прямая) волна, бегущая от источника к антенне, $\dot{\Gamma} = 0$. Негативные последствия рассогласования линии передачи с нагрузкой подробно рассмотрены в [3, 5]. Отметим только, что при рассогласовании мощность P_{ex} , поступающая в антенну из линии передачи, снижается до уровня $P_{ex} = P_n (1 - |\dot{\Gamma}|^2)$, где P_n — мощность на выходе линии передачи. Важным электрическим параметром антенны в режиме излучения является предельная мощность, которую можно подвести к входу антенны без опасности возникновения электрического пробоя, как в самой антенне, так и в окружающем ее пространстве.

Полоса рабочих частот антенны

Под полосой рабочих частот понимают частотный интервал, в пределах которого основные электрические характеристики антенны удовлетворяют заданным техническим требованиям [2, 3, 5]. В большинстве случаев это интервал, в пределах которого либо сохраняется заданное качество согласования антенны с питающей линией передачи (обычно по уровню коэффициента стоячей волны напряжения КСВ ≤ 2), либо происходит снижение коэффициента усиления до определенного уровня (обычно на 3 дБ относительно максимального). Полоса рабочих частот может быть выражена как в абсолютных единицах — $\Delta f = f_{max} - f_{min}$ (Гц), так и в относительных (по отношению к некоторой средней частоте f_{cp} :

$$\frac{\Delta f}{f_{\rm cp}} = 2 \frac{f_{\rm max} - f_{\rm min}}{f_{\rm max} + f_{\rm min}} \cdot 100\%.$$
(2.31)

При $\Delta f / f_{cp} \le 10$ % антенну считают узкополосной, при $\Delta f / f_{cp} > 10$ % — широкополосной; если коэффициент перекрытия диапазона $m = f_{max} / f_{min} \ge 5$, антенну считают сверхширокополосной или частотно-независимой.

2.4. Характеристики антенн в режиме приема

В режиме приема антенна должна преобразовывать энергию падающих на нее свободных ЭМВ (радиоволн) в энергию направляемых волн, поступающих далее на вход радиоприемного устройства. Основными задачами при исследовании характеристик антенны в режиме приема являются определение мощности, выделяемой в нагрузке антенны, т.е. во входной цепи приемника, и направленных свойств антенны. Для решения этих задач необходимо знать ЭДС, возбуждаемую в антенне и ток в нагрузке антенны. ЭДС зависит от расположения антенны в пространстве, направления прихода и поляризации падающей на антенну волны. Поэтому одной из главных характеристик антенны в режиме приема (как и в режиме излучения) является ее характеристика направленности. Строгое решение задачи нахождения тока в приемной антенне, учитывающее факт, что токи, наводимые в антенне, сами являются источниками вторичного излучения, оказывается весьма сложным. Но, как показано в [2, 5], для установления основных характеристик антенны в режиме приема достаточно определить только ток в цепи ее нагрузки, используя принцип взаимности. Отметим также, что ДН антенны в режиме излучения и ДН той же антенны, но в режиме переизлучения ЭМВ в общем случае различны [2, 11].

Применительно к антенне, находящейся в однородной изотропной среде, решение задачи нахождения тока $\dot{I}_{A} = \dot{I}_{np}$ в приемной антенне и в ее нагрузке, подробно рассмотренное в [11], при совпадении поляризации волны и антенны приводит к следующему выражению:

$$\dot{I}_{A} = \dot{I}_{np} = \frac{\dot{E}l_{\mathcal{A}}\dot{F}(\theta,\varphi)}{\dot{Z}_{n} + \dot{Z}_{ex}} = \frac{\dot{\mathfrak{I}}_{A}}{\dot{Z}_{n} + \dot{Z}_{ex}},$$
(2.32)

где действующая длина l_{π} , комплексная характеристика направленности $\dot{F}(\theta, \varphi) = F(\theta, \varphi) e^{j\Psi(\theta, \varphi)}$ и входное сопротивление \dot{Z}_{ex} являются характеристиками данной антенны при ее работе в режиме излучения; $\dot{\mathcal{P}}_{A} = \dot{E}l_{\mathcal{A}}\dot{F}(\theta, \varphi)$ — комплексная амплитуда ЭДС в антенне, возбуждаемая в ней под действием электрического поля приходящей волны с комплексной амплитудой напряженности *É*. Амплитудной характеристикой направленности приемной антенны называют зависимость ЭДС (тока) в нагрузке антенны от направления прихода принимаемой ЭМВ. Как видно из выражения (2.32), эта зависимость определяется множителем $F(\theta, \varphi)$. В соответствии с принципом взаимности, направленные свойства антенны (амплитудная характеристика направленности, КНД) при ее работе в качестве передающей или в качестве приемной остаются одинаковыми (при условии, что приемник и передатчик подключаются к одному и тому же входу антенны) [10, 11]. Эквивалентность электрических параметров антенн в режимах излучения и приема была установлена в 1935 г. советским ученым М.С. Нейманом.

2.5. Мощность, выделяющаяся в нагрузке приемной антенны

Выражение (2.32) позволяет построить эквивалентную схему приемной антенны (рис. 2.10) [9].

Приемная антенна рассматривается по отношению к нагрузке как генератор ЭДС $\dot{\vartheta}_A$ с внутренним сопротивлением, равным входному сопротивлению данной антенны при ее работе в режиме передачи.

Приемная антенна может подключаться к входу приемника как непосредственно, так и с помощью отрезка линии передачи. Первый вариант часто реализуется в сравнительно низкочастотных диапазонах, второй типичен для СВЧ и КВЧ диапазонов.

Рассмотрим первый случай применительно к антенне, подключенной к приемнику непосредственно. Мощность, поступающая от антенны и выделяемая в нагрузке — на со-противлении *R_n* входной цепи приемника, определяется выражением [10, 11]

$$P_{\rm np} = \frac{1}{2} I_{np}^2 R_{\rm H} = \frac{1}{2} \left| \dot{I}_{np} \right|^2 R_{\rm H} = \frac{\left| \dot{\partial}_{\rm A} \right|^2 R_{\rm H}}{4 \left| \dot{Z}_{\rm H} + \dot{Z}_{\rm BX} \right|^2} = \frac{\left| \dot{\partial}_{\rm A} \right|^2 R_{\rm H}}{4 \left[(R_{\rm H} + R_{\rm BX})^2 + (X_{\rm H} + X_{\rm BX})^2 \right]}.$$
 (2.33)



Рис. 2.10. Эквивалентная схема антенны в режиме приема

Пусть антенна согласована с приемником, т.е. входное сопротивление антенны равно комплексно-сопряженному входному сопротивлению входной цепи $Z_{\rm H}^* = \dot{Z}_{\rm BX}$ и, следовательно, $R_{\rm H} = R_{\rm BX}$, $-X_{\rm H} = X_{\rm BX}$. При этом мощность, поступающая на вход приемника, будет максимальной:

$$P_{\text{npnax}} = \frac{\left|\dot{\Im}_{A}\right|^{2}}{8R_{\text{BX}}}.$$
(2.34)

С учетом направленных свойств антенны и взаимной ориентации плоскостей поляризации приходящей ЭМВ и антенны ЭДС, возникающая в антенне с действующей длиной $l_{\mathcal{I}}$ под действием электрического поля принимаемой ЭМВ, определяется формулой [10, 11]

$$\dot{\boldsymbol{\mathcal{\mathcal{A}}}}_{A} = \dot{E}l_{_{\mathrm{A}}}\dot{F}(\boldsymbol{\theta},\boldsymbol{\varphi}) = \dot{E}\lambda\sqrt{\frac{DR_{\Sigma0}}{\pi\mathrm{W}}}\dot{F}(\boldsymbol{\theta},\boldsymbol{\varphi}), \qquad (2.35)$$

где D — КНД; W — волновое сопротивление среды, в которой находится антенна, для свободного пространства $W=W_0=120\pi$ Ом.

При ориентации максимума ДН антенны на источник ЭМВ ($F(\theta, \varphi) = I$)

$$\left|\dot{\boldsymbol{\varTheta}}_{A}\right| = El_{\boldsymbol{\mu}} = \lambda_{0} \sqrt{\frac{DR_{\boldsymbol{\Sigma}\boldsymbol{0}}}{\pi \mathbf{W}}}$$

Подставив это выражение в (2.35) с учетом $W_0=120\pi$, КПД антенны при ее работе в режиме передачи $\eta = R_{\Sigma 0} / R_{ex}$ и $l_{\mathcal{A}} = (\lambda_0 / \pi) \sqrt{DR_{\Sigma 0} / 120}$, получим [10, 11]

$$P_{\text{npmax}} = \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right)^2 \frac{E^2 D}{960} \frac{R_{\Sigma 0}}{R_{\text{ex}}} = \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right)^2 \frac{E^2 D}{960} \eta = \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right)^2 \frac{E^2 G}{960}, \qquad (2.36)$$

где *G* — коэффициент усиления антенны в режиме приема, под которым понимают отношение мощности, выделяемой в согласованной нагрузке данной антенны и мощности, выделяемой в согласованной нагрузке идеальной изотропной антенны.

Если антенна подключена к приемнику с помощью линии передачи с КПД η_{nn} , согласованной и с антенной, и с приемником, то мощность на входе приемника [10, 11]

$$P_{\text{npmax}} = \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right)^2 \frac{E^2 G}{960} \eta_{\text{an}} \,. \tag{2.37}$$

Если воспользоваться выражением для напряженности электрического поля, создаваемого передающей антенной в точке приема, то для радиолинии при распространении радиоволн в среде без потерь, с учетом КПД линий передачи можно получить уточненное выражение (1.1) для мощности радиосигнала на входе радиоприемника [2]

$$P_{np} = P_{nep} \frac{G_{nep} G_{np} \eta_{nep} \eta_{np} \lambda_0^2}{(4\pi R)^2},$$
(2.38)

где P_{nep} — мощность на выходе радиопередатчика; G_{nep} и G_{np} — КУ передающей и приемной антенн; η_{nep} и η_{np} — КПД линий передачи на передающей и приемной сторонах; R — расстояние между антеннами. Отсюда следует, что мощность, выделяемая в нагрузке приемной антенны, пропорциональна произведению коэффициентов усиления приемной и передающей антенны. В реальных условиях мощность P_{np} оказывается меньше получаемой по формуле (2.38) вследствие наличия потерь при распространении радиоволн из-за их поглощения, рассеяния и деполяризации в среде распространения.

Рассмотрим далее частный случай непосредственного подключения антенны к согласованному с ней приемнику, полагая, что потери в антенне отсутствуют ($R_{\rm n} = 0$). При этом входное сопротивление антенны равно ее сопротивлению излучения, т.е. $R_{\rm BX} = R_{\Sigma 0}$. Тогда выражение (2.34) преобразуется к виду [10, 11]

$$P_{\text{npnax}} = \frac{\left|\dot{\mathcal{P}}_{A}\right|^{2}}{8R_{\text{BX}}} = \frac{\left|\dot{\mathcal{P}}_{A}\right|^{2}}{8R_{\Sigma0}}.$$
(2.39)

При несогласованной нагрузке, подставив (2.34) в (2.33), получим [10, 11]

$$P_{\rm np} = P_{\rm npmax} \frac{4R_{\rm BX}R_{\rm H}}{(R_{\rm H} + R_{\rm BX})^2 + (X_{\rm H} + X_{\rm BX})^2}.$$
(2.40)

Рассмотрим второй случай, когда антенна подключена к приемнику с помощью линии передачи. Пусть антенна согласована с линией передачи, т.е. $\dot{Z}_{_{\rm BX}} = R_{_{\Sigma 0}} = W_{_{JN}}$, *W*_{лп} — волновое сопротивление линии передачи (чисто действительное для линии без потерь). При этом мощность, поступающая на вход приемника, определяется выражением

$$P_{\rm np} = P_{\rm npmax} \left(1 - \left|\dot{\Gamma}\right|^2\right) = P_{\rm npmax} \left(1 - \left[\frac{KCB - 1}{KCB + 1}\right]^2\right),\tag{2.41}$$

где $|\dot{\Gamma}| = \frac{KCB - 1}{KCB + 1}$ — модуль комплексного коэффициента отражения напряжения на входе приемника, КСВ — коэффициент стоячей волны напряжения в линии передачи.

Эффективная площадь поверхности

Мощность, перехватываемая из падающего на раскрыв антенны с площадью S потока излучения Π_r , определяется выражением [2—5, 10, 11]

$$P = S_{\varPi} \Pi_r \,, \tag{2.42}$$

где $S_{\mathcal{A}} = Sv$ — эффективная (действующая) площадь приемного раскрыва; $v \le 1$ — коэффициент использования поверхности.

Эффективной (действующей) площадью поверхности приемной антенны S_{μ} называется параметр, имеющий смысл площади фронта падающей на антенну плоской ЭМВ, с которой антенна извлекает и передает в согласованную нагрузку мощность принимаемой волны при условии, что КПД антенны $\eta = 1$, максимум ГЛ ДН антенны ориентирован на источник ЭМВ, а плоскости поляризации принимаемой ЭМВ и антенны совпадают [2—5, 10, 11].

себе, Представим вся мощность, антенной ИЗ что извлекаемая проходит через некоторую пространства, воображаемую часть плоской S_{π} поверхности электромагнитной волны. Среднее значение вектора Пойнтинга в любой точке поверхности $S_{\mathcal{I}}$ $\Pi_{cp} = E^2 / 240\pi$, а мощность, переносимая ЭМВ через эту поверхность,

$$P = (E^2 / 240\pi)S_{\mathcal{I}}.$$
 (2.43)

Допустим, что вся эта мощность выделяется в нагрузке приемной антенны. Следовательно, левые части выражений (2.42) и (2.43) равны. Приравнивая правые части этих выражений и решая полученное равенство относительно S_д, получаем выражение, связывающее эффективную площадь раскрыва антенны с ее КУ [2—5, 10, 11]:

$$S_{II} = \lambda_0^2 G / 4\pi \,. \tag{2.44}$$

Если КПД антенны равен единице, то $S_{\mathcal{A}} = \lambda_0^2 D/4\pi$. Понятие действующей площади применимо к любой антенне. Так, в случае полуволнового симметричного вибратора действующая площадь $S_{\mathcal{A}} \approx 2,09l^2$. Однако особенно удобно вводить этот параметр в отношении апертурных антенн.

Таким образом, КНД антенны через действующую площадь определяется следующим важным в теории антенн выражением [2—5, 10, 11]:

$$D = 4\pi \frac{S_{\mathcal{A}}}{\lambda_0^2} = 4\pi v \frac{S}{\lambda_0^2}.$$
 (2.45)

2.6. Согласование передающей и приемной антенн по поляризации

ЭДС, возбуждаемая в приемной антенне, и максимальная мощность, поступающая в ее нагрузку, зависят от взаимного положения плоскостей и направлений вращения плоскостей поляризации приемной и передающей антенн. Рассматривая наиболее общий случай приема ЭМВ вращающейся поляризации, для ЭДС, возникающей в антенне, можно получить выражение [2, 11]

$$\dot{\boldsymbol{\mathcal{Y}}}_{A} = \dot{\boldsymbol{E}}_{\varphi} \boldsymbol{l}_{\varphi} + \dot{\boldsymbol{E}}_{\theta} \boldsymbol{l}_{\theta} \boldsymbol{e}^{j(\boldsymbol{\Psi}_{1} + \boldsymbol{\Psi}_{2})}, \qquad (2.46)$$

где \dot{E}_{φ} , \dot{E}_{θ} — азимутальная и меридиональные компоненты вектора $\dot{\vec{E}}$ принимаемой ЭМВ; l_{φ} , l_{θ} — значения действующей длины антенны при приеме азимутальная и меридиональные компоненты вектора $\dot{\vec{E}}$; Ψ_1 — сдвиг фаз компонент вектора $\dot{\vec{E}}$; сдвиг фаз Ψ_2 учитывает, что в произвольном случае компоненты вектора $\dot{\vec{E}}$ поля излучения данной приемной антенны в режиме передачи могут быть сдвинуты по фазе, причем знак Ψ_2 определяет направление вращения плоскости поляризации приемной антенны. В [2, 11] показано, что максимальная ЭДС в приемной антенне имеет место при выполнении двух условий, называемых условиями согласования антенн по поляризации:

$$\Psi_1 + \Psi_2 = 0 \quad \text{i} \quad \frac{l_{\theta}}{l_{\varphi}} = \frac{E_{\theta}}{E_{\varphi}}.$$
(2.47)

Рассогласование приемной антенны с полем принимаемой ЭМВ по поляризации приводит к уменьшению амплитуды ЭДС в антенне и мощности, поступающей в нагрузку. Уменьшение мощности при этом характеризуется коэффициентом согласования антенны по поляризации [2, 11]

$$s = \frac{\left|\dot{\mathcal{P}}_{A}\right|^{2}}{\left|\dot{\mathcal{P}}_{A}\right|^{2}_{\max}} = \frac{1 + (E_{\varphi}l_{\varphi} / E_{\theta}l_{\theta})^{2} + 2(E_{\varphi}l_{\varphi} / E_{\theta}l_{\theta})\cos(\Psi_{1} + \Psi_{2})}{\left[1 + (l_{\varphi} / l_{\theta})^{2}\right]\left[1 + (E_{\varphi} / E_{\theta})^{2}\right]}.$$
(2.48)

Очевидно, что при выполнении условий (2.47) *s*=1.

С учетом коэффициента согласования антенны по поляризации выражение для максимальной мощности в нагрузке антенны (2.36) приобретает вид

$$P_{\text{npmax}} = \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right)^2 \frac{E^2 G}{960} s \,. \tag{2.49}$$

В [2, 5, 10, 11] показано, что для передающей и приемной антенн с круговой поляризацией максимальная мощность в нагрузке приемной антенны достигается при одинаковых направлениях вращения плоскостей поляризации. Если же плоскости поляризации передающей и приемной антенн имеют противоположные направления вращения, то s=0 и мощность на выходе приемной антенны $P_{np} = 0$.

Аналогично, для передающей и приемной антенн с линейной поляризацией максимальная мощность в нагрузке приемной антенны достигается при совпадении плоскостей поляризации, в противном случае она равна нулю.

Наконец, в случае приема антенной с круговой поляризацией ЭМВ с линейной поляризацией мощность принимаемых колебаний снижается в 2 раза по сравнению со случаем антенны, согласованной по поляризации. Такой же эффект получается при приеме антенной с линейной поляризацией ЭМВ с круговой поляризацией.

Отметим, что поворот антенны круговой поляризации вокруг направления прихода волны приводит лишь к появлению дополнительного фазового сдвига принимаемого сигнала без изменения его амплитуды. Поэтому антенны круговой поляризации широко применяются в системах радиосвязи с летательными аппаратами.

Антенны круговой поляризации с успехом применяются в радиолокационных системах: при излучении и приеме сигналов с помощью одной антенны обеспечивается поляризационная селекция ЭМВ, отраженных объектами симметричной формы (как и от бесконечно протяженной электропроводящей плоскости), например дождевыми каплями — отраженные ЭМВ изменяют направление вращения плоскости поляризации на противоположное и не принимаются антенной [1]. В случае же отражений от несимметричных объектов отраженные ЭМВ содержат поля с круговыми поляризациями противоположных направлений вращения, одна из которых полностью принимается антенной.

2.7. Шумовая температура приемной антенны

Как известно из теории РТС, качество радиоприема (например, разбочивость речи в системах радиотелефонной связи, вероятность ошибочного приема двоичных символов в цифровых системах передачи информации и т.д.) определяется не абсолютной величиной полезного сигнала, принятого антенной, а отношением напряжения, создаваемого на входе приемника полезным сигналом, к напряжению, создаваемому различными помехами. Величина этого отношения существенно зависит от направленных свойств приемной антенны. Поэтому в ряде случаев к направленным свойствам приемных антенн предъявляются более жесткие требования (в частности, по УБЛ ДН), чем к передающим. Помехи при радиоприеме можно разделить на внешние и внутренние [2, 3, 10].

К внешним помехам относятся:

1) атмосферные, возникающие, например, из-за электрических разрядов в атмосфере;

2) индустриальные (промышленные), создаваемые различными электрическими установками;

3) интерференционные, создаваемые излучением антенн различных РТС;

4) космические, обусловленные радиоизлучением источников, находящихся за пределами земной атмосферы (солнца, звезд, отдаленных галактик и т.д.);

5) помехи (шумы), возникающие вследствие теплового излучения Земли и атмосферных газов;

6) помехи (шумы), обусловленные наличием осадков.

Помехи первых трех видов имеют место в основном в диапазонах НЧ—ВЧ. В диапазонах ОВЧ—КВЧ доминирующую роль играют помехи (4—6).

Внутренние помехи обусловлены тепловым движением электронов в различных элементах приемника (шумы флуктуационного происхождения), а также в антенне и в элементах ее тракта питания. Если полезный и мешающий радиосигналы приходят с различных фиксированных направлений, то при приеме на направленную антенну и при правильной ориентации ее ДН можно значительно ослабить величину ЭДС, наводимую в антенне мешающим сигналом, и увеличить отношение мощности полезного сигнала к мощности помехи на входе приемника, т.е. увеличить выигрыш, даваемый антенной. Если направления прихода полезного сигнала и помехи совпадают или мало различаются, то применение направленной антенны не дает выигрыша. В случае направленных помех могут быть эффективны антенны с управляемой формой ДН, позволяющие совмещать направление нулевого (минимального) приема с направлением прихода помехи и почти полностью ее подавлять.

В ряде случаев помехи не имеют направленного характера или поступают из широкого углового сектора пространства. Эти помехи создаются так называемыми протяженными источниками, например галактикой, Землей, атмосферой Земли (источник называется протяженным, если область пространства, в пределах которой концентрируется его излучение, больше сечения ДН приемной антенны). Кроме того, помехи грозового характера, интерференционные помехи и другие часто меняют направление и могут приходить одновременно с разных направлений. В этих случаях условия работы приемной антенны близки к условиям, создающимся при приходе помех с произвольными амплитудами и фазами одновременно со всех направлений (ненаправленные помехи). Поэтому важно рассмотреть вопрос о том, будет ли давать выигрыш направленная антенна по сравнению с ненаправленной при приеме в условиях воздействия ненаправленных помех.

Ненаправленные помехи, приходящие с главного или близких к нему направлений, усиливаются антенной, помехи же, приходящие с направлений минимального приема, ослабляются. В результате действие помех усредняется и эффект на входе приемника получается таким же, как при приеме на изотропную антенну. Применение направленных антенн в этом случае не уменьшает среднюю мощность помех на входе приемника. Независимость величины средней мощности, выделяемой на входе приемника при приеме ненаправленных помех, от ДН антенны может быть доказано вполне строго. Покажем, однако, что и в данном случае целесообразно применение направленных антенн, так как увеличивает отношение мощности полезного сигнала к мощности помех.

Качество приема определяется отношением сигнал/помеха (сигнал/шум) [1, 10]

$$h = P_c / (P_{\pi} + P_{\mu}), \tag{2.50}$$

где P_c — мощность полезного сигнала на входе приемника; P_n — мощность внешних помех на входе приемника; P_u — мощность внутренних шумов приемника (включая и шумы самой антенны).

Различают три режима приема: 1) мощность внешних помех значительно превышает мощность внутренних шумов, т.е. $P_n >> P_u$; 2) мощность внутренних шумов значительно превышает мощность внешних помех, т.е. $P_u >> P_n$; 3) величины P_n и P_u со-измеримы.

Режим 1. Пренебрегая величиной P_{uu} по сравнению с P_n , запишем формулу (2.50) в виде $h = P_c / P_n$. Мощность ненаправленных помех в нагрузке приемной антенны может быть определена по формуле (2.37).

Так как в данном случае направленная антенна ведет себя как абсолютно ненаправленная (D = 1), то формула (2.37) принимает вид [10]

$$P_n = (\lambda_0^2 / \pi^2) (E_n^2 \eta / 960),$$

где η — КПД антенны и тракта питания; E_n — напряженность поля помехи. Поскольку полезный сигнал приходит с определенного направления, совмещаемого обычно с главным направлением приема, то мощность полезного сигнала в нагрузке приемной антенны [10]

$$P_{nnmakc} = (\lambda_0^2 / \pi^2) (E_c^2 D \eta / 960),$$

где D — КНД антенны в главном направлении; E_c — напряженность поля полезного сигнала. Отсюда $h = (E_c^2 / E_n^2)D$. Таким образом, при ненаправленных помехах в первом режиме приема величина отношения мощности полезного сигнала к мощности помех на входе приемника пропорциональна КНД антенны и не зависит от ее КПД. Заметим, что КНД приемной антенны характеризует ее пространственную избирательность, определяющую возможность выделения принимаемого сигнала на фоне помех, создаваемых радиосигналами, идущими с разных направлений и порождаемых различными источниками. Первый режим работы характерен для средних и длинных волн. Иногда этот режим имеет место на CBЧ при наличии малошумящих приемных устройств.

Режим 2. Пренебрегая величиной *P_n* по сравнению с *P_u*, получаем [10]

$$h = P_c / P_{\rm m} = (\lambda_0^2 / \pi^2) [E_c^2 D\eta / (960P_{\rm m})].$$

Так как P_{uu} не зависит от параметров антенны, то величина отношения мощности полезного сигнала к мощности помех на входе приемника в данном случае пропорциональна произведению $D\eta$, т. е. коэффициенту усиления антенны. Таким образом, для получения высокого отношения сигнал/помеха в этом случае необходимо, чтобы антенна обладала высокими КНД и КПД. Второй режим работы характерен для приемников СВЧ и КВЧ.

Режим 3 имеет место в ВЧ — КВЧ диапазонах при использовании малошумящих приемников. Для увеличения отношения сигнал/помеха в данном случае необходимо выполнять те же условия, что и в предыдущем.

Режим работы при прочих равных условиях зависит от величины КУ антенны. При больших коэффициентах усиления имеет место первый режим; при малых КУ — второй режим.

Рассматривая перечисленные выше виды помех радиоприему в диапазонах СВЧ и КВЧ, следует выделить помехи, создаваемые источниками внеземного происхождения. Известно, что их абсолютный уровень невелик, поэтому целесообразно снижать уровень собственных шумов приемников. Поскольку чувствительность приемника СВЧ может иметь порядок 10^{-18} — 10^{-20} Вт, существенное значение приобретают помехи в виде внутренних шумов антенно-фидерного тракта. Так как внешние и внутренние помехи оказывают одинаковое негативное действие, его принято оценивать шумовой температурой антенны T_A , называемой также антенной температурой [3—5, 10, 11], выражаемой в Кельвинах (К). Шумовую температуру относят к активной компоненте входного сопротивления антенны R_{ax} , что позволяет оценить мощность шумов P_{uA} на входе согласованного с антенной приемника в определенной полосе частот Δf с помощью следующего выражения [3—5, 10, 11]:

$$P_{uA} = kT_A \Delta f, \tag{2.51}$$

где k=1,38·10⁻²³ Вт/(Гц·К) — постоянная Больцмана. Таким образом, воздействие всех шумов заменяется эквивалентным воздействием тепловых шумов внутреннего сопротивления антенны.

Шумовую температуру антенны T_A можно представить в виде [3, 5]

$$T_A = T_{AT} + T_{A\Sigma},\tag{2.52}$$

где T_{AT} — температура за счет флуктуационных тепловых шумов; $T_{A\Sigma}$ — температура шумового излучения внешних источников. Для T_{AT} известна простая формула [3, 5]

$$T_{AT} = T_0 (l - \eta), \qquad (2.53)$$

где T_o — температура окружающей среды в Кельвинах. Следовательно, шумовая температура антенны T_{AT} зависит от КПД антенно-фидерного тракта, температуры окружающей среды и не зависит от характеристик излучения антенны. С ростом КПД мощность этих шумов уменьшается.

Для $T_{A \Sigma}$ известно выражение [3, 5, 10]

$$T_{A\Sigma}(\theta,\varphi) = \eta \ T_{\mathcal{A}} \ (\theta,\varphi), \qquad (2.54)$$

где *Т*_Я — яркостная температура источников шумов, не связанных с антенной.

Ощутимый вклад в *T_я* могут вносить источники внеземного происхождения. Как правило, яркостная температура определяется радиоастрономическими методами для различных геофизических условий (географических координат положения антенны на поверхности Земли, времен года и суток, состояния солнечной активности).

Для уменьшения $T_{A \Sigma}$ стремятся уменьшить тепловые потери в антенне, снизить уровень задних и боковых лепестков ДН.

Более подробно задача определения шумовой температуры антенны освещена в [5, 10].

3. ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Антенной решеткой (АР) называется система одинаковых излучающих элементов с идентичной ориентацией в пространстве, расположенных по определенному закону [2—5]. Соответственно расположению элементов принято различать линейные, поверхностные и объемные (трехмерные) АР, в том числе конформные — повторяющие форму какого-либо объекта (корпуса самолета и т.п.). Первоначально АР разрабатывались как системы слабонаправленных излучателей, позволяющие за счет эффекта интерференции их ЭМП обеспечивать остронаправленное излучение в заданном направлении в пространстве. Со временем, по мере развития теории и техники антенн, роль АР в РТС стала более многогранной и значительной. Благодаря ряду уникальных функциональных возможностей, таких как немеханическое (электронное) одно- и двухкоординатное сканирование ДН, формирование многолучевых ДН, управление формой ДН, АР находят весьма широкое применение в современных РТС различного назначения, включая системы радиосвязи и охранного мониторинга.

Среди всего многообразия AP наиболее простыми (в отношении как конструкций, так и понимания принципов действия) и распространенными являются линейные и плоские решетки. Поэтому далее рассматриваются свойства именно этих решеток.

3.1. Линейные антенные решетки с равноамплитудным возбуждением и линейным изменением фазы токов

Рассмотрим линейную эквидистантную AP из N=2M+1 элементов, расположенных вдоль оси z (образующей ось AP) на равных расстояниях друг от друга (рис. 3.1, а) [2]. Расстояние d между фазовыми центрами элементов принято называть шагом; в случае эквидистантной AP шаг часто называют периодом. Пусть центральный элемент расположен в начале координат, тогда положение *n*-го элемента характеризуется координатами $x_n=0$, $y_n=0$, $z_n=nd$. Число элементов может быть и четным.

Обозначим комплексную амплитуду тока в n-м элементе как $\dot{I}_n = Ie^{-jn\psi}$, т.е. будем считать, что токи во всех элементах имеют одинаковую амплитуду, а фаза тока в каждом элементе отстает от фазы в предыдущем на величину Ψ . Такой закон изменения фазы называется линейным (рис. 3.1, б). Сразу отметим, что создание заданного амплитудно-фазового распределения токов в AP сопряжено с учетом взаимного влияния элементов. Для упрощения будем считать, что токи уже известны с учетом взаимной связи и что ДН элемента при его помещении в AP не изменяется. Если в качестве элементов AP выбрать изотропные излучатели, то при расчетах ДН AP можно будет учитывать только множитель системы.

Как показано в разд. 1.6, с учетом разности расстояний до точки наблюдения в дальней зоне $P(r, \theta, \varphi)$ от центрального и произвольно взятого элемента множитель системы для любой компоненты вектора *E* в дальней зоне описывается выражением (ток *I* опущен как постоянный множитель) [2]

$$\dot{f}_c(\theta,\varphi) = \dot{f}_c(\theta) = \sum_{n=1}^N e^{jn(kd\cos\theta - \psi)}.$$
(3.1)

Используя формулу для суммы геометрической прогрессии [11] и вводя угловую переменную $\Delta \Phi = kd \cos \theta - \psi$, после несложных преобразований получаем новое выражение для множителя системы [2]:

$$\dot{f}_{c}(\theta) = \frac{\sin[N(kd\cos\theta - \psi)/2]}{\sin[(kd\cos\theta - \psi)/2]} = \frac{\sin[N\Delta\Phi/2]}{\sin[\Delta\Phi/2]}.$$
(3.2)



Рис. 3.1. Модель линейной эквидистантной АР

Поскольку множитель системы (3.2) оказался чисто действительным, это указывает на то, что фазовая характеристика AP не зависит от направления в пространстве и лишь скачкообразно изменяется на π рад при переходе значений функции (3.2) через нуль. Следовательно, линейная AP с равноамплитудным возбуждением и линейным изменением фазы токов вдоль оси независимо от величины фазового сдвига Ψ токов в соседних элементах излучает сферическую ЭМВ и фазовый центр AP находится в ее середине. Нормированный множитель системы (нормированная амплитудная ДН) описывается выражением

$$F_{c}(\theta) = F_{c}(\Delta \Phi) = \left| \frac{1}{f_{c}(\theta_{r\pi})} \frac{\sin[N\Delta \Phi/2]}{\sin[\Delta \Phi/2]} \right|,$$
(3.3)

где θ_{rn} — значение угла, определяющего направление максимального излучения. Как видно из (3.3), множитель системы — это периодическая функция с периодом $\Delta \Phi = 2\pi$. Из теоремы перемножения ДН следует, что нормированная ДН антенной решетки $F_{AP}(\theta, \varphi)$ определяется как произведение нормированных ДН элемента $F_0(\theta, \varphi)$ и множителя системы $F_c(\theta, \varphi)$: $F_{AP}(\theta, \varphi) = F_0(\theta, \varphi)F_c(\theta, \varphi)$. Тогда $F_{AP}(\Delta \Phi) = F_0(\Delta \Phi)F_c(\Delta \Phi)$ (рис. 3.2) [14].



Рис. 3.2. Формирование ДН АР

Разность $\Delta \Phi = kd \cos \theta - \psi$ определяет фазовый сдвиг полей излучения двух соседних элементов в дальней зоне. Максимальное излучение решетки имеет место в направлениях, в которых $\Delta \Phi = 2\pi m$, m=0; ±1, т.е. когда разность фаз полей излучателей, вызванная разностью расстояний до точки наблюдения, полностью компенсируется разностью фаз токов Ψ :

$$\cos\theta_m = \frac{\Psi}{kd} + m\frac{\lambda}{d},$$

при этом *m* определяет номер направления максимального излучения (номер луча AP).

Поэтому в зависимости от величины и знака фазового сдвига токов Ψ в соседних элементах изменяется направление максимального излучения AP. Соответственно принято рассматривать три режима работы AP:

- нормального излучения (в направлении нормали к оси решетки);

- наклонного излучения (под углом к оси решетки);

- осевого излучения (вдоль оси решетки).

Режим нормального излучения

Режим нормального излучения имеет место при синфазном возбуждении всех элементов решетки, т.е. при $\Psi=0$. Для главного лепестка ДН при m=0

$$\cos\theta_0 = \frac{\Psi}{kd} + m\frac{\lambda}{d} = \frac{\Psi}{kd} = 0.$$

Такая AP, называемая синфазной ($\Psi = 0$), характеризуется тем, что создает наиболее интенсивное излучение в направлениях $\theta_0 = \pi/2$ и $\theta_0 = 3\pi/2$, перпендикулярных линии расположения излучателей — оси AP. В этих направлениях расстояния от каждого излучателя до точек наблюдения в дальней зоне практически равны, поэтому векторы напряженностей полей, создаваемых элементами решетки, будут суммироваться синфазно, обес-

печивая максимальные значения напряженностей (рис. 3.3) [15]. Нормированная ДН АР из изотропных элементов определяется множителем системы, который при $\Psi=0$ имеет вид

$$F_c(\theta) = \frac{\sin[N(kd\cos\theta)/2]}{N\sin[(kd\cos\theta)/2]}.$$
(3.4)

Для синфазной AP важно правильно выбрать шаг *d*. С одной стороны, увеличение шага при фиксированном числе элементов приводит к увеличению длины решетки и к сужению ДН. Но при чрезмерно большом шаге в пространстве появляются направления $\theta \neq 0$, в которых фазовый сдвиг между векторами напряженностей полей соседних элементов решетки достигает величины 2π . В этих направлениях напряженности полей суммируются и в ДН появляются дополнительные главные максимумы, что ведет к ухудшению направленных свойств AP.



Рис. 3.3. Пространственная ДН линейной изотропных излучателей АР в режиме нормального излучения

Для исключения появления в ДН синфазной АР из изотропных элементов дополнительных главных максимумов шаг решетки следует выбирать меньшим, чем длина волны, т.е. из условия [2]

 $d < \lambda_0$.

(3.5)

Направления, в которых излучения нет, определяются из условия [2] $u = N(kd \cos \theta_{0m})/2 = \pm m\pi$, m = 1, 2, ..., соответственно,

$$\cos\theta_{0m} = \pm \frac{m\lambda}{Nd}.$$
(3.6)

Отметим, что если $Nd \le \lambda_0$, в ДН не будет направлений нулевого излучения.

Ширина ДН зависит от отношения длины волны и длины решетки. Поэтому, чем больше длина АР, тем уже получается ДН.

При синфазном возбуждении ДН оказывается симметричной относительно нормали к оси AP; для решеток с $Nd >> \lambda_0$ (обычно уже при $Nd \ge 3\lambda_0$) ширина ДН по уровням нулевой и половинной мощностей излучения определяется следующими выражениями [2]:

$$\theta_{0,0} \approx \frac{2\lambda_0}{Nd} \approx 115^{\circ} \frac{\lambda_0}{Nd}; \ \theta_{0,5} \approx \frac{0.89\lambda_0}{Nd} \approx 51^{\circ} \frac{\lambda_0}{Nd} \ . \tag{3.7}$$

Направления максимумов боковых лепестков ДН для решеток с $Nd >> \lambda_0$ определяются выражением [2]

$$\cos \theta_{\max m} = \pm \frac{(2m+1)\lambda}{2Nd}, \quad m = 1, 2, ...,$$
 (3.8)

а УБЛ оценивается с помощью выражения [2]

$$\xi_m = \frac{1}{N \left| \sin\left(\frac{(2m+1)\pi}{2N}\right) \right|}.$$
(3.9)

Наибольший уровень имеют первые боковые лепестки (БЛ) с m=1; по мере возрастания номеров УБЛ сначала снижается, затем возрастает. Для исключения возможности возрастания УБЛ шаг решетки должен удовлетворять еще более жесткому условию, чем (3.5) [2]:

$$d \le \frac{\lambda_0}{2} \,. \tag{3.10}$$

Расчет по (3.9) показывает, что наибольший уровень в ДН имеет первый БЛ $\xi_1 = 0,21$ (-13,3 дБ). При этом надо иметь в виду, что УБЛ не зависит от числа элементов *N* в AP.

На рис. 3.4 приведена серия расчетных ДН четырехэлементной АР при последовательном увеличении шага решетки от $d = \frac{\lambda_0}{2}$ до $d = 2\lambda_0$. Из представленных ДН отчетливо видно, что увеличение шага решетки (и, соответственно, длины *Nd* при фиксированной длине волны) приводит, с одной стороны, к сужению ДН, но с другой — к возникновению дополнительных главных лепестков в ДН. Рис. 3.5 иллюстрирует сужение ДН при увеличении длины АР за счет увеличения числа элементов при постоянном шаге.



Рис. 3.4. ДН линейной АР при различных значениях шага



Режим наклонного излучения

Режим наклонного излучения возникает при несинфазном возбуждении всех элементов решетки, когда фазовый сдвиг токов в соседних элементах AP оказывается в пределах $0 < \Psi < kd$ [2].

В этом режиме направления максимального излучения решетки из изотропных элементов отклоняются от нормали к оси AP, причем на такой угол, при котором разность расстояний до точки наблюдения в дальней зоне компенсируется сдвигом фаз токов в соседних элементах. Это происходит, когда полная разность фаз полей в точке наблюдения $\Delta \Phi = kd \cos \theta - \Psi = 0$, следовательно, направления максимального излучения определяются выражением

$$\cos\theta_m = \frac{\Psi}{kd} \,. \tag{3.11}$$

Это выражение показывает, что по мере возрастания Ψ от 0 до значения kd направления максимального излучения отклоняются от нормали к оси решетки и прижимаются к оси. Надо отметить, что направление максимального излучения всегда отклоняется в сторону отставания фазы токов (или, иначе говоря, нарастания фазового сдвига вдоль оси). Этот эффект имеет исключительно важное значение для построения AP с немеханическим сканированием ДН, в частности фазированных антенных решеток. Выражение для нормированной ДН в плоскости, проходящей через ось AP из изотропных элементов применительно к режиму наклонного излучения, имеет вид

$$F_c(\theta, \varphi) = \left| \frac{\sin[N(kd\cos\theta - \psi)/2]]}{N\sin[(kd\cos\theta - \psi)/2]} \right|.$$
(3.12)

Направления нулевого излучения характеризуются углами θ_{0m} , при которых $\sin[N(kd\cos\theta_{0m}-\psi)/2]=0$, т.е. $N(kd\cos\theta_{0m}-\psi)/2=\pm m\pi$, следовательно,

$$\cos\theta_{0m} = \frac{\Psi}{kd} \pm \frac{m\lambda_0}{Nd} \,. \tag{3.13}$$

В режиме наклонного излучения ДН становится несимметричной относительно направления максимального излучения θ_{rn} , хотя при небольших углах отклонения ДН от нормали к оси AP и $Nd >> \lambda_0$ степень асимметрии невелика. В этом случае ширина ДН по уровням нулевой и половинной мощности определяется приближенными выражениями [2]
$$\theta_{0,0} \approx \frac{2\lambda_0}{Nd\sin\theta_{rn}} \approx 115^\circ \frac{\lambda_0}{Nd\sin\theta_{rn}}; \ \theta_{0,5} \approx \frac{0.89\lambda_0}{Nd\sin\theta_{rn}} \approx 51^\circ \frac{\lambda_0}{Nd\sin\theta_{rn}} \ . \tag{3.14}$$

Таким образом, с увеличением отклонения ДН от нормали к оси AP главный лепесток ДН расширяется по сравнению с режимом синфазного возбуждения в $1/\sin\theta_{\rm rn}$ раз.

Направления максимумов боковых лепестков ДН для решеток с $Nd >> \lambda_0$ определяются выражением [2]

$$\cos\theta_{\max m} = \frac{\Psi}{kd} \pm \frac{(2m+1)\lambda}{2Nd}, \ m = 1, 2, ...,$$
 (3.15)

УБЛ оценивается с помощью выражения (3.9).

Как и для режима нормального излучения, для режима наклонного излучения необходимо правильно выбрать такой шаг решетки, при котором в ДН не возникали бы дополнительные главные максимумы. Это возможно в таких угловых направлениях θ_{don} , в которых $kd \cos \theta_{don} - \psi = \pm 2\pi$; знак плюс соответствует появлению дополнительного главного

максимума в области $\theta < \theta_{23}$, а минус — в области $\theta > \theta_{23}$. Введем параметр $\gamma = \frac{\Psi}{kd}$, тогда

$$\theta_{\rm gon} = \gamma \pm \frac{\lambda_0}{d} \,. \tag{3.16}$$

Формально, чтобы не возникали дополнительные главные максимумы, необходимо, чтобы угловые направления θ_{don} соответствовали области мнимых углов, следовательно, значение модуля правой части (3.16) должно превышать 1. Это условие приводит к следующему требованию к шагу АР [2]:

$$d \le \frac{\lambda_0}{1+\gamma} = \frac{\lambda_0}{1+\cos\theta_{\scriptscriptstyle \Gamma\Pi}} \,. \tag{3.17}$$

Если дополнительно к (3.17) учесть условие снижения УБЛ при отклонении от направления главного максимума ДН, то шаг АР должен отвечать еще более строгому требованию [2]

$$d \le \frac{\lambda_0}{2(1+\cos\theta_{\rm rn})}.\tag{3.18}$$

На рис. 3.6, а—в приведены примеры нормированных ДН линейной AP из семи изотропных элементов с шагом $d = \frac{\lambda_0}{2}$, рассчитанных по (3.12) при фазовых сдвигах токов в соседних элементах $\Psi=\pi/6$; $\pi/3$ и 0,85 π . Видно, что с увеличением Ψ ГЛ ДН все сильнее отклоняются от нормали к оси AP, постепенно расширяясь и сливаясь в один — при $\Psi=kd$ AP переходит в режим осевого излучения, соответствующая ДН приведена на рис. 3.6, г.



излучения (г)

Режим осевого излучения

Режим осевого излучения линейной АР возникает при фазовом сдвиге токов в соседних элементах $\Psi \ge kd$ [2]. При граничном значении $\Psi = kd$ синфазное сложение напряженностей полей всех элементов происходит в направлении оси AP — при $\theta_{2n}=0$ (рис. 3.6, г). При $\Psi > kd$ в выражении (3.11) $\cos \theta_m = \cos \theta_{2n} > 1$, что свидетельствует о том, что в пространстве нет направлений синфазного суммирования напряженностей полей излучения элементов AP. Лишь в осевом направлении фазовый сдвиг полей элементов AP $\Delta \Phi = kd \cos \theta - \Psi = \Delta \Phi_{\min}$, поэтому именно в этом направлении формируется ГЛ ДН АР. При увеличении Ψ и достижении критического значения $\Psi_{\kappa p} = kd + 2\pi / N$ излучение вдоль оси прекращается. Нормированная ДН может быть рассчитана по (3.3) с учетом того, что в режиме осевого излучения в направлении ГЛ ДН

$$f_{c}(\theta_{r\pi}) = \frac{\sin[N(kd - \psi)/2]}{\sin[(kd - \psi)/2]}.$$
(3.19)

Интересно, что в интервале значений фазовых сдвигов токов $kd < \Psi < \Psi_{\kappa p}$ при постоянной длине AP Nd увеличение Ψ приводит к сужению ГЛ ДН и возрастанию УБЛ [2]. В режиме осевого излучения ДН симметрична относительно направления $\theta_{23}=0$. Угловые направления максимумов БЛ определяются выражением (3.15), однако УБЛ с ростом их номеров возрастает [2—5]. Все это приводит к тому, что с увеличением Ψ сначала сужается ГД ДН, за счет чего КНД AP возрастает и достигает максимума в оптимальном режиме при $\Psi = \Psi_{onm}$; далее из-за увеличения УБЛ КНД снижается. Ширина ДН AP осевого излучения в оптимальном режиме определяется выражениями [2]

$$\theta_{0,0} \approx 118^{\circ} \sqrt{\frac{\lambda_0}{Nd}}; \ \theta_{0,5} \approx 61^{\circ} \sqrt{\frac{\lambda_0}{Nd}} \ .$$
(3.20)

УБЛ (определяется по наиболее интенсивному первому БЛ) в оптимальном режиме $\xi_1 = 0.33$ (-10 дБ).

Существование единственного главного максимума в ДН и убывание УБЛ с ростом их номера в режиме осевого излучения АР обеспечиваются при условии [2]

$$d \le \frac{\lambda_0}{2(1+\gamma)}.\tag{3.21}$$

На практике часто используют AP с последовательным возбуждением излучающих элементов волной, бегущей по питающей линии передачи, распространяющейся вдоль оси решетки с фазовой скоростью v_{ϕ} . В этом случае фазовый сдвиг токов (полей), возбуждающих соседние элементы, представляется как $\Psi = \beta d$, где $\beta = kp$ — коэффициент фазы; $p = c/v_{\phi}$ — коэффициент замедления; с — скорость света в свободном пространстве. Таким образом, коэффициент замедления $p = \gamma = \frac{\Psi}{kd}$. Такие AP получили название *антенн бегущей волны (AБB)*. Все полученные выше формулы можно использовать и для AБB, подставив в них $\Psi = kdp$. Так, для расчета множителя системы ДН AБB пользуются выражением [2]

$$F_{c}(\theta) = \left| \frac{1}{f_{c}(\theta_{\text{fr}})} \frac{\sin[Nkd(\cos\theta - p)/2]}{\sin[kd(\cos\theta - p)/2]} \right|,$$
(3.22)

причем при замедлениях $0 \le p < 1$ $f_c(\theta_{rn}) = N$. При замедлениях $p \ge l$ для расчета $f_c(\theta_{rn})$ пользуются выражением (3.18). Нетрудно заметить, что режим нормального излучения реализуется в АБВ с бесконечной v_{ϕ} (p=0), т.е. фактически в *антенне стоячей волны*. Режим наклонного излучения обеспечивается в АБВ с быстрой волной (p<1), причем ГЛ ДН наклонен в сторону распространения возбуждающей волны. Для получения осевого излучения АБВ возбуждается медленной волной ($p \ge l$).

Напомним, что все результаты данного раздела получены для линейных AP из изотропных элементов. Для построения реальных AP обычно используются излучающие элементы, создающие максимальное излучение в том же направлении, в котором должна наиболее интенсивно излучать разрабатываемая AP.

3.2. Влияние неравномерности амплитудного распределения на направленность излучения линейных антенных решеток

Как показал анализ направленных свойств АР с равноамплитудным возбуждением элементов, УБЛ ДН в режиме нормального излучения (-13,2 дБ) слишком высок для ряда практических применений АР. При этом было обнаружено, что основной вклад в формиро-

вание побочного излучения АР и БЛ ДН вносят крайние элементы решетки. Поэтому разумно предположить, что УБЛ можно снизить при использовании спадающего к краям АР распределения амплитуд токов. Вместе с тем такое распределение токов вызывает расширение ГЛ ДН по сравнению с ДН равноамплитудной АР той же длины. На сегодняшний день предложено и исследовано множество различных законов амплитудного распределения токов, обеспечивающих снижение УБЛ до заданных значений [2—5, 9—14]. Классическим примером служит так называемое косинусоидальное распределение, широко используемое во многих антеннах и обеспечивающее снижение уровня первых боковых лепестков до значения $\xi_1 = 0,066$ (-23 дБ). Анализ линейных синфазных АР с косинусоидальным амплитудным распределением показывает, что за снижение УБЛ приходится расплачиваться увеличением ширины ДН до значений [2—5, 9—14]:

$$\theta_{0,0} \approx 172^{\circ} \frac{\lambda_0}{Nd}; \ \theta_{0,5} \approx 51^{\circ} \frac{\lambda_0}{Nd \sin \theta_{\scriptscriptstyle \Gamma\Pi}}$$
(3.23)

Более существенное снижение УБЛ достигается при амплитудном распределении, резко спадающем к краям решетки, но при этом сильнее расширяется ГЛ ДН. Напротив, увеличение амплитуды токов в крайних излучателях АР влечет за собой значительный рост УБЛ и обычно не используется. В последующих разделах пособия свойства излучающих систем с различными амплитудными распределениями будут рассмотрены более подробно. Отметим только, что для антенных решеток можно пользоваться данными, полученными для непрерывных линейных излучателей той же длины L=Nd.

Все полученные выше результаты анализа ДН равноамплитудных AP из изотропных элементов, характерные для режима наклонного излучения, остаются справделивыми и в случае решеток с неравномерным амплитудным распределением токов.

3.3. Влияние фазовых искажений на ДН линейной антенной решетки

Реальное фазовое распределение токов в линейной АР может отличаться от требуемого, в частности из-за неточностей изготовления или по другим причинам. Возникающие фазовые ошибки могут быть систематическими или случайными [3—5, 14]. Анализируя влияние систематических ошибок на направленные свойства АР, обычно рассматривают линейные, квадратичные и кубические ошибки, соответственно пропорциональные первой, второй или третьей степени номера излучающего элемента в АР [2]:

$$\partial \Psi = e^{\left[j\Psi_{\max i} \frac{2n}{(N-1)}\right]^{i}},$$

где Ψ_{maxi} — максимальные величины фазовых ошибок на краях AP по отношению к центральному элементу, *i*=1; 2; 3.

В случае исходного линейного фазового распределения и линейных фазовых ошибок независимо от вида амплитудного распределения происходит отклонение направления максимального излучения от исходного [2—5, 9—14]. Новое направление максимума ГЛ ДН будет определяться фазовым сдвигом токов с учетом ошибки, т.е. величиной $\psi - \delta \Psi$.

В случае квадратичных фазовых ошибок обычно имеет место расширение ГЛ ДН, рост УБЛ и пропадание нулей в ДН (так называемое «заплывание» нулей) [2—5, 9—14].

Влияние на ДН АР кубических фазовых ошибок в первом приближении аналогично влиянию линейных ошибок, т.е. приводит к дополнительному отклонению ГЛ ДН с одновременным возрастанием уровня бокового излучения со стороны, в которую отклоняется направление максимального излучения [2—5, 9—14]. Следует отметить, что искажения формы и паразитные отклонения ГЛ ДН, обусловленные фазовыми ошибками, уменьшаются при использовании спадающих к краям АР амплитудных распределений. Интересно, что

существует класс амплитудно-фазовых распределений (АФР), обеспечивающий существование фазового центра, совпадающего с центром излучающей системы. Это распределения с четной зависимостью амплитуды относительно центра антенны и нечетной (с точностью до константы) зависимостью фазы [2].

3.4. Входное сопротивление излучающего элемента и мощность излучения антенной решетки

Для проектирования системы питания излучателей антенной решетки, обеспечивающей формирование требуемого АФР, необходимо знать входные сопротивления излучателей. В общем случае входное сопротивление излучающего элемента АР является комплексной частотно-зависимой величиной. Причем входное сопротивление излучателя в составе решетки определяется не только его конструкцией, но и взаимным влиянием соседних элементов. Взаимное влияние же зависит от положения элемента в конструкции решетки и от АФР возбуждающих токов.

Рассмотрим систему, состоящую из N близкорасположенных излучателей. Для нее можно записать следующую систему линейных алгебраических уравнений типа уравнений Кирхгофа [2, 5]:

$$U_{1} = I_{1}Z_{11} + I_{2}Z_{12} + \dots + I_{n}Z_{1n},$$

$$U_{2} = I_{1}Z_{12} + I_{2}Z_{22} + \dots + I_{n}Z_{2n},$$

$$\dots$$

$$U_{n} = I_{1}Z_{n1} + I_{2}Z_{n2} + \dots + I_{n}Z_{nn}.$$
(3.24)

Здесь $U_1, U_2, ..., U_n; I_1, I_2, ..., I_n$ — комплексные напряжения и токи на входах элементов решетки; $Z_{11}, Z_{22}, ..., Z_{nn}$ — собственные сопротивления элементов; Z_{12} — взаимное сопротивление между 1-м и 2-м элементами; Z_{13} — взаимное сопротивление между 1-м и 3-м элементами и т.д. Собственное сопротивление каждого элемента равно его входному сопротивлению в режиме, когда остальные элементы не возбуждены, т.е. токи на их входах равны нулю.

Записав отношение U_1/I_1 в первом из уравнений системы (3.24), получим значение эквивалентного входного сопротивления 1-го элемента:

$$Z_{1} = \frac{U_{1}}{I_{1}} = Z_{11} + \frac{I_{2}}{I_{1}} Z_{12} + \dots + \frac{I_{n}}{I_{1}} Z_{1n}.$$
(3.25)

Аналогичные выражения могут быть получены и для других элементов AP. Полное входное комплексное сопротивление элемента можно представить в виде суммы собственного сопротивления Z_{11} и сопротивления Z_{6H1} , вносимого (наведенного) остальными элементами [2—5]:

$$Z_{1} = Z_{11} + Z_{6H1} = Z_{11} + Z_{6H12} + Z_{6H13} + \dots + Z_{6H1N},$$

где $Z_{6H12} = \frac{I_{2}}{I_{1}} Z_{12}; Z_{6H13} = \frac{I_{3}}{I_{1}} Z_{13}; Z_{6H1N} = \frac{I_{n}}{I_{1}} Z_{1n}$ — вносимые (наведенные) conpomue-

ления.

При равенстве токов каждое *вносимое (наведенное)* сопротивление становится равным *взаимному* [2—5].

Например, $Z_{{}_{6\!H12}} = Z_{12}$ при $I_2 = I_1$, а при $I_3 = I_1$ $Z_{{}_{6\!H13}} = Z_{13}$.

Таким образом, взаимным сопротивлением двух элементов можно назвать сопротивление, которое вносится вторым элементом в первый (или наоборот), в случае, когда токи в обоих элементах одинаковы по амплитуде и фазе.

Из системы уравнений (3.24) видно, что при заданных напряжениях на входах элементов и известных значениях собственных и взаимных сопротивлений могут быть определены все токи элементов. Если же токи элементов определены или заданы заранее, тогда с помощью выражений (3.25) могут быть найдены полные комплексные сопротивления элементов АР. Взаимные сопротивления элементов АР можно найти с использованием метода наведенных ЭДС [2, 11], в соответствии с которым для АР из N элементов входное сопротивление каждого элемента рассчитывается аналогично (3.25):

$$Z_{\rm BXn} = R_{\rm BXn} + jX_{\rm BXn} = Z_{\rm nn} + \left[\sum_{m=-M}^{M} Z_{mn{\rm HaB}}\right], \qquad (3.26)$$

где Z_{nn} — собственное входное сопротивление *n*-го элемента, $Z_{mnнав}$ — наведенное сопротивление, отнесенное к току на входе *n*-го элемента. Штрих при знаке суммы в (3.26) символизирует исключение из суммирования члена с номером m=n. На практике часто в качестве $Z_{mnнав}$ принимают значения наведенных сопротивлений, возникающих вследствие взаимодействия элементов только с номерами *m* и *n* без учета всех других элементов.

Мощность излучения AP в частном случае отсутствия потерь представляет собой сумму мощностей излучений входящих в состав AP элементов [2, 11]:

$$P_{\Sigma AP} = \sum_{n=-M}^{M} P_{\Sigma n} = \sum_{n=-M}^{M} \left| \dot{I}_{0n} \right|^2 \frac{R_{\text{BX}n}}{2} .$$
(3.27)

3.5. КНД линейных антенных решеток

КНД линейной АР может быть вычислен по ее известной ДН, в частности, по формуле (2.9). В случае АР достаточно большой длины ДН зависит, главным образом, от множителя системы. В [2] приведена методика расчета КНД в направлении максимального излучения для АР с произвольным амплитудным и линейным фазовым распределениями. Как показывают результаты расчетов КНД по данной методике, в случае равноамплитудной синфазной АР при любом числе излучающих элементов максимальный КНД достигается при шаге решетки $d\approx 0,9\lambda_0$. При увеличении шага решетки КНД снижается из-за возникновения дополнительных направлений максимального излучения (соответственно, дополнительных ГЛ в ДН решетки). В случае длинных решеток с $L\approx Nd$ для получения максимального КНД все же лучше выбрать шаг $d=0,5\lambda_0$, при котором исключается возрастание УБЛ с ростом их номеров. При таком шаге решетки, как показано в [2], максимальный КНД АР $D_0=N.$ (3.28)

Для длинных решеток
$$N \approx L/d$$
, поэтому
 $D_0 = 2L/\lambda_{-0}$. (3.29)

В режиме осевого излучения при $\Psi = kd$ и $d=0,25\lambda_0$ КНД так же равен N, но за счет вдвое меньшего шага АР

 $D = N \approx L/d = 4L/\lambda_{-0}$.

(3.30)

При дальнейшем увеличении фазового сдвига токов в соседних излучателях AP $\Psi > kd$ КНД сначала растет, затем резко падает. В случае длинных AP, работающих в оптимальном режиме [2],

$$\left(\frac{\Psi}{kd}\right)_{\rm ourr} = 1 + \frac{2.94}{Nkd},\tag{3.31}$$

достигается максимальный КНД [2]

$$D = 1,82N \approx 1,82L/d = 7,2L/\lambda_{-0}.$$
(3.32)

Для АБВ оптимальный коэффициент замедления определяется аналогично (3.31) [2]:

$$p_{onm} = \left(\frac{c}{v_{\phi}}\right)_{onm} = \gamma_{onm} + \frac{\lambda_0}{2L} .$$
(3.33)

Получим выражения для расчета КНД АР при амплитудных распределениях, спадающих к ее краям. Для синфазной решетки в режиме нормального излучения при $d=0,5\lambda_0$ [2]

$$D = \left(\sum_{n=-M}^{M} I_{n}\right)^{2} / \sum_{n=-M}^{M} I_{n}^{2}, \qquad (3.34)$$

тогда с учетом (3.26) можно записать выражение для коэффициента использования v линейной AP [2]:

$$\nu = D/D_0 = \left(\sum_{n=-M}^{M} I_n\right)^2 / \left(N\sum_{n=-M}^{M} I_n^2\right) \le 1,$$
(3.35)

где I_n — амплитуды токов в излучателях.

Так, для косинусоидального амплитудного распределения и синфазного режима для длинных AP v=0,81.

В целом линейные равноамплитудные AP в режиме нормального излучения имеют наибольший КНД по сравнению с другими вариантами амплитудных распределений. В режиме осевого излучения, напротив, больший КНД имеют AP с неравномерным амплитудным распределением, спадающим к краям решетки. В теории антенн известен эффект сверхнаправленности, который, однако, практически нереализуем из-за очень больших требуемых значенийамплитуд токов в излучателях. Погрешности в реализации заданных фазовых распределений, а именно квадратичные и кубические фазовые ошибки, приводят к снижению КНД AP.

3.6. Понятие о непрерывном излучателе

Для анализа и проектирования многих антенн (например, однопроводных АБВ, ромбических антенн, апертурных антенн) часто пользуются теорией непрерывного линейного излучателя с непрерывным АФР возбуждающего тока вида $\dot{I}(z) = I(z)e^{j\Psi(z)}$.

В рамках упрощенного подхода к расчету множителя системы непрерывного излучателя длиной L последний рассматривают как предельный случай линейной AP с числом излучателей $N \rightarrow \infty$ и шагом $d \rightarrow 0$, соблюдая равенство L=Nd=const [2]. Функция $\dot{I}(z)$ в принципе может характеризовать реальный электрический ток, фиктивный магнитный ток или некий эквивалентный излучатель. С принятыми допущениями ДН такого излучателя можно найти с использованием теоремы перемножения характеристик направленности с учетом ДН элемента тока. Важным отличием ДН непрерывных линейных излучателей при любых АФР возбуждающих токов от ДН дискретных AP является то, что в них не возникают дополнительные главные лепестки, т.к. $d \rightarrow 0$. В таблице [2] приведены выражения для множителей системы непрерывных линейных излучателей при различных законах распределения амплитуды и соответствующие параметры ДН, пригодные для расчета синфазных излучающих систем. Эти выражения подходят и для анализа ДН АР с малыми значениями шага решетки, в области главного и первых боковых лепестков. Коэффициент использования непрерывного линейного излучателя определяется выражением (справедливым для антенн, не являющихся «сверхнаправленными») [2, 4, 14]

$$\nu = D/D_0 = \left(\int_{-L/2}^{L/2} I(z)dz\right)^2 / \left(L\int_{-L/2}^{L/2} I^2(z)dz\right) \le 1 .$$
(3.36)

Линейный закон изменения фазы в непрерывном линейном излучателе (АБВ) обеспечивается путем его возбуждения бегущей волной тока с фазовой скоростью v. Рассмотрим провод длиной L, ток в котором изменяется по закону бегущей волны. Пренебрегая затуханием, запишем, что комплексная амплитуда тока изменяется вдоль провода по закону $I(z) = I_0 exp[-jk(c/v)z]$, где I_0 — амплитуда тока в начале провода; z — текущая координата [2].

На основании теоремы перемножения характеристик направленности нормированная ДН излучателя имеет вид [2]

$$F(\theta) = \left| \sin \theta \sin \left[(kL/2)(c/v - \cos \theta) \right] / \left[(kL/2)(c/v - \cos \theta) \right] \right|$$
(3.37)

где *sin* θ — характеристика направленности элемента провода.

Множитель системы выражения (3.35) максимален при $\theta = 0^{\circ}$ (если v=c). Однако результирующее поле провода в направлении его оси $\theta = 0^{\circ}$ равно нулю, так как *sin* θ в формуле (3.35) обращается в ноль. Физически это объясняется тем, что элемент тока — элементарный электрический вибратор не излучает вдоль своей оси. Так как множитель системы максимален в направлении оси провода (в этом направлении происходит сложение полей отдельных элементов провода), а характеристика направленности элемента провода максимальна в направлении, перпендикулярном оси провода ($\theta = 90^{\circ}$), то результирующее поле оказывается максимальным в некотором промежуточном направлении, составляющем угол θ_{max} (меньший 90°) с осью провода. Очевидно, что таких направлений имеется два (в первом и в четвертом квадрантах). При большой относительной длине провода L/λ ДН имеет главный максимум, когда максимален числитель множителя системы (первый максимум).

Таблица

имплитудных распределенних токов												
Ампли-	Множитель си-	Ши	Ши-	Ур	Ко-							
тудное распре-	стемы $F_c(u)$,	рина ГЛ	рина ГЛ	овень	эффициент							
деление тока	kl and l	ДН $F_c(u)$	ДН $F_c(u)$	первого	использо-							
по длине излу-	$u = \frac{1}{2}\cos\theta$	по уровню	по уровню	бокового	вания дли-							
чателя	_	нулевой	половинной	лепестка	ны излуча-							
I(z)		мощности	мощности	ДН $F_c(u)$,	теля							
				,дБ	v=D/							
					D_{0}							
I(z) = 1	$\sin u / u$	115	51°λ/	-13	1							
		° λ/L	L	,2								
	$\pi^2 \cos u$	172	68,8°	-23	0,81							
		01/1	1 / T									

Свойства множителей системы непрерывных линейных излучателей при различных амплитулных распределениях токов

$\cos^2(\pi z /$	$\pi^2 \frac{\sin u}{\sqrt{2}}$	2°1/I	229)/I	<i>83,1°</i>	-32	7	0,66
	$u(\pi^2-u^2)$,2 N/L		Λ/L			/	
1 - 4(1 - 4)	$\frac{3}{2+\Delta} \left[\Delta \frac{\sin u}{u} - \right]$							
	$-2(1-\Delta)\frac{\cos u}{u^2}+$							
$\Delta = 0.8$	$+2(1-\Delta)\frac{\sin u}{u^3}$	5°2/L	121	λ/L	52,7°	-15	4	0,99
$\Delta = 0, 5$ $\Delta = 0$,0 10 L	130	70 L	55,6°	-17	ľ	0,97
		,6°λ/L	115	λ/L	11502	,1 	0	0 88
		° λ/L	110	/L	110 %	,6	3	0,00
$\Delta + (1 - \Delta$	$\frac{1}{(1-\Delta)\frac{2}{\pi}} \bigg[\Delta \frac{\sin u}{u} \bigg]$							
	$+\frac{\pi}{(1-\Lambda)}$		132		55,6°	-17		0,96
$\Delta = 0.5$	$2^{(-1)}(\pi/2)^2$,4°λ/L	113	λ/L	5 <i>8 1</i> °	,6 _20	6	0.03
		,8°λ/L	175	λ/L	50,7	,0	5	0,75
		102/1	162	λ/I	<i>63,0</i> °	-22	1	0,87
$1 - (2\pi/I)$	$\langle \rangle$,1 7012	229	N/L	73 4°	, , 26	4	0.75
1 - (22/L)	$\left(\frac{\sin\frac{u}{2}}{\frac{u}{2}}\right)^2$,2°λ/L	449	λ/L	75,7	,4		0,70
$\sqrt{1 - (2z/z)}$	$\Lambda_1(u)$		139		58,9°	-17		0,92
v - (/		,6°λ/L		λ/L		,6	5	



Рис. 3.7. Провод с бегущей волной тока и его ДН

Поэтому угол максимального излучения приближенно определяется выражением [2] $\cos \theta_{max} = 1 - \lambda_0 / 2L.$ (3.38)

Чем больше относительная (электрическая) длина провода L/λ_0 , тем меньше угол θ_{max} , т.е. тем сильнее направление максимального излучения прижато к оси провода. Чем больше L/λ_0 , тем уже ГЛ ДН, но тем больше количество и уровень боковых лепестков. ГЛ ДН наклонены в сторону движения волны в проводе (рис. 3.7), т.е. пространственная ДН имеет вид конуса. Вследствие наличия двух направлений максимального излучения (в одной плоскости) одиночный провод с бегущей волной тока нецелесообразно применять в качестве антенны. Однако в антенной технике с успехом применяются различные комбинации из таких проводов, обладающие достаточно хорошими направленными свойствами (например, ромбические антенны).

3.7. Плоские антенные решетки

Для получения остронаправленного излучения с узкой пространственной ДН используются плоские антенные решетки (ПАР). Раскрыв ПАР может иметь произвольную форму, но на практике наиболее часто применяются ПАР с прямоугольным, гексагональным и круглым раскрывами. Излучающие элементы ПАР обычно располагают в узлах прямоугольной или треугольной (гексагональной) сетки (рис. 3.8, а) [2].



Рис 3.8. Размещение элементов в ПАР

б

Для анализа направленных свойств ПАР (рис. 3.8, б) воспользуемся общим выражением для множителя системы [2, 5]

$$\dot{f}(\theta,\varphi) = \dot{f}_0(\theta,\varphi) \left[\sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{jk(x_n \sin\theta\cos\varphi + y_n \sin\theta\sin\varphi + z_n \cos\theta)} \right] = \dot{f}_0(\theta,\varphi) \dot{f}_c(\theta,\varphi) \,.$$

Рассмотрим ПАР с прямоугольным раскрывом из изотропных излучателей, расположенных в узлах прямоугольной сетки с центром в начале координат (рис. 3.8, б) Примем, что ПАР состоит из $N_y = 2M_y + 1$ рядов излучателей, параллельных оси y, с расстоянием между рядами d_y . Каждый ряд составлен из $N_x = 2M_x + 1$ излучателей с шагом d_x . Определим координаты излучателей в плоскости раскрыва как $x_n = n_x d_x$ ($-M_x \le n_x \le +M_x$) и $y_n = n_y d_y$ ($-M_y \le n_y \le +M_y$). Тогда множитель системы преобразуется к виду [2]

$$\dot{f}_{\mathcal{C}}(\theta,\varphi) = \sum_{-M_{\mathcal{X}}}^{M_{\mathcal{X}}} \sum_{-M_{\mathcal{Y}}}^{M_{\mathcal{Y}}} \dot{I}_{n} e^{jk(x_{n}\sin\theta\cos\varphi + y_{n}\sin\theta\sin\varphi)}.$$
(3.39)

Для анализа направленных свойств ПАР удобно выбрать реализуемое на практике разделяющееся АФР тока в виде произведения двух функций, зависящих только от x и только от y [2]:

$$\dot{I}(n) = I\dot{f}(n_x)\dot{f}(n_y).$$
 (3.40)

При равноамплитудном возбуждении и линейных законах изменения фаз токов в элементах решетки по координатам *x* и *y*

$$\dot{f}(n_{\chi}) = e^{-jn_{\chi}\Psi_{\chi}}, \qquad (3.41)$$

$$\dot{f}(n_y) = e^{-jn_y \Psi_y}$$
. (3.42)

При этих условиях для произвольной плоскости (φ =*const*), проходящей через нормаль к плоскости раскрыва ПАР множитель системы запишется в виде

$$f_{\mathcal{C}}(\theta,\varphi) = \frac{\left| \frac{\sin\left[\frac{N_{X}}{2} (kd_{X}\sin\theta\cos\varphi - \Psi_{X})\right]}{\sin\left[\frac{1}{2} (kd_{X}\sin\theta\cos\varphi - \Psi_{X})\right]} \right| \frac{\sin\left[\frac{N_{Y}}{2} (kd_{Y}\sin\theta\sin\varphi - \Psi_{Y})\right]}{\sin\left[\frac{1}{2} (kd_{Y}\sin\theta\sin\varphi - \Psi_{Y})\right]}.$$
 (3.43)

Легко убедиться, что каждый из сомножителей в (3.41) есть не что иное, как множитель системы линейной AP, вытянутой вдоль осей *x* и *y* с AФP вида (3.41) и (3.42). Сказанное справедливо для любых распределений возбуждающего элементы ПAP тока, характеризуемого функциями, разделяющимися по координатам *x* и *y*.

В случае синфазной ПАР фазовые сдвиги токов в соседних по осям x и y элементах $\Psi_x = \Psi_y = 0$ и, как следует из (3.43), максимальное излучение ПАР происходит по нормали к плоскости ее раскрыва (рис. 3.9) [15].

В случае линейного фазового распределения при $\Psi_x < kd_x$ и $\Psi_y < kd_y$ направление $(\theta_{2n}, \varphi_{2n})$ максимального излучения (максимума ГД ДН) рассчитывается из условий обращения в ноль числителей сомножителей в (3.41):

$$\sin\theta_{2\pi}\cos\varphi_{2\pi} = \frac{\Psi_x}{kd_x}, \quad \sin\theta_{2\pi}\sin\varphi_{2\pi} = \frac{\Psi_y}{kd_y}, \quad (3.44)$$

в результате чего получаются важные соотношения, позволяющие по заданным углам ориентации ДН ПАР рассчитать требуемые фазовые сдвиги токов в излучателях или решить обратную задачу [2]:

$$tg\varphi_{2\pi} = \frac{\Psi_y d_x}{\Psi_x d_y}, \quad \sin^2 \theta_{2\pi} = \left(\frac{\Psi_x}{kd_x}\right)^2 + \left(\frac{\Psi_y}{kd_y}\right)^2.$$
(3.45)

Выражения (3.43), справедливые для любого амплитудного распределения, используются в теории ФАР и являются основными при решении задачи формирования требуемого для сканирования ДН фазового распределения токов в ее элементах.



Рис. 3.9. ДН ПАР из изотропных излучателей: без рефлектора (а); с рефлектором (б)

Для обеспечения отсутствия дополнительных ГЛ в ДН при ее отклонении от нормали к плоскости раскрыва в процессе сканирования значения шага размещения элементов ПАР с прямоугольной сеткой должны удовлетворять условиям [2—5]

$$d_x \le \frac{\lambda_0}{1 + \sin \theta_{\scriptscriptstyle \Gamma \pi}}, \quad d_y \le \frac{\lambda_0}{1 + \sin \theta_{\scriptscriptstyle \Gamma \pi}}, \tag{3.46}$$

для ПАР с гексагональной сеткой размещения элементов — менее жесткому условию [2—5]

$$d \leq \frac{2\lambda_0}{\sqrt{3}(1+\sin\theta_{\rm rn})}.$$
(3.47)

КНД синфазной ПАР с прямоугольным раскрывом, составленным из однонаправленных излучателей определяется выражением [2]

$$D \approx \pi D_x D_y, \tag{3.48}$$

где D_x, D_y — КНД эквивалентных линейных АР, параллельных осям x и y. Если размеры раскрыва обозначить как L_x, L_y , то для решеток с $d_x = d_y = \lambda_0/2$ в итоге получается следующее выражение [2]:

$$D \approx \pi \frac{\nu_x 2L_x}{\lambda_0} \frac{\nu_y 2L_y}{\lambda_0} = 4\pi \frac{\nu_A S}{\lambda_0^2}, \qquad (3.49)$$

где $v_A = v_x v_y$ — результирующий КИП, $S = L_x L_y$ — площадь раскрыва, занимаемая элементами ПАР.

В режиме сканирования ДН или при ее фиксированном отклонении от нормали на угол $\theta_{\rm rn}$ ГЛ ДН расширяется, что приводит к снижению КНД [2—5]:

$$D \approx 4\pi \frac{\nu_A S \cos \theta_{\rm rn}}{\lambda_0^2},\tag{3.50}$$

Возникновение квадратичных или кубических *фазовых искажений* распределения токов в ПАР, как и в линейной решетке, также ведет к снижению КНД.

4. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ. ОСНОВЫ ТЕОРИИ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

Остронаправленное излучение может быть получено не только с помощью антенных решеток, но и апертурных антенн, например рупорных или зеркальных. Отличительной особенностью апертурных антенн является наличие в их конструкции излучающего раскрыва (апертуры). В разд. 1.5 было показано, что анализ свойств ЭМП излучения и расчет диаграмм направленности апертурных антенн можно выполнить таким же способом, как и для антенных решеток — сначала найти амплитудно-фазовое распределение электрического тока в антенне, затем заменить каждый элемент тока ЭЭВ (диполем Герца) и сложить в интересующей точке дальней зоны компоненты полей излучения всех ЭЭВ с учетом амплитуд, фаз и поляризации. С учетом сложности конструкции апертурных антенн такой подход оказывается весьма затруднительным [2].

Гораздо проще использовать описанный в разд. 1 принцип эквивалентности, в соответствии с которым излучение реальных электрических токов, возбуждаемых в антенне рассматривается как излучение эквивалентных электрических и магнитных токов, протекающих по поверхности излучающего раскрыва. Детальный анализ излучения плоских возбужденных поверхностей прямоугольной и круглой формы приведен в ряде работ, в частности в [3, 5, 10]. В рамках данного учебного пособия ограничимся упрощенным рассмотрением этого вопроса, сосредоточив внимание на основных свойствах ЭМП излучения и электрических характеристиках плоских раскрывов.

4.1. Направленные свойства прямоугольного и круглого раскрывов с синфазным и равноамплитудным возбуждением

Рассмотрим важный для практики вариант плоского *прямоугольного раскрыва* с размерами a и b и площадью S (рис. 4.1, a) [2]. Такой раскрыв имеют, например, волноводные излучатели и рупорные антенны.

Будем считать, что источники сторонних токов расположены в области z < 0 и создают плоскую ЭМВ с линейной поляризацией (параллельной оси *y*), падающую на раскрыв из нижнего полупространства. При этом на поверхности раскрыва возникает ЭМП с взаимно перпендикулярными поперечными компонентами $\dot{\vec{E}}_y$ и $\dot{\vec{H}}_x$. На рис. 4.1, а показаны векторы плотностей эквивалентных поверхностных электрического $\dot{\vec{J}}_3 = [\vec{n}_0, \vec{\vec{H}}_x]$ и магнитного токов $\dot{\vec{J}}_{M} = -[\vec{n}_0, \vec{\vec{E}}_y]$. В общем случае как амплитуда, так и фаза возбуждающего поля в произвольной точке раскрыва могут являться функциями координат, т.е.

$$\dot{\vec{E}}(x,y) = \vec{y}_0 E_0 \dot{f}(x,y),$$
(4.1)

где E_0 — амплитуда напряженности возбуждающего поля в центре раскрыва; $\dot{f}_s(x, y) = f_s(x, y)e^{j\Psi(x, y)}$ — комплексная функция, характеризующая амплитудно-фазовое распределение; $f_s(x, y)$ — амплитудное распределение; $\Psi(x, y)$ — фазовое распределение, причем $\Psi(0,0) = 0$. В ряде случаев амплитудное или фазовое распределение могут быть функциями только одной координаты [2].



Рис. 4.1. Плоский прямоугольный раскрыв (а); ДН элемента Гюйгенса (б)

Такую возбужденную поверхность можно представить как совокупность элементарных источников в виде элементов Гюйгенса. Характеристика направленности элемента Гюйгенса одинакова в обеих плоскостях $E(\varphi = \pi/2)$ и $H(\varphi = 0)$ и определяется по формуле $f_0(\theta) = (1 + \cos \theta)$; ДН имеет форму кардиоиды (рис. 4.1, б).

Напомним, что множитель системы не зависит от поляризации. Очевидно, что при значительных размерах раскрыва направленность его излучения в наибольшей степени зависит от множителя системы, роль которого фактически заключается в «устранении» излучения в нижнее полупространство [2, 3, 7].

Допустим, что все точки раскрыва возбуждены полем падающей волны равномерно и синфазно, т.е. $\dot{f}(x, y) = 1$. Воспользуемся выражением для множителя системы:

$$\dot{f}_{\mathcal{C}}(\theta,\varphi) = \int_{S} \dot{f}_{S}(x,y) e^{jk(x_{n}\sin\theta\cos\varphi + y_{n}\sin\theta\sin\varphi)} dxdy =$$
$$= \int_{-a/2-b/2}^{a/2} \dot{f}_{S}(x,y) e^{jk(x_{n}\sin\theta\cos\varphi + y_{n}\sin\theta\sin\varphi)} dxdy$$

В результате интегрирования и нормировки получается выражение для нормированного множителя системы:

$$F_{c}(\theta,\varphi) = \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi} \left|\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi}\right|.$$
(4.2)

Заметим, что это выражение может быть получено и в результате вычисления множителя системы плоской синфазной АР по формуле (3.4), если в нем принять $N_x d_x = a$, $N_y d_y = b$. Как и синфазная плоская АР с равномерным распределением токов в излучателях, плоская аналогичным образом возбужденная поверхность имеет фазовый центр, находящийся в ее центре.

Так как элемент Гюйгенса излучает с максимальной интенсивностью в направлении нормали к своей поверхности, то направления максимумов множителя системы и характеристики направленности источника Гюйгенса совпадают. Поэтому идеальный плоский раскрыв излучает с максимальной интенсивностью в направлении нормали (положительное направление оси z на рис. 4.1, а).

Нормированная ДН прямоугольной излучающей поверхности по напряженности поля может быть получена по теореме перемножения характеристик направленности:

$$\dot{f}(\theta,\varphi) = \dot{f}_0(\theta,\varphi)\dot{f}_c(\theta,\varphi), \quad F(\theta,\varphi) = F_0(\theta,\varphi)F_c(\theta,\varphi),$$

$$F(\theta,\varphi) = \left|\frac{1+\cos\theta}{2}\right| \frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi} \left|\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi}\right|.$$
(4.3)

Отметим, что второй и третий сомножители в (4.3) представляют собой нормированные множители системы для H- и E-плоскостей.

На рис. 4.2 приведен пример нормированной ДН по напряженности поля плоского синфазно и равномерно возбужденного квадратного раскрыва с размерами $a=b=10\lambda_0$. В этом случае ДН в Е- и Н-плоскостях совпадают по форме. Отметим, что наиболее интенсивное побочное излучение имеет место в главных, т.е. Е- и Н-плоскостях. Поэтому для прямоугольных раскрывов обычно ограничиваются исследованием ДН именно в этих двух плоскостях.

При равномерном синфазном возбуждении ДН плоского прямоугольного раскрыва имеет минимальную ширину в Е- и Н-плоскостях, определяемую приближенными выражениями

,

$$\theta_{0,7}^{E} \cong 51^{\circ} \frac{\lambda_{0}}{b} \qquad , \qquad \qquad \theta_{0,7}^{H} \cong 51^{\circ} \frac{\lambda_{0}}{a}$$
(4.4)

причем УБЛ в обеих плоскостях $\xi_1 \approx 0,21$ (-13,2 дБ). Напомним, что, поскольку нормированная ДН по мощности определяется как $F_p(\theta, \varphi) = F^2(\theta, \varphi)$, выражения (4.4) фактически определяют значения ширины ДН по половинной мощности.



Рис. 4.2. Пример ДН квадратного равномерно и синфазно возбужденного раскрыва

Из рис. 4.2 видно, что ДН плоской излучающей поверхности имеет многолепестковый характер. Множитель системы этой антенны незначительно отличается от аналогичного множителя синфазной равномерной антенной решетки. Таким образом, характеристики направленности этих антенн (при малом расстоянии между элементами решетки) по существу различаются только множителями, характеризующими направленные свойства одного элемента антенны. В направлении максимального излучения ЭМП плоского раскрыва имеет

линейную поляризацию, параллельную вектору \vec{E}_v поля на излучающей поверхности.

Таким образом, диаграмма направленности идеальной плоской антенны в данной плоскости тем уже, чем больше размер антенны, параллельный этой плоскости. Ширина диаграммы направленности в данной плоскости не зависит от размера антенны, перпендикулярного этой плоскости.

Анализ показывает, что в пределах главного лепестка ДН идеальной плоской антенны сосредоточено около 82 % излучаемой мощности; в боковых лепестках сосредоточено приблизительно 18 % излучаемой мощности [2, 5].

В случае *круглой* возбужденной поверхности радиусом *a*, расположенной в плоскости *(хоу)* с центром в начале координат в точке *z*=0, производится тем же методом, что и в случае прямоугольной поверхности. Однако при этом удобно использовать не прямоугольную, а полярную систему координат. Пусть ρ и φ' — полярные координаты элементарной площадки (рис. 4.3) [2]:



Рис. 4.3. Круглая излучающая поверхность

В частном случае осесимметричного (не зависящего от угла φ') амплитудного распределения возбуждающего поля выражение для множителя системы имеет вид [2]

$$\dot{f}_{c}(\theta,\varphi) = \int_{0}^{a} f(\rho) J_{0}(k\rho\sin\theta)\rho d\rho , \qquad (4.5)$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка. При равноамплитудном возбуждении нормированный множитель системы приобретает вид [2]

$$F_c = |\Lambda_1(u)|, \tag{4.6}$$

где $\Lambda_1(u)$ — лямбда-функция первого порядка, $u = ka \sin \theta$. Как и в случае прямоугольной поверхности, максимальное излучение происходит по нормали к поверхности ($\theta=0$). Выражение (4.6) справедливо для любой плоскости, проходящей через нормаль к поверхности (ось z). При радиусе $a >> \lambda_0$ ширина ДН по уровню половинной мощности $\theta_{0,5} \cong 59^{\circ} \frac{\lambda_0}{2a}$, а

уровень первого бокового лепестка $\xi_1 \approx 0,132 \ (-17,7 \ \text{дБ})$. Интересно, что ДН круглого раскрыва диаметром 2*a* в любой плоскости оказывается шире и имеет меньший УБЛ, чем ДН квадратного раскрыва со стороной 2*a*. Это обусловлено различными амплитудными распределениями вдоль эквивалентных линейных излучателей (рис. 4.3): в случае круглого раскрыва амплитудное распределение не равномерное, а спадающее к краям.

4.2. Влияние неравномерного амплитудного распределения поля на диаграмму направленности излучающей поверхности

Как показал анализ направленных свойств плоского прямоугольного раскрыва, наиболее узкая ДН обеспечивается при равноамплитудном синфазном возбуждении. Однако УБЛ ДН при этом оказывается высоким (-13,2 дБ), что во многих практических применениях антенн недопустимо, например, с учетом требований к электромагнитной совместимости радиосистем. В теории антенн показано, что для снижения УБЛ можно использовать не равномерное, а симметричное относительно центра раскрыва и спадающее к его краям амплитудное распределение возбуждающего поля, подобно тому, как это реализуется в АР. При этом, однако, происходит расширение ДН. Рассмотрим синфазно возбужденный плоский раскрыв с разделяющимся по поперечным координатам x и y амплитудным распределением (что часто имеет место на практике) $|\dot{f}(x,y)| = |\dot{f}(x)||\dot{f}(y)|$. В этом случае множитель системы представляется в виде двух сомножителей, каждый из которых зависит от вида функций $|\dot{f}(x)|$ и $|\dot{f}(y)|$. При этом в каждой из главных плоскостей множитель системы полностью зависит только от размера раскрыва и амплитудного распределения в данной плоскости, которое, вообще говоря, может быть любым. Допустим, что $|\dot{f}(x)| = \cos(\pi x/a)$, $|\dot{f}(y)| = 1$, тогда множитель системы принимает вид [11]

$$F_{c}(\theta,\varphi) = \frac{\pi^{2}}{4} \left| \frac{\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}{\frac{\pi^{2}}{4} - \left(\frac{ka}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)^{2}} \left| \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta\sin\varphi} \right|.$$
(4.7)

Расчеты по (4.7) показывают, что в плоскости H(xoz) ширина ДН увеличивается и определяется выражением $\theta_{0.5} \cong 67^{\circ} \frac{\lambda_0}{a}$, а уровень первого бокового лепестка снижается до значения $\xi_1 \approx 0,066$ (-23 дБ). В то же время в плоскости E(yoz) параметры ДН не изменяются. Расширение ДН объясняется тем, что в соответствии с амплитудным распределением $f(x) = \cos(\pi x/a)$ по мере удаления от центра излучающего раскрыва в направлении оси x возбуждение элементарных площадок (элементов Гюйгенса) становится слабее. Очевидно, что слабые поля, создаваемые близкими к краю поверхности площадками, почти не влияют на величину результирующего поля антенны. Следовательно, уменьшение амплитуды возбуждающего поля к краям антенны эквивалентно уменьшению соответствующего размера антенны с равномерным распределением амплитуды возбуждающего поля к краям антенны амплитуды возбуждающего поля. В [2—5, 11] приведены таблицы нескольких различных амплитудных распределений для прямоугольного и круглого раскрывов и соответствующие им значения параметров ДН и коэффициента использования поверхности. В частности, для расчета множителя системы прямоугольного раскрыва в главных плоскостях можно использовать данные таблицы из раздела 3 или материалы, приведенные в [2—5].

Обобщение результатов, приведенных в ряде работ [2—5] для прямоугольной и круглой излучающих поверхностей, позволяет сделать следующие важные выводы.

При синфазном возбуждении поверхностей максимальное излучение направлено по нормали к ним, независимо от характера амплитудного распределения возбуждающего поля.

Для излучающих плоских раскрывов больших по сравнению с длиной волны размеров ширина их ДН прямо пропорциональна отношению длины волны излучения к размеру раскрыва в плоскости, в которой анализируется ДН.

Уменьшение амплитуды возбуждающего поля к краям излучающего раскрыва приводит к снижению УБЛ и расширению ДН в соответствующей плоскости; одновременно снижается коэффициент использования поверхности раскрыва и его КНД.

4.3. КНД излучающей поверхности

Определим КНД излучающего раскрыва площадью *S* на длине волны λ_0 (в направлении максимального излучения $\theta=0$) для случая синфазного возбуждения и амплитудного распределения $\dot{f}_s(x,y)$. Для этого воспользуемся формулой [10]

$$D = \frac{2\pi r^2 \left| \vec{E} \right|_{\max}^2}{W_0 P_{\Sigma}}.$$
 (4.8)

Амплитуда электрического поля излучения элемента Гюйгенса в этом направлении при равенстве волнового сопротивления среды W_0 и отношения амплитуд поперечных компонент ЭМП в раскрыве $W_s = -\frac{\dot{E}_s}{\dot{H}_s}$ (т.е. когда среда под элементом и над ним одна и та же)

 $dE_{\rm max} = \frac{E_0}{\lambda_0 r} dS$, следовательно,

$$E_{\max} = \frac{E_0}{\lambda_0 r} \left| \int_S \dot{f}_S(x, y) dS \right|.$$
(4.9)

Проинтегрируем вектор Пойнтинга (среднее значение $\Pi = \frac{E_0 f^2(x, y)}{2W_0}$) по поверхности раскрыва и найдем мощность излучения

$$P_{\Sigma} = \frac{E_0^2}{2W_0} S \int_{S} f^2(x, y) dS = \frac{E_0^2}{240\pi} S \int_{S} f^2(x, y) dS.$$
(4.10)

Подставив (4.10) в (4.8), получим [2]

$$D = \frac{4\pi}{\lambda_0^2} \frac{\left| \int_{S} \dot{f}_{S}(x,y) dS \right|^2}{\int_{S} \left| \dot{f}_{S}(x,y) \right|^2 dS},$$
(4.11)

и в случае идеального синфазного раскрыва с $\dot{f}_{s}(x,y)=1$ получим выражение, определяющее максимальный КНД [2—5]:

$$D_0 = \frac{4\pi S}{\lambda_0^2} \,. \tag{4.12}$$

Таким образом, КНД идеальной апертурной антенны с плоским раскрывом тем больше, чем больше отношение площади раскрыва к квадрату длины волны.

Для инженерных расчетов полезно привести формулу, связывающую максимальный КНД идеального раскрыва с шириной его ДН в град. по половинной мощности излучения в главных плоскостях [2, 11]:

$$D_0 \approx \frac{32700}{\theta_{0,5}^E \theta_{0,5}^H}.$$
(4.13)

Легко видеть, что с укорочением длины волны облегчается построение антенн с высоким КНД. Так, например, максимальный КНД D антенны с синфазным равноампли-

тудным возбуждением раскрыва площадью S=1 м² на длине волны $\lambda_0 = 3$ см (частота 10 ГГц) равен 13960, или 41,5 дБ.

В случае неравномерного амплитудного распределения поля в раскрыве КНД уменьшается, что оценивается с помощью коэффициента использования поверхности (КИП) раскрыва (апертуры) v [2—5]:

$$\nu = \frac{1}{S} \frac{\left| \int_{S} \dot{f}_{S}(x, y) dS \right|^{2}}{\int_{S} \left| \dot{f}_{S}(x, y) \right|^{2} dS} \le 1.$$
(4.14)

Выражение (4.14) справедливо для сравнительно плавно изменяющихся по раскрыву амплитудных распределений, что, как правило, имеет место в реальных антеннах.

Сопоставив (4.14) и (4.11), можно получить еще одно практически важное выражение для расчета КНД реального излучающего раскрыва с КИП *v*:

$$D_0 = 4\pi \frac{\nu S}{\lambda_0^2} = 4\pi \frac{S_{\mathcal{A}}}{\lambda_0^2},$$
(4.15)

где $S_{\mu} = vS$ — действующая (эффективная) площадь раскрыва. В случае синфазного возбуждения КИП раскрыва зависит только от амплитудного распределения. Для прямоугольного раскрыва с разделяющимися амплитудными распределения по поперечным координатам $|\dot{f}(x)|$ и $|\dot{f}(y)|$ КИП определяется выражением

$$\boldsymbol{\nu}_{A} = \boldsymbol{\nu}_{x} \boldsymbol{\nu}_{y},$$

где $v_x v_y$ — КИП эквивалентных линейных излучателей, параллельных поперечным осям x и y, с распределениями поля $|\dot{f}(x)|$ и $|\dot{f}(y)|$.

Фазовые искажения ЭМП в плоском раскрыве ухудшают направленные свойства антенны, аналогично тому, как это происходит в линейных и плоских антенных решетках. Так, при равноамплитудном возбуждении и линейном законе изменения фазы вдоль раскрыва происходит поворот направления максимального излучения антенны в сторону запаздывания фазы возбуждающего поля с постепенным расширением ДН и, соответственно, некоторым снижением КНД. Такой вариант имеет полезное применение в сканирующих антеннах, например в ФАР.

При квадратичном законе изменения фазы угловое положение направления максимального излучения не меняется, но происходит расширение ГЛ ДН, пропадают нулевые провалы между боковыми лепестками и возрастает УБЛ, что в целом приводит к снижению КНД.

При изменении фазы по кубическому закону, как и по линейному, происходит отклонение направления максимального излучения раскрыва в сторону запаздывания фазы и возрастает УБЛ, что в целом приводит к снижению КНД в исходном направлении.

При произвольных фазовых ошибках анализ ДН обычно выполняется путем компьютерного моделирования или расчетов суммарной напряженности ЭМП всех элементарных излучателей, на которые можно разбить раскрыв.

5. ВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ И РЕШЕТКИ

5.1. Основы теории симметричного электрического вибратора

В теории антенн вибратором называют излучатель в виде тонкого электрического проводника (электрический вибратор) или узкой длиной щели, прорезанной в электропроводящем (металлическом) экране (магнитный, или щелевой вибратор) [2, 10, 11]. Вибраторы широко применяются как самостоятельные слабонаправленные антенны, так и в составе антенных решеток; в комбинации с рефлектором используются как однонаправленные антенны или облучатели зеркальных и линзовых антенн. Рабочие частоты вибраторных антенн и решеток обычно находятся в ВЧ-УВЧ диапазонах, хотя нередко вибраторы в полосковом или микрополосковом исполнении применяются и в СВЧ диапазоне.

В данном разделе под электрическим вибратором будем подразумевать излучатель ЭМВ в виде линейного цилиндрического проводника радиуса a с длиной плеч l_1 и l_2 , к внутренним торцам которых, т.е. в зазоре шириной Δ , подключен источник ЭДС. Пусть ось z имеет начало в центре зазора и направлена вдоль оси вибратора. Вибратор может быть симметричным (СЭВ), если $l_1 = l_2 = l$, и несимметричным (НЭВ) в виде штыря высотой h, установленного, например, над электропроводящей плоскостью. Возбуждение СЭВ обычно осуществляется симметричной линией передачи (двухпроводной) или несимметричной (коаксиальной). В последнем случае необходимо симметрирующее устройство.

Рассмотрим СЭВ (рис. 5.1), находящийся в свободном пространстве с волновым сопротивлением $W_c = \sqrt{\mu_a/\varepsilon_a} = W_0 = 120\pi$ Ом [2]. В случае малой ширины зазора $\Delta << l$ общая длина СЭВ $L \approx 2l$.



Рис. 5.1. Симметричный электрический вибратор

Под действием источника (генератора) ЭДС в плечах СЭВ возникают электрические токи, создающие в окружающем пространстве электромагнитное поле. В силу осевой симметрии СЭВ электрические токи на боковой поверхности его плеч имеют только продольные компоненты, а на торцах — радиальные. При анализе электрических характеристик СЭВ сначала решается внутренняя задача теории антенн — выясняется распределение тока $\dot{I}(z)$ на его поверхности; затем решается внешняя задача — определяется ЭМП излучения и другие характеристики.

В строгой постановке задача нахождения распределения тока, наводимого в плечах электрического вибратора с произвольными длинами плеч под действием приложенного к зазору высокочастотного напряжения \dot{U}_0 , сводится к решению интегральных уравнений [2, 5, 11].

Для тонких электрических вибраторов ($a \ll l_1, l_2, \lambda$) электродинамическая модель для нахождения тока составляется на основе следующих предположений [2, 5,1 1]:

1) поверхностные продольные электрические токи $\dot{J}_{_{32}}$ на плечах вибратора вместе с эквивалентными азимутальными магнитными токами $\dot{J}_{_{M}\phi}$ в зазоре заменяются совпадающей с осью вибратора бесконечно тонкой нитью продольного электрического тока, который считается непрерывным в зазоре и равным нулю на торцах плеч, торцевые токи не учитываются;

2) тангенциальная компонента вектора $\dot{E}_z(z)$, создаваемая нитью тока на воображаемой боковой поверхности зазора, равна нулю всюду кроме области зазора шириной Δ , в которой эта компонента принимается равной некоторой напряженности поля возбуждения $\dot{E}_s(z)$.

В соответствии с (1.16) неизвестное на данном этапе решения задачи распределение тока $\dot{I}_z(z)$ создает на воображаемой боковой поверхности вибратора векторный электрический потенциал, описываемый выражением [2, 5, 11]

$$\dot{\vec{A}}^{9}(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{z'=-l1}^{l2} \dot{I}_{z}(z') \frac{e^{-jkr}}{r} dz', \qquad (5.1)$$

где $\dot{H}(z-z') = \frac{e^{-jkr}}{r}$ — ядро интеграла в виде функции разности координат *z* точек

наблюдения и интегрирования z', поскольку $\mathbf{r} = \sqrt{(z-z')^2 + a^2}$. Использование формулы перехода от векторного потенциала к вектору \dot{E}_z на боковой поверхности вибратора и граничных условий для \dot{E}_z на идеальной металлической поверхности и на границе поверхность зазора — окружающее пространство приводит к интегро-дифференциальному уравнению Поклингтона относительно $\dot{I}_z(z)$ с ядром $\dot{H}(z-z')$. После определенных преобразований оно приводит к интегральному уравнению Халлена—Леонтовича—Левина (далее — Халлена) относительно искомого распределения тока по вибратору [2, 5, 11]:

$$\int_{z'=-l_1}^{l_2} \dot{I}_z(z') \dot{H}(z-z') dz' = \dot{A} \cos \beta z + \dot{B} \sin \beta z - \frac{2\pi \dot{U}}{W_c} \sin |\beta z|,$$
(5.2)

где $\dot{U} = \dot{E}_{_{B}}\Delta$ — напряжение, создаваемое генератором на входе вибратора; *A* и В — произвольные постоянные множители, определяемые из условия равенства нулю тока на концах вибратора; $W_{c} = \sqrt{\mu_{a}/\varepsilon_{a}}$ — волновое сопротивление среды, окружающей вибратор; $\beta = \omega \sqrt{\varepsilon_{a} \mu_{a}}$ — коэффициент фазы для плоской ЭМВ в среде.

Это уравнение не имеет аналитического решения, и обычно его решают численно с введением ряда упрощений [2, 5, 11]. В результате получается приближенное выражение для тока, протекающего по плечам вибратора, которое для симметричного электрического вибратора имеет вид [2, 5, 10, 11]:

$$\dot{I}_{z}(z) = \dot{I}_{0} \frac{\sin \beta (l - |z|)}{\sin \beta l},$$
(5.3)

где \dot{I}_0 — комплексная амплитуда тока в точках питания СЭВ.

В случае, когда СЭВ находится в свободном пространстве, коэффициент фазы $\beta = k$.

До разработки строгой теории симметричного вибратора при расчете тока в СЭВ и ЭМП излучения применялся приближенный метод. В его основу положено предположение о синусоидальном распределении тока по тонкому вибратору с плечами в виде идеальных электрических проводников, связанное с некоторой внешней аналогией между СЭВ и двухпроводной линией передачи, разомкнутой на конце. Переходя от двухпроводной линии к вибратору, полагают, что при этом закон распределения тока не нарушается, т.е.

$$\dot{I}(z) = \dot{I}_n \sin k \left(l - |z| \right) \tag{5.4}$$

где $\dot{I}_n = I_n e^{j\psi} = \dot{I}_0 / \sin kl$ — комплексная амплитуда тока в пучности; \dot{I}_0 — комплексная амплитуда тока в точках питания; l — длина плеча; z — расстояние от начала координат до произвольной точки на поверхности плеча; $k = 2\pi/\lambda_0$ — коэффициент фазы тока. При этом считают, что фазовая скорость волны тока равна скорости света в свободном пространстве. Обратим внимание на то, что выражения (5.3) и (5.4) совпадают.

Как видно из формулы (5.1), при таком представлении распределение тока не зависит от толщины вибратора. В действительности, хотя и двухпроводная линия и СЭВ являются колебательными системами с распределенными параметрами, они существенно различаются: распределенные параметры L и C длинной линии постоянны по ее длине, а у СЭВ они изменяются; линия практически не излучает, СЭВ же создает излучение, т.е. даже будучи выполненным из идеального проводника, характеризуется потерями энергии. Отметим, что в случае идеальной разомкнутой двухпроводной линии ток вдоль нее изменяется по закону стоячей волны в соответствии с (5.1) и в узлах равен нулю, а в случае СЭВ на самом деле ток не может быть распределен по закону (5.1) и в узлах не обращается в нуль [10, 11]. Однако расчет ЭМП излучения в дальней зоне в предположении синусоидального распределения тока по вибратору дает хорошее совпадение с экспериментальными данными для тонких вибраторов с относительной длиной плеча $l/\lambda_0 < 0,5$.

При известном законе распределения тока по вибратору легко установить приближенный закон распределения заряда, воспользовавшись законом сохранения заряда. Считая, что вибратор тонкий ($a \ll l$), можно допустить, что ток $\dot{I}(z)$ имеет только продольную компоненту \dot{I}_z . На основе уравнения непрерывности [6, 7] приближенное распределение электрического заряда для линейного тока на плечах СЭВ описывается уравнением

$$\frac{d\dot{I}_z(z)}{dz} + j\omega\dot{Q}(z) = 0 \quad , \tag{5.5}$$

где $\dot{Q}(z)$ — заряд, приходящийся на единицу длины вибратора, Кл/м.

Решение уравнения (5.2) имеет вид [10, 11]

$$\dot{Q}(z) = \pm \dot{Q}_n \cos k \left(l - |z| \right), \tag{5.6}$$

где $\dot{Q}_n = \dot{I}_n/c$ — заряд в пучности тока, c — скорость света; знак «плюс» относится к точкам с координатой z>0, знак «минус» — к точкам z<0. Из (5.3) следует, что на концах СЭВ всегда возникает пучность заряда, причем узлы и пучности зарядов, как и токов, чередуются через $\lambda_0/4$. Поскольку поверхностной плотности заряда пропорциональна нормальная к оси СЭВ компонента напряженности электрического поля, знание распределения заряда вдоль вибратора важно для определения предельной мощности ВЧ колебаний, подводимых к СЭВ, при которой не возникает электрический пробой в окружающей среде. При пробое возникают потери мощности ВЧ колебаний, нарушается распределение токов в СЭВ и его нормальная работа.

Приведем несколько распределений I_z и Q_z по длине вибратора для различных l/λ_0 , рассчитанных по формулам (5.4) и (5.6):



Рис. 5.2. Распределение тока и заряда на тонких СЭВ

По аналогии с волновым сопротивлением длинной линии вводится понятие *волнового сопротивления СЭВ*. Как известно из теории длинных линий, волновое сопротивление двухпроводной линии без потерь определяется выражением $W = \sqrt{L_1/C_1}$, где L_1 —распределенная индуктивность линии (индуктивность, приходящаяся на единицу длины линии), Г/м; C_1 — распределенная емкость линии, Ф/м. Так как $1/\sqrt{L_1/C_1} = c$, где c — скорость света, м/с, то [5]

$$W = l/cC_1. \tag{5.7}$$

Волновое сопротивление двухпроводной линии связано с ее геометрическими размерами соотношением W=2761g (D/a), где D — расстояние между центрами проводов линии; a — радиус провода.

Волновое сопротивление СЭВ (а также других линейных антенн, т.е. антенн, длина которых значительно превосходит размеры поперечного сечения) рассчитывают по формуле (5.4). Однако распределенная емкость по длине вибратора непостоянна. Поэтому в данном случае под C_1 подразумевается усредненная величина, равная отношению полной статической емкости антенны (C_A) к ее длине L=2l. Одним из наиболее распространенных приближенных методов расчета полной статической емкости является метод Хоу, или метод усредненных потенциалов. Волновое сопротивление СЭВ из провода цилиндрической формы, определенное по методу Хоу [2—5, 10, 11], описывается выражением

$$W_{g} = 120(\ln l/a - 1).$$
 (5.8)

Расчет волнового сопротивления вибратора методом Хоу дает приемлемую точность для вибраторов, коротких по сравнению с длиной волны. Точность этого метода снижается по мере удлинения вибратора.

5.2. Направленные свойства симметричного электрического вибратора

Для расчета линейных (проволочных) антенн используется теория элементарного электрического диполя. Кроме того, должно быть известно распределение тока вдоль проводов антенны.

Провода антенны мысленно разбиваются на одинаковые элементарные участки, рассматриваемые как элементарные электрические вибраторы (ЭЭВ) — диполи Герца. ЭМП излучения антенны определяется как сумма полей, создаваемых отдельными элементами с учетом их поляризации, амплитуд и фаз. Таким образом, поле излучения проволочной антенны определяется как суперпозиция полей, создаваемых элементарными излучателями с известными токами. При расчете ЭМП излучения СЭВ и его ДН будем считать вибратор тонким и что ток $\dot{I}(z)$ в первом приближении распределен по синусоидальному закону.



Рис. 5.3. К расчету ЭМП излучения СЭВ

Для анализа ЭМП излучения СЭВ воспользуемся сферической системой координат. Пусть ось СЭВ совпадает с осью *z*, а середина зазора между плечами находится в начале координат. Мысленно разобьем СЭВ на бесконечно большое количество участков $dz \rightarrow 0$ и тогда будем считать, что ток на каждом участке имеет постоянную амплитуду и фазу, т.е. $dI_z = const$. Соответственно, каждый такой участок представляет собой элементарный электрический вибратор (диполь Герца). Выделим на плечах СЭВ элементарные участки 1 и 2 длиной dz, симметрично расположенные на расстоянии *z* от начала координат. Определим напряженность электрического поля, создаваемого участками dz в дальней зоне точке М. Так как $r_0 >> l$, то можно считать, что $r_1 || r_0 || r_2$. Тогда для напряженностей полей, со-

здаваемых ЭЭВ dz_1 и dz_2 , можно записать выражения [2]

$$d\dot{E}_{1} = j \frac{W_{0}\dot{I}_{z}dz}{2\pi r_{1}\lambda_{0}} \sin\theta \cdot e^{-jkr_{1}} = j \frac{60\dot{I}_{z}dz}{r_{1}\lambda_{0}} \sin\theta \cdot e^{-jkr_{1}} , \qquad (5.9)$$

$$d\dot{E}_2 = j \frac{60\dot{I}_z dz}{r_2 \lambda_0} \sin \theta \cdot e^{-jkr_2} , \qquad (5.10)$$

где \dot{I}_z — амплитуда тока в точках 1 и 2 в центрах участков dz_1 и dz_2 ; $r_{1,2}$ — расстояния от точек 1 и 2 до точки M; θ — угол между осью вибратора и направлением на точку M. Полагая, что радиус-векторы r_1, r_0, r_2 направлены по одной линии, то в соответствии с принципом суперпозиции полей, для напряженности поля $d\dot{E}$, создаваемого обоими участками в точке M, можно записать:

$$d\dot{E} = d\dot{E}_1 + d\dot{E}_2 = j \frac{60\dot{I}_z dz}{\lambda_0} \sin\theta \left(\frac{e^{-jkr_1}}{r_1} + \frac{e^{-jkr_2}}{r_2}\right).$$
(5.11)

Здесь $\dot{I}_{z} = \frac{\dot{I}_{0} \sin k(l - |z|)}{\sin kl}$, где $\dot{I}_{0} = \dot{I}_{n} \sin kl$ — ток в точках питания вибратора. Найдем разность хода лучей Δr (рис. 5.3.):

$$r_1 = r_0 - |z|\cos\theta, \quad r_2 = r_0 + |z|\cos\theta,$$

$$\Delta r = r_2 - r_1 = r_0 + |z|\cos\theta - r_0 + |z|\cos\theta = 2|z|\cos\theta.$$

Поскольку $\Delta r \ll r_0$, расстояния $r_1 \approx r_0 \approx r_2$ и амплитуды напряженностей полей, создаваемые каждым элементом, равны. Однако, разностью фаз полей пренебрегать нельзя, так как пространственный сдвиг фаз между полями элементов 1 и 2 $k\Delta r = 2k|z|\cos\theta$ определяется отношением разности хода лучей к λ_0 .

Таким образом, для напряженности поля в точке М

$$d\dot{E} = j \frac{60\dot{I}_0 \sin k \left(l - |z|\right) dz}{r_0 \lambda_0 \sin k l} \sin \theta \cdot e^{-jkr_0} \left(e^{jk|z|\cos\theta} + e^{-jk|z|\cos\theta}\right)$$
(5.12)

так как $\frac{e^{j\alpha} + e^{-j\alpha}}{2} = \cos \alpha$, то (5.8) примет вид

$$d\dot{E} = j \frac{120\dot{I}_0 \sin k \left(l - |z|\right)}{r_0 \lambda_0 \sin k l} \sin \theta \cdot e^{-jkr_0} \cos\left(k|z|\cos\theta\right) \cdot dz \,.$$
(5.13)

Для определения напряженности электрического поля, создаваемого в точке наблюдения М всеми элементарными участками *dz*, в соответствии с принципом суперпозиции используем выражение

$$\dot{E}(r,\theta,\varphi) = j \frac{120\dot{I}_0 \sin \theta}{r_0 \lambda_0 \sin kl} e^{-jkr_0} \int_0^e \sin k (l-|z|) \cdot \cos(k|z|\cos\theta) dz.$$

В результате интегрирования получаем выражение для расчета напряженности электрического поля в произвольной точке наблюдения в дальней зоне на расстоянии r_0 от центра СЭВ [2, 10, 11]:

$$\dot{E}(r,\theta,\varphi) = j \frac{W_0 \dot{I}_0}{2\pi r_0 \sin kl} \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} e^{-jkr_0} = j \frac{60\dot{I}_0}{r_0 \sin kl} \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} e^{-jkr_0} = \dot{E}(r,\theta).$$
(5.14)

Из выражения (5.14) видно, что СЭВ обладает направленными свойствами только в меридиональной плоскости (в плоскости Е). Напряженность электрического поля симметричного вибратора в его экваториальной (азимутальной) плоскости (Н) при $\theta = \pi/2$

$$\dot{E}(r,\varphi) = j \frac{60\dot{I}_0}{r_0 \sin kl} (1 - \cos kl) e^{-jkr_0}$$

не зависит от угла φ , то есть представляет собой окружность.

Перепишем (5.14) в виде

$$\dot{E}(r,\theta) = j \frac{W_0 \dot{I}_0}{2\pi r_0 \sin kl} \sin \theta \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin^2 \theta} e^{-jkr_0} = j \frac{60\dot{I}_0}{r_0 \sin kl} \sin \theta \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin^2 \theta} e^{-jkr_0}$$

и в соответствии с (2.4) получим выражение для нормированной ДН СЭВ по напряженности электрического поля:

$$F(\theta, \varphi) = \frac{E(\theta, \varphi)}{E_{\max}(\theta_1, \varphi_1)} = \frac{\left| \dot{E}(\theta, \varphi) \right|}{E_{\max}(\theta_1, \varphi_1)} = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{\max}(\theta_1, \varphi_1)},$$

$$F(\theta, \varphi) = F(\theta) = \left| \sin \theta \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{(1 - \cos kl) \sin^2 \theta} \right|.$$
(5.15)

В (5.15) первый сомножитель описывает ДН элементарного электрического вибратора — диполя Герца, второй — ДН множителя системы [1, 10, 11].

Диаграммы направленности СЭВ

Как видно из формулы (5.11), направленные свойства СЭВ при синусоидальном рас-

пространении тока определяются только электрической длиной плеча вибратора, т.е. отношением l/λ_0 . В случае, когда $l/\lambda_0 = 1/4$ и, следовательно, $L = \lambda_0/2$ (полуволновой вибратор) выражение (5.10) примет вид

$$\dot{E} = j \frac{60\dot{I}_0}{r_0 \sin kl} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta} e^{-jkr_0},$$
(5.16)

нормированная ДН по напряженности поля



Анализ формулы (5.15) и рассмотрение ДН СЭВ (рис. 5.4) показывают, что при любой величине отношения l/λ_0 симметричный вибратор не излучает вдоль своей

оси. Если длина плеча симметричного вибратора $l \leq 0.5\lambda_0$, то в направлении, перпендикулярном его оси (θ =90°, θ =270°), т.е. в экваториальной плоскости, напряженности полей всех ЭЭВ максимальны, синфазны и складываются арифметически. Поэтому напряженность поля СЭВ в данном направлении является максимальной. ДН при $l/\lambda_0 \le 0.5$ состоит из двух (главных) лепестков (рис. 5.4, а, б). Увеличение длины вибратора до $l=0,5\lambda_0$ сопровождается ростом излучения в направлении, перпендикулярном оси вибратора (главное направление излучения), за счет уменьшения излучения в других направлениях. При этом диаграмма направленности становится уже. При увеличении l/λ_0 до 5/8=0,625 излучение в главном направлении продолжает усиливаться, но ДН проходит через нуль не только при $\theta=0^{\circ}$ и $\theta=180^{\circ}$, но и при некоторых других значениях угла θ . Главные лепестки ДН становятся уже, но появляются боковые лепестки (рис. 5.4, в). При дальнейшем увеличении l/λ_0 излучение в главном направлении ослабляется и возрастают боковые лепестки. Ослабление излучения в главном направлении объясняется тем, что результирующий сдвиг фаз полей, излучаемых ЭЭВ в данном направлении, определяется пространственным сдвигом фаз и сдвигом фаз токов, возбуждающих эти вибраторы. При $l/\lambda_0 > 0,5$ на вибраторе появляются участки с противофазными токами (рис. 5.2), длина которых растет по мере увеличения l/λ_0 . Поэтому хотя в главном направлении пространственные сдвиги фаз равны нулю, поля излучений отдельных элементов вибратора складываются несинфазно, т.е. геометрически. Рост l/λ_0 сопровождается также ростом боковых лепестков. Уже при $l/\lambda_0=0,75$ напряженность поля в направлении максимума бокового лепестка превосходит напряженность поля в главном направлении (рис. 5.4, г). При $l/\lambda_0=1$ (или при l/λ_0 = n, где n = 1, 2, ...) излучение в главном направлении отсутствует (рис. 5.4, д), так как противофазные участки плеч вибратора имеют одинаковую длину.

Ширина ДН ЭЭВ (диполя Герца) по половинной мощности излучения $\theta_{0,5}=90^{\circ}$. Полуволновый СЭВ имеет ширину ДН $\theta_{0,5}=80^{\circ}$, волновый СЭВ — $\theta_{0,5}=44^{\circ}$, а СЭВ с $l/\lambda=0,625$ имеет $\theta_{0,5}=31^{\circ}$. Последний вибратор обладает наилучшими направленными свойствами, так как при дальнейшем увеличении l/λ_0 , сильно возрастают боковые лепестки, хотя главный лепесток ДН становится уже. На практике применяются СЭВ, у которых $l/\lambda_0 \leq 0,7$. Фаза напряженности поля, создаваемого симметричным вибратором в соответствии с выражением (5.10), в пределах одного лепестка диаграммы направленности не зависит от координатного угла θ . Она изменяется скачком на противоположную при переходе напряжённости поля через нуль. СЭВ излучает сферические волны, о чем свидетельствует множитель exp(-ikr)/r. Эти волны как бы исходят из одной точки, совпадающей с центром вибратора.

5.3. Мощность и сопротивление излучения, КНД и действующая длина симметричного электрического вибратора

Для определения мощности излучения СЭВ воспользуемся методом вектора Пойнтинга. Окружим СЭВ сферой радиусом $r >> \lambda_0$ и совместим ее центр с центром вибратора (рис. 5.5).



Рис. 5.5. К расчету мощности излучения вибратора

Мощность излучения СЭВ, проходящая через элементарную площадку *dS* на поверхности сферы, определяется выражением

$$dP_{\Sigma} = \Pi_{cp} dS = \frac{\left|\dot{E}_{\theta}\right|^2}{2W_c} dS , \quad dS = r^2 \sin\theta d\theta d\varphi .$$
(5.16)

Учитывая, что $P_{\Sigma} = \oint_{S} dP_{\Sigma}$ и

$$\dot{E}_{\theta} = \frac{60\dot{I}_n}{r} \left(\frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} \right),$$

$$P_{\Sigma} = \frac{(60I_n)^2}{2W_c r^2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \left(\frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} \right)^2 r^2 \sin\theta d\theta d\varphi.$$
(5.17)

Для СЭВ, находящегося в свободном пространстве, волновое сопротивление $W_c=W_0=120\pi$ и

$$P_{\Sigma} = 30I_n^2 \int_0^{\pi} \frac{\left[\cos(kl\cos\theta) - \cos kl\right]^2}{\sin\theta} \, d\theta \, .$$

Выразим мощность излучения СЭВ через его сопротивление излучения:

$$P_{\Sigma} = \frac{I_n^2}{2} R_{\Sigma_n} = \frac{I_0^2}{2} R_{\Sigma_0}, \text{ тогда}$$

$$P_{\Sigma} = \frac{I_n^2 \cdot R_{\Sigma_n}}{2} = 30 I_n^2 \int_0^{\pi} \frac{\left[\cos(kl\cos\theta) - \cos kl\right]^2}{\sin\theta} d\theta.$$
(5.18)

Сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности, определяется выражением [10, 11]:

$$R_{\Sigma_n} = 60 \int_0^{\pi} \frac{\left[\cos(kl\cos\theta) - \cos kl\right]^2}{\sin\theta} \, d\theta \,.$$
(5.19)

После интегрирования получается формула, полученная Баллантайном [10, 11]:

$$R_{\Sigma n} = 30 \Big[2 \Big(\bar{i} + \ln 2kl - Ci2kl \Big) + \cos 2kl \Big(\bar{i} + \ln kl + Ci4kl - 2Ci2kl \Big) + \sin 2kl \Big(Si4kl - 2Si2kl \Big) \Big], \quad (5.20)$$

где $\bar{i} = 0,5772$ — постоянная Эйлера; $Six = \int_{0}^{x} \frac{\sin U}{U} dU$ — интегральный синус,

 $Cix = \int_{0}^{x} \frac{\cos U}{U} dU$ — интегральный косинус [11]. График зависимости сопротивления излу-

чения тонкого СЭВ, отнесенного к току в пучности, от электричской длины плеча l/λ_0 , рассчитанный по (5.20), показан на рис. 5.6:



Рис. 5.6. Зависимость сопротивления излучения тонкого СЭВ, отнесенного к току в пучности, от электрической длины плеча l/λ_0

Осциллирующий характер зависимости $R_{\Sigma_n}(l/\lambda_0)$ при $l/\lambda_0 > 0,5$ объясняется появлением на плечах СЭВ участков с противофазными токами.

Соответственно, переходя к сопротивлению излучения, отнесенному к току в точках питания, можно получить выражение

$$R_{\Sigma 0} = \frac{R_{\Sigma \pi}}{\sin kl}.$$
(5.21)

Для коротких СЭВ при $l/\lambda_0 << l \sin kl \approx kl$ [10, 11]

$$R_{\Sigma n} = 20(kl)^4 \,. \tag{5.22}$$

Сопротивление излучения полуволнового СЭВ $R_{\Sigma n} = 73,1$ Ом.

КНД СЭВ можно определить, используя общее выражение (2.8) и формулу для нормированной ДН по напряженности поля (5.11) с последующим численным интегрированием. С другой стороны, используя определение КНД антенны (2.4)

$$D(\theta_0, \varphi_0) = \frac{\Pi(\theta_0, \varphi_0)}{\Pi_{\Sigma}}, \quad \text{ rge } \Pi(\theta_0, \varphi_0) = \frac{|\dot{E}(\theta_0, \varphi_0)|^2}{2W_c},$$

и выражение для напряженности электрического поля (5.11), можно получить удобную расчетную формулу для КНД

$$D = W_c \frac{(1 - \cos kl)^2}{\pi R_{\Sigma n}},$$
(5.23)

для СЭВ в свободном пространстве $W_c = W_0 = 120\pi$ Ом.

График зависимости КНД СЭВ от электрической длины плеча l/λ_0 приведен на рис. 5.7 [10].



Рис. 5.7. Зависимость КНД СЭВ в направлени
и $\theta{=}90\,^\circ\,$ от электрической длины плеча $l\!/\!\lambda_0$

Для практических целей следует обратить внимание на следующие характерные значения КНД: для ЭЭВ ($l/\lambda_0 \rightarrow 0$) D=1,5; для полуволнового СЭВ D=1,64; для СЭВ с $l/\lambda_0=0,625$ КНД достигает наибольшего значения D=3,36 и затем по мере увеличения l/λ_0 монотонно снижается, что обусловлено уменьшением уровня ГЛ и увеличением уровня БЛ ДН.

Действующая длина СЭВ

Определим действующую длину (высоту) h_{∂} вибратора для любых направлений в экваториальной плоскости, то есть $\theta = 90^{\circ}$. Воспользуемся формулой [10]

$$h_{\partial} = \frac{1}{I_0} \int_{-e}^{e} |\dot{I}(z)| dz \quad .$$
(5.24)

Подставив в (5.24) $\dot{I}(z) = \dot{I}_n \sin k (l - |z|)$, получим

$$h_{\partial} = \frac{2I_n}{kI_0} (1 - \cos kl).$$

Учитывая, что при z = 0 амплитуда тока в точках питания

$$I_0 = I_n \sin kl ,$$

получаем выражение для действующей длины, отнесенной к I_0 :

$$h_{\partial 0} = \frac{2(1 - \cos kl)}{k \cdot \sin kl} = \frac{\lambda_0 (1 - \cos kl)}{\pi \sin kl} = \frac{\lambda_0}{\pi} tg \frac{kl}{2}.$$
 (5.25)

Если h_{∂} отнести к I_n получаем [10, 11]

$$h_{on} = \frac{2}{k} (1 - \cos kl) = \frac{2\lambda_0}{\pi} \sin^2 \frac{kl}{2}.$$
 (5.26)

Для полуволнового вибратора [10, 11]

$$h_{\partial 0} = \frac{\lambda_0}{\pi} tg \frac{\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{\lambda_0}{4}}{2} = \frac{\lambda_0}{\pi}.$$
(5.27)

Для коротких вибраторов

$$l << \lambda_0, \qquad h_o = \frac{2}{\pi} tg \frac{kl}{2} \approx l$$

т.е. действующая длина равна половине геометрической длины.

5.4. Входное сопротивление симметричного электрического вибратора

В режиме излучения СЭВ является нагрузкой источника (генератора) электромагнитных колебаний. При этом подводимая к СЭВ мощность преобразуется в мощность излучения, рассеивается в самом вибраторе (расходуется на нагревание проводников, потери в изоляторах и в окружающих предметах) и затрачивается на создание реактивного ЭМП, связанного с вибратором. Мощности излучения соответствует активное сопротивление излучения $R_{\Sigma 0}$, мощности потерь — активное сопротивление потерь R_n , а реактивной мощности — реактивное сопротивление X_{ex} . Таким образом, подключенный к СЭВ источник нагружен на комплексное сопротивление, которое называется входным сопротивлением \dot{Z}_{ex} антенны и равно отношению комплексных амплитуд напряжения и тока в точках питания вибратора (рис. 5.8):

$$\dot{Z}_{ex} = \frac{\dot{U}_0}{\dot{I}_0} = R_{ex} + jX_{ex} = R_{\Sigma 0} + R_n + jX_{ex}.$$

Как показано в разделе 2, для определения \dot{Z}_{ex} можно воспользоваться, например, методом наведенных ЭДС и методом эквивалентной схемы.

В [2, 5] показано, что в случае бесконечно тонкого СЭВ малой длины ($L=2l<\lambda_0/4$) в предположении отсутствия в нем тепловых потерь ($R_n = 0$) и синусоидального распределения тока $\dot{I}(z) = \dot{I}_n \sin k (l - |z|)$ входное сопротивление СЭВ в точках питания

$$\dot{Z}_{ex0} = \frac{R_{\Sigma n}}{\sin^2 kl} - jW_e ctgkl = R_{\Sigma 0} + jX_{ex0} = \frac{2\pi W_0}{3} \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2 - jW_{\rm B} ctgkl, \qquad (5.28)$$

где $W_0 = 120\pi$ — волновое сопротивление свободного пространства; $W_6 = 120(\ln l/a - 1)$ — волновое сопротивление СЭВ, рассчитанное методом Хоу (5.5); соответственно,

$$\dot{Z}_{ax0} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2 - j120(\ln\frac{l}{a} - 1)ctgkl.$$
(5.29)

Очевидно, что при питании СЭВ в пучности напряжения (l/λ_0 =0,5; 1,0; ...) \dot{Z}_{sx}

стремится к бесконечности, поскольку при этом ток в точках питания оказывается равным нулю. На самом деле ток в узлах никогда не равен нулю и входное сопротивление хотя и становится высоким, но остается конечным. Поэтому формулы (5.28) и (5.29) имеют ограниченное применение.

Для получения более универсального выражения для входного сопротивления воспользуемся вторым методом, согласно которому СЭВ (вообще говоря, и любая другая антенна) заменяется некоторой эквивалентной электрической цепью с распределенными или сосредоточенными параметрами. Значения этих параметров подбираются так, чтобы входное сопротивление цепи наиболее точно аппроксимировало входное сопротивление антенны в заданной полосе частот и передавало его зависимость от размеров антенны. В случае СЭВ в инженерной практике хорошо зарекомендовала себя схема замещения в виде отрезка разомкнутой на конце двухпроводной ЛП с потерями (рис. 5.8) [5].



Рис. 5.8. Схема замещения вибратора и эквивалентный отрезок разомкнутой линии передачи

Условия эквивалентности схемы анализируемому СЭВ состоят в следующем [5]: 1) длина отрезка ЛП полагается равной длине плеча СЭВ;

2) полная мощность потерь в схеме замещения и мощность излучения СЭВ на всех частотах равны;

 волновое сопротивление эквивалентной линии равно волновому сопротивлению СЭВ, определенному по методу Хоу;

4) коэффициент фазы тока
$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \xi = k\xi$$
, ξ — поправочный множитель, учитыва-

ющий емкости торцов СЭВ конечной толщины и то, что на самом деле СЭВ не является однородной линией с постоянными погонными параметрами.

Для составленной эквивалентной схемы основными параметрами являются: длина отрезка *l*, комплексное волновое сопротивление линии $\dot{W}_{_{\rm B}}$ и комплексная постоянная распространения волны в линии $\dot{\gamma} = \alpha + j\beta$, α — коэффициент затухания, β — коэффициент фазы; тогда

$$\dot{Z}_{ex} = \dot{W}_{\mu} cth \dot{\gamma} l. \tag{5.30}$$

График зависимости $\xi(l/\lambda_0)$, полученный экспериментальным путем и приведенный в [5], представлен на рис. 5.9.



Рис. 5.9. Зависимость поправочного коэффициента от электрической длины плеча вибратора

Распределение тока в таком отрезке описывается законом гиперболического синуса $\dot{I}(z) = \dot{I}_n sh\dot{\gamma}(l-z)$; соответственно, в узлах ток не обращается в нуль. Для ЛП с потерями [2, 5]

$$\dot{W}_{\rm B} = \sqrt{\frac{2R_1 + j\omega L_1}{j\omega C_1}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \sqrt{1 - j\frac{2R_1}{\omega L_1}} = W_{\rm B} \sqrt{1 - j\frac{2R_1}{\omega L_1}}, \qquad (5.31)$$

где R_1 — погонное сопротивление каждого проводника ЛП; L_1 , C_1 — погонные индуктивность и емкость ЛП; W_6 — волновое сопротивление ЛП без учета потерь; $\alpha = R_1/W_B$ — коэффициент ослабления в линии. Теперь под R_1 будем подразумевать распределенное по длине СЭВ сопротивление излучения, которое в предположении синусоидального закона распределения тока в СЭВ определяется выражением [5]:
$$R_{1} = \frac{R_{\Sigma n}}{l \left[1 - \frac{\sin\left(2\beta l\right)}{2\beta l} \right]},$$
(5.32)

под волновым сопротивлением линии без потерь — волновое сопротивление СЭВ :

$$W_{\rm\scriptscriptstyle B} = \frac{120}{\pi} \left[\ln \frac{l}{a} - 1 \right].$$

Учитывая связь постоянной распространения с погонными параметрами ЛП $\dot{\gamma} = \sqrt{(2R_1 + j\omega L_1)j\omega C_1}$, выражение (5.31) можно преобразовать к виду

$$\dot{W}_{\rm B} \approx W_{\rm B} \left(1 - j \frac{\alpha}{\beta} \right) \tag{5.33}$$

и получить приближенное расчетное выражение для входного сопротивления СЭВ [2, 5]:

$$\dot{Z}_{ex} \approx W_{\rm B} \left(1 - j \frac{\alpha}{\beta} \right) cth \dot{\gamma} l , \qquad (5.34)$$





Рис. 5.10. Зависимости активной и реактивной компонент входного сопротивления СЭВ от электрической длины плеча

На рис. 5.10 [5] приведены графики активной R_{ex} и реактивной X_{ex} компонент входного сопротивления СЭВ от электрической длины плеча l/λ_0 , построенные для различных отношений длины и радиуса плеча СЭВ l/a. Из представленных зависимостей следует, что:

1) при увеличении относительной длины плеча l/λ_0 СЭВ от 0 до 0,6 входное сопротивление характеризуется двумя резонансами. Первый (последовательный) резонанс имеет место в окрестности $l/\lambda_0 \approx 0.25$; второй (параллельный) — при l/λ_0 немного менее 0,5; при этом реактивная компонента X_{ax} обращается в нуль. Соответственно, при питании в пучности тока (при первом резонансе) СЭВ подобен последовательному колебательному контуру, при питании в узле тока (при втором резонансе) — параллельному. Точное значение резонансных длин плеч несколько меньше, чем $0.25\lambda_0$ и $0.5\lambda_0$, что объясняется отличием коэффициента фазы тока β в вибраторе конечной толщины от k. При $l/\lambda_0 = 0.25$ (полуволновый СЭВ) и бесконечно малом радиусе плеча входное сопротивление $\dot{Z}_{ax} = 73.1 + j42.5$ Ом. Поэтому для точной настройки в резонанс и обеспечения $\Lambda_{ax} = 0$ на заданной длине волны плечи СЭВ надо немного укоротить; величина укорочения Δl зависит от радиуса плеча и определяется выражением [10, 11]

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{-0.225}{\ln\frac{l}{a}} , \qquad (5.36)$$

требуемое для настройки в резонанс укорочение Δl тем больше, чем толще вибратор, при этом лучше его диапазонные свойства;

3) частотная зависимость \dot{Z}_{ex} наиболее сильно выражена в случае тонких вибраторов и существенно ослабляется при увеличении толщины плеча. Это объясняется тем, что добротность СЭВ, прямо пропорциональная его волновому сопротивлению $Q = A \cdot \frac{W_e}{R_{ex}}$, соответственно снижается при увеличении радиуса плеча из-за уменьшения волнового сопротивления. В самом деле, добротность колебательной системы пропорциональна отношению запасенной в ней электромагнитной энергии к энергии, теряемой за период высокочастотных колебаний на резонансной частоте. В данном случае доля теряемой энергии входных колебаний вследствие излучения зависит только от отношения l/λ_0 и почти не зависит от толщины СЭВ. Энергия, запасенная в ближней зоне вибратора, будет тем больше, чем тоньше его плечи. Поэтому при необходимости получения широкой полосы рабочих частот СЭВ (со слабой зависимостью \dot{Z}_{ex} от частоты) следует использовать толстые вибраторы — с плечами большого радиуса. Относительную полосу рабочих частот настроенного в резо-

$$\frac{\Delta f}{f_{\rm cpedH.}} \approx \frac{4R_{_{\rm BX}}}{\pi W_{_{\rm B}}}.$$

Примером широкополосного вибратора служит диапазонный вибратор Надененко (рис. 5.11), цилиндрические плечи которого имеют большой диаметр и выполняются обычно в виде набора проводников. Такие антенны широко применяются в качестве приемопе-

нанс полуволнового СЭВ можно рассчитать по приближенной формуле [10]

редающих в стационарных системах радиосвязи ВЧ диапазона (на декаметровых волнах) [10].



Рис. 5.11. Диапазонный вибратор Надененко

Надо также иметь в виду, что входное сопротивление СЭВ зависит и от конструкции его подключения к питающей линии передачи, как и в случае многих других антенн. По этой причине при проектировании антенн расчеты их входных сопротивлений носят, как правило, оценочный характер и уточняются путем компьютерного моделирования антенн с помощью специализированных программ и экспериментальных исследований характеристик опытных образцов антенн.

5.5. Симметричный щелевой вибратор

В разделе 1 был рассмотрен элементарный излучатель в виде магнитного вибратора, одним из физических эквивалентов которого является узкая щель, прорезанная в безграничном идеально проводящем плоском экране, длина которой во много раз меньше длины волны. На практике широко применяются щелевые излучатели, длина которых соизмерима с длиной волны. Излучающие щели могут иметь произвольную форму; наиболее распространены прямоугольные (линейные щелевые излучатели). Излучающие щели прорезают в металлических поверхностях различных размеров и формы: в стенках прямоугольных и круглых волноводов, в экранирующих оболочках коаксиальных кабелей, в плоских металлических экранах, в крыльях самолетов и т.д. В большинстве случаев размеры металлической поверхности, в которой прорезана щель, во много раз превышают длину волны. В основном щелевые антенны применяют в УВЧ—КВЧ диапазонах и иногда в ОВЧ диапазоне (метровых волн). Кольцевые щелевые антенны находят применение и в низкочастотных диапазонах СЧ и НЧ [10, 11].

Рассмотрим идеализированный пример симметричного щелевого вибратора (СЩВ) — узкую щель шириной $t < \lambda_0$ и длиной 2l, прорезанную в безграничном идеально проводящем экране. Под симметричной щелью будем понимать узкую прямоугольную щель, возбуждаемую в центре источником высокочастотных колебаний с помощью, например, двухпроводной ЛП (рис. 5.12, а) [2, 11].

Под действием напряжения \dot{U}_0 источника в узкой щели возникает электрическое поле, силовые линии которого перпендикулярны ее краям, причем в любой поперечной плоскости в направлении, параллельном оси *y*, напряженность поля можно считать постоянной.



Рис. 5.12. Симметричный щелевой вибратор

Таким образом, в любой точке z комплексная амплитуда напряжения между краями щели U(z) = E(z)t [2]. Под действием поля щели возникают поверхностные электрические токи на металлическом экране. ЭМП в окружающем пространстве определяется электрическим полем щели (возбуждающим эквивалентный магнитный ток) и электрическими токами, текущими по металлической поверхности.

Распределение напряжения вдоль щели в первом приближении можно считать синусоидальным, т.е.

$$\dot{U}(z) = \frac{\dot{U}_0}{\sin kl} \sin k(l - |z|) = \dot{U}_{\pi} \sin k(l - |z|),$$
 (5.37)
где $\dot{U}_{\pi} = \frac{\dot{U}_0}{\sin kl}$ — напряжение в пучности; на краях щели $\dot{U}(z = \pm l) = 0.$

Соответственно, с учетом граничных условий идеально проводящей поверхности тангенциальная компонента вектора Е в плоскости экрана

$$\dot{E}_{\tau} = \frac{\dot{E}_0}{\sin kl} \sin k(l - |z|)$$
 в пределах щели и $\dot{E}_{\tau} = 0$ на экране. (5.38)

Заменим СЩВ фиктивным симметричным магнитным вибратором (СМВ) с такими же размерами. На основании принципа двойственности ЭМП, создаваемое СМВ, можно найти, если известно ЭМП, создаваемое СЭВ, имеющим одинаковые расположение, форму и размеры и находящимся в свободном пространстве. На поверхности СМВ граничные условия для вектора $H(\dot{H}_{\tau}=0)$ совпадают с граничными условиями для вектора E на поверхности СЭВ ($\dot{E}_{\tau} = 0$). Поэтому распределение магнитного тока $\dot{I}_{_{\rm M}}(z)$ на поверхности СМВ находится из тех же уравнений, что и в случае СЭВ (например, уравнения Халлена) [2]:

$$\dot{I}_{_{\rm M}}(z) = \frac{\dot{I}_{_{0\rm M}}}{\sin kl} \sin k(l - |z|), \qquad (5.39)$$

где $\dot{I}_{_{0M}}$ — амплитуда тока в точках питания СМВ.

Применив принцип двойственности уравнений Максвелла и выполнив в выражении для ЭМП СЭВ (5.14) замены $\dot{E} \rightarrow \dot{H}$, $\dot{I}_0 \rightarrow \dot{I}_{0M}$, $W_0 \rightarrow 1/W_0$, получим выражение для напряженности вектора *H* ЭМП, создаваемого СМВ в дальней зоне [2]:

$$\dot{H}_{\theta} = j \frac{\dot{I}_{0M}}{2\pi W_0 r \sin kl} \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} e^{-jkr}, \qquad (5.40)$$

соответственно, $\dot{E}_{\varphi} = -W_0 \dot{H}_{\theta}$ и силовые линии вектора *E* поля СМВ в дальней зоне представляют собой окружности, расположенные в плоскости, перпендикулярной оси СМВ (рис. 5.12, б). В ближней зоне линии вектора E охватывают вибратор, причем \dot{E}_{τ} направлена перпендикулярно оси СМВ и численно равна поверхностной плотности магнитного тока. В плоскости расположения СМВ граничные условия для \dot{E}_{τ} описываются выражениями [2]

$$\dot{E}_{\tau} = \frac{\dot{I}_{M}(z)}{2t} = \frac{\dot{I}_{0M}}{2t\sin kl} \sin k(l - |z|)$$
(5.41)

в пределах плоского CMB по его длине (постоянная величина в направлении, поперечном оси вибратора) и $\dot{E}_{\tau} = 0$ в остальных точках.

Идентичность граничных условий (5.38) в плоскости экрана со щелью и в плоскости СМВ (5.41) при $\dot{U}_0 = \dot{I}_{0M}/2$ приводит к выводу, что на основании теоремы единственности поле излучения щели полностью аналогично полю излучения СМВ, если в (5.40) магнитный ток представить как $\dot{I}_{0M} = 2\dot{U}_0$ [2]:

$$\dot{H}_{\theta} = j \frac{\dot{U}_0}{\pi W_0 r \sin kl} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} e^{-jkr}, \qquad (5.42)$$
$$\dot{E}_{\varphi} = -W_0 \dot{H}_{\theta}.$$

Главное отличие структуры ЭМП СЩВ от структуры ЭМП СМВ состоит в том, что силовые линии вектора Е направлены в верхнем и нижнем полупространствах в противоположные стороны (рис. 5.12, б). Поэтому для нижнего полупространства выражения (5.42) должны быть взяты с противоположным знаком.

Из выражений (5.42) следует, что направленные свойства СЩВ и СЭВ аналогичны и в дальней зоне поляризация ЭМП линейная. Важное отличие состоит в том, что векторы E и H меняются местами, оставаясь взаимно перпендикулярными. В плоскости, перпендикулярной щели (плоскость E), СЩВ имеет круговую ДН, в плоскостях, проходящих через ось щели, как и в случае СЭВ, форма ДН зависит от электрической длины щели l/λ_0 и определяется выражением (5.15). Как и СЭВ, СЩВ вдоль своей оси не излучает.

Мощность излучения СЩВ определяется выражением [2]

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \left| \dot{U}_{\pi} \right|^2 G_{\Sigma}, \tag{5.43}$$

где $|\dot{U}_n|$ — амплитуда напряжения в пучности, G_{Σ} — проводимость излучения щели, причем, как следует из (5.19), (5.42) и (5.43), если использовать сопротивление излучения R_{Σ} металлического аналога СЩВ [2]

$$G_{\Sigma} = \frac{4R_{\Sigma}}{W_0^2} \,. \tag{5.44}$$

Если аналогично выразить входную проводимость $\dot{Y}_{_{BX}}$ СЩВ через входное сопротивление $\dot{Z}_{_{BX}}$ плоского металлического аналога в виде СЭВ, получим [2]

$$\dot{Y}_{_{\rm BX}} = \frac{4\dot{Z}_{_{\rm BX}}}{W_0^2} \,. \tag{5.45}$$

Учитывая, что обычно $\dot{Z}_{\rm вx}$ рассчитывается для цилиндрического СЭВ, в случае плоского СЭВ можно пользоваться расчетными данными, приняв радиус a = t/4 [2].

Как и СЭВ, при определенных значениях l/λ_0 СЩВ становится резонансным и реактивная компонента его $\dot{Y}_{\rm sx}$ обращается в нуль. На практике чаще всего используются резонансные полуволновые щели, длина которых $2l \leq \lambda_0 / 2$; причем укорочение щели должно быть тем больше, чем шире щель. Важно отметить, что в случае полуволновой щели положение точек подключения источника возбуждения влияет на согласование источника со щелью и не изменяет формы ДН.

Обычно стремятся к тому, чтобы щелевая антенна излучала только в одно полупространство, т.е. обеспечивала однонаправленное излучение. Для этого можно, например, со стороны второго полупространства закрыть щель металлической полостью (объемным резонатором). Высота резонатора *h* выбирается так, чтобы его входное сопротивление не шунтировало бы щель. Излучаемая мощность находится интегрированием вектора Пойнтинга по поверхности сферы большого радиуса, окружающей СЩВ. Но в данном случае щель излучает только в одно полупространство; во всех точках второго полупространства напряженность ЭМП в случае бесконечного экрана равна нулю и, следовательно, мощность излучения такой односторонней щели будет в 2 раза меньше, чем двухсторонней щели. Следовательно, проводимость излучения односторонней щели оказывается в два раза меньше проводимости излучения двухсторонней щели [2, 10].

Строгий анализ направленных свойств щели, прорезанной в металлической поверхности, размеры которой соизмеримы с длиной волны, основан на решении задачи дифракции плоской электромагнитной волны на данной поверхности. В результате такого анализа установлено, что на ДН щели в плоскости E особенно сильно влияет размер металлической поверхности, параллельный вектору E. ДН щелевой антенны в плоскости H сравнительно слабо зависит от размеров металлической поверхности и ориентировочно может определяться на основании принципа двойственности [2, 5, 7, 10].

5.6. Излучение системы из двух вибраторов

Для получения однонаправленного или остронаправленного излучения применяют антенны, состоящие из двух или нескольких вибраторов, расположенных на небольшом расстоянии (порядка длины волны λ_0) друг от друга. Из-за неизбежно возникающего вза-имного влияния такие вибраторы называют *связанными*. Поле одного вибратора возбуждает в другом вибраторе некоторую ЭДС, что эквивалентно изменению сопротивления излучения или входного сопротивления вибратора. ЭМП таких антенн формируется в резуль-

тате интерференции полей отдельных вибраторов с учетом фаз этих полей, зависящих как от разности расстояний до точки наблюдения, так и от разности фаз токов в вибраторах.

Рассмотрим подробнее работу двух связанных СЭВ. Отметим, что получаемые при этом результаты легко распространяются на случай нескольких связанных вибраторов. Сначала получим выражение для расчета ДН двух параллельных вибраторов 1 и 2, находящихся на расстоянии *d* друг от друга (рис. 5.13), возбуждаемых токами \dot{I}_1 и \dot{I}_2 . Представим отношение токов в виде [10]

$$\frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} = q e^{j\Psi},$$
(5.46)
где $q = \frac{|\dot{I}_2|}{|\dot{I}_1|} = \frac{I_2}{I_1}; \ \Psi$ — сдвиг фазы тока I_2 относительно тока I_1 .

Определим напряженность электрического поля в точке M в дальней зоне в меридиональной плоскости *хог*. Так как расстояние между вибраторами d много меньше расстояний до точки наблюдения (r_1 и r_2), направления в точку M можно считать параллельными; разность расстояний $\Delta r = r_2 - r_1 = dcos\theta$, где θ — угол между нормалью к оси вибратора и направлением на точку наблюдения.



Рис. 5.13. Система связанных вибраторов

Пусть \dot{E}_1 — напряженность поля, создаваемого в точке M первым вибратором. Выразим напряженность поля второго вибратора \dot{E}_2 в точке M через \dot{E}_1 , приняв фазу поля \dot{E}_1 в точке M за нулевую:

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_1 q e^{-jkd\cos\theta} e^{j\Psi},$$

где $kdcos \theta$ — пространственный сдвиг фаз полей из-за разности хода лучей Δr . Найдем суммарное поле, создаваемое обоими вибраторами в точке M:

$$\dot{E} = \dot{E}_1 + \dot{E}_2 = E_1 [1 + q \exp j(\psi - kd \cos \theta)].$$
 (5.47)

где

$$\dot{E}_{1}(\theta) = j \frac{60\dot{I}_{1}}{r_{1}\sin kl} \frac{\cos(kl\sin\theta) - \cos kl}{\cos\theta} e^{-jkr_{1}}$$

Поскольку чаще интересуются величиной напряженности суммарного электрического поля, а не ее фазой, найдем модуль выражения (5.47):

$$\dot{E}(\theta) = \frac{60\dot{I}_1}{r_1 \sin kl} \left| \frac{\cos(kl\sin\theta) - \cos kl}{\cos\theta} \right| \sqrt{1 + q^2 + 2q\cos(\psi - kd\cos\theta)}$$
(5.48)

и представим его как $E = Af_0(\theta) f_c(\theta)$. Следовательно, амплитудная характеристика направленности системы из двух связанных вибраторов определяется двумя сомножителями. Первый — $f_0(\theta)$ представляет собой характеристику направленности симметричного вибратора, находящегося в свободном пространстве. Второй — $f_c(\theta)$ учитывает наличие второго вибратора, зависит от расстояния d между вибраторами, отношения амплитуд токов в вибраторах q и от сдвига фаз токов ψ . Этот множитель, являющийся множителем системы, полностью определяет направленные свойства в экваториальной плоскости yoz, так как одиночный симметричный вибратор в этой плоскости ($\theta = 0^\circ$) не обладает направленным действием. Напряженность суммарного поля в экваториальной плоскости определяется выражением

$$E(\theta) = A(1 - \cos kl)\sqrt{1 + q^2 + 2q\cos(\psi - kd\cos\theta)}.$$
 (5.49)

В зависимости от величин d/λ_0 , *q* и Ψ ДН системы связанных вибраторов могут иметь различную форму (рис. 5.14) [2,11].



Рис. 5.14. Нормированные ДН по напряженности поля системы связанных вибраторов в экваториальной плоскости

При увеличении расстояния между вибраторами (начиная от $d/\lambda_0 = 0.5$) ДН приобретает многолепестковый характер; чем больше d/λ_0 , тем больше лепестков. Особенно важен случай однонаправленного излучения. Пусть токи в вибраторах одинаковы по величине (q=1). Тогда формулу (5.49), воспользовавшись формулой для косинуса двойного угла, можно привести к виду

$$E(\theta) = 2A (1 - \cos kl) \log \left[\frac{\Psi}{2} - \frac{kd}{2} \cos \theta \right].$$
(5.50)
116

Положим теперь, что $\Psi = \pm \pi/2$ и расстояние между вибраторами $d = \lambda_0/4$. При этом формула (5.50) принимает вид

$$E(\theta) = 2A \left(1 - \cos kl\right) \left|\cos\left(\pm \pi/4 - (\pi/4)\cos\theta\right)\right|.$$
(5.51)

В (5.51) множитель $f(\theta) = cos(\pm \pi/4 - (\pi/4)cos\theta)$ описывает кардиоиду.

При $\Psi = +\pi/2$ и $\theta = 0^{\circ} f(\theta) = 1$; при $\Psi = \pi f(\theta) = 0$. Таким образом, в направлении $\theta = 0^{\circ}$ напряженность электрического поля удваивается (по сравнению с полем одиночного вибратора, возбуждаемого током той же амплитуды, что и во втором вибраторе). Это происходит за счет уменьшения напряженности поля в других направлениях.

При $\Psi = -\pi/2$ напряженность поля удваивается в обратном направлении $\theta = 180^{\circ}$); напряженность поля равна нулю в направлении $\theta = 0^{\circ}$.

Поясним эти результаты. Если ток во втором вибраторе опережает по фазе ток в первом вибраторе, то в точке наблюдения, находящейся в направлении $\theta = 0^{\circ}$, напряженности полей обоих вибраторов складываются синфазно, так как сдвиг фаз за счет несинфазности возбуждающих токов $\Psi = \pi/2$) компенсируется пространственным сдвигом фаз $\Psi_p = \pi/2$. Этот сдвиг фаз должен учитываться со знаком минус, так как второй вибратор находится дальше от точки наблюдения, чем первый. В обратном направлении $\theta = 180^{\circ}$ множитель $f(\theta) = 0$, потому что в этом направлении напряженности полей первого вибраторов складываются в противофазе и компенсируют друг друга, так как $\Psi_{pe3} = \Psi + \Psi_p = \pi$. Если ток во втором вибраторе отстает по фазе на $\pi/2$ от тока в первом вибраторе ($\Psi = -\pi/2$), то наблюдается обратное.

В первом случае ($\Psi = \pi/2$) второй вибратор усиливает излучение в направлении на первый вибратор. Во втором случае ($\Psi = -\pi/2$) он усиливает излучение в обратном направлении и ослабляет излучение в направлении на первый вибратор. Вибратор, усиливающий излучение в направлении на другой вибратор и ослабляющий излучение в обратном направлении, называется *рефлектором (отражателем)* [2, 11]. Для полного удвоения напряженности поля в одном направлении и обеспечении его равенства нулю в противоположном, в рассматриваемом случае ($d = \lambda_0/4$) токи в обоих вибраторах должны быть равны по величине (q=1), а ток в рефлекторе должен опережать ток во втором связанном вибраторе на $\pi/2$ (рис. 5.15, а). Вибратор, ослабляющий излучение в направлении на другой вибратор и усиливающий излучение в противоположном направлении, называется *директором (направителем)* [2, 11]. В идеальном случае при $d = \lambda_0/4$ директор должен работать в режиме q=l; $\Psi = -\pi/2$ (рис. 5.15, 6).

Отметим, что в обоих случаях напряженность поля увеличивается в направлении опережения фазы возбуждающего тока. Получить однонаправленное излучение можно и при расстояниях между вибраторами, отличных от $\lambda_0/4$. Как видно из формулы (4.5), условие отсутствия излучения в направлении $\theta = 180^{\circ}$ можно записать в виде $\Psi + kd = \pi$. Для выполнения этого условия при $d < \lambda_0/4$ сдвиг фаз должен быть больше $\pi/2$. Хотя ДН при этом оказывается однонаправленной и максимум излучения лежит в направлении $\theta = 0^{\circ}$, напряженность поля в этом направлении не удваивается. Чем ближе друг к другу расположены вибраторы, тем меньшая напряженность поля получается в направлении максимального излучения (при условии, что при изменении d амплитуда тока в вибраторах не изменяется).

Возбуждение каждого из двух связанных вибраторов токами, сдвинутыми по фазе, усложняет систему питания. Поэтому в большинстве случаев вибраторы, выполняющие роль рефлекторов или директоров, не подключаются к источнику колебаний (генератору), т.е. являются *пассивными*. Они возбуждаются ЭМП *активного* (питаемого) вибратора. В случае пассивных вибраторов не удается осуществить режим, обеспечивающий полное эффекты рефлектора или директора, так как не удается совместно обеспечить q=1 и $\Psi=\pi/2$. Поэтому в главном направлении напряженность поля возрастает менее чем в два раза, а в обратном направлении остается отличной от нуля [2, 11].



Рис. 5.15. ДН вибратора с рефлектором и директором

Расчет входных сопротивлений связанных вибраторов методом наведенных ЭДС

Рассмотрим СЭВ 1 (рис. 5.16), в котором возбуждена некоторая ЭДС. Под ее влиянием в СЭВ 1 возникает электрический ток.



Рис. 5.16. Связанные вибраторы

Распределение этого тока таково, что на поверхности СЭВ выполняются граничные условия — равенство нулю тангенциальной компоненты вектора напряженности электрического поля \vec{E} нормальной компоненты вектора \vec{H} . Расположим вблизи вибратора 1 вибратор 2, в котором тоже протекает электрический ток, поддерживаемый возбужденной в этом вибраторе ЭДС. Ток в СЭВ 2 создает определенное ЭМП в окружающем пространстве, в том числе вблизи СЭВ 1. Пусть тангенциальная компонента вектора \vec{E} поля, создаваемого

током СЭВ 2 у поверхности элемента dz СЭВ 1, равна \dot{E}_{z12} . Тогда ЭДС, наведенная в элементе dz СЭВ 1 вибратором 2, равна [5, 11]

$$d\dot{\Theta}_{12} = \dot{E}_{z12} dz$$
. (5.52)

Возникновение дополнительной тангенциальной компоненты вектора \vec{E} у проводящей поверхности вибратора нарушает начальные граничные условия. Для восстановления нарушенных граничных условий собственное поле и ток вибратора 1 должны перераспределиться так, чтобы на элементе *dz* возникла собственная ЭДС ($-\dot{E}_{z12}dz$). В этом случае сум-

марная тангенциальная компонента вектора \dot{E} на поверхности элемента dz вновь станет равной нулю. Следовательно, под воздействием поля вибратора 2 вдоль элемента dz вибратора 1 начинает действовать ЭДС $-d\dot{Э}_{12} = -\dot{E}_{z12}dz$, которая поддерживается за счет энергии, поступающей в вибратор 1 от подключенного к нему источника (генератора). При этом мощность, отдаваемая генератором элементу dz [5, 11]

$$d\dot{P}_{12} = -\frac{1}{2}I^*\dot{\Theta}_{12},\tag{5.53}$$

где I^* — комплексно-сопряженная амплитуда тока в вибраторе 1.

Полная комплексная мощность, потребляемая вибратором 1 под влиянием поля вибратора 2 определяется выражением [5, 11]

$$\dot{P}_{12} = -\frac{1}{2} \int_{-l}^{l} d\dot{P}_{12} = -\frac{1}{2} \int_{-l}^{l} I^* \dot{\Theta}_{12} dz .$$
(5.54)

Полное входное сопротивление одного из связанных вибраторов в общем случае является комплексной величиной \dot{Z}_1 и содержит две компоненты: собственное сопротивление \dot{Z}_{11} (сопротивление вибратора в свободном пространстве) и сопротивление, наведенное ЭМП второго вибратора $\dot{Z}_{12\mu}$. Таким образом, $\dot{Z}_1 = \dot{Z}_{11} + \dot{Z}_{12\mu}$ и $\dot{Z}_2 = \dot{Z}_{22} + \dot{Z}_{21\mu}$. Сразу отметим, что на самом деле полное сопротивление \dot{Z}_{11} определяется при режиме холостого хода на входе второго вибратора [5, 11].

Полное, собственное и наведенное сопротивления связанного вибратора можно определить приближенным методом наведенных ЭДС [5, 11], предложенным независимо друг от друга в 1922 г. советским ученым Д.А. Рожанским и французским Бриллюэном. Впоследствии этот метод был применен к расчету антенн И.Г. Кляцкиным, А.А. Пистолькорсом и В.В. Татариновым.

Если расстояние между вибраторами мало, т.е. d >> a, a << l, то токи в вибраторах в первом приближении можно считать распределенными по синусоидальному закону

$$\dot{I}_{z1,2}(z) = \dot{I}_{01,2} \frac{\sin \beta (l_{1,2} - |z|)}{\sin \beta l_{1,2}},$$
(5.55)

где координата z имеет начало в середине каждого вибратора.

Токи в точках питания вибраторов определяются путем решения системы линейных уравнений Кирхгофа:

$$\dot{U}_{1} = \dot{I}_{01} \dot{Z}_{11} + \dot{I}_{02} \dot{Z}_{12} = \dot{\varTheta}_{1} - \dot{I}_{01} \dot{Z}_{H1},$$

$$\dot{U}_{2} = \dot{I}_{02} \dot{Z}_{12} + \dot{I}_{02} \dot{Z}_{22} = \dot{\varTheta}_{2} - \dot{I}_{02} \dot{Z}_{H2},$$
(5.56)

где $\dot{\beta}_1$ и $\dot{\beta}_2$ — ЭДС подключенных к вибратором источников колебаний (генераторов); \dot{Z}_{H1} и \dot{Z}_{H2} — внутренние сопротивления генераторов (если вибратор пассивный, то надо принять $\dot{\beta}_i = 0$ и считать, что \dot{Z}_{Hi} служит сопротивлением нагрузки вибратора).

Сущность метода наведенных ЭДС заключается в следующем. Пусть, например, первый вибратор находится внутри некоторого объема V, ограниченного цилиндрической поверхностью S высотой 2L и радиусом ρ , рис. 5.16. Запишем выражения для нормальных к этой поверхности компонент комплексного вектора Пойнтинга в локальной цилиндрической системе координат каждого вибратора [5, 11]:

$$\dot{\Pi}_{\rho} = -\frac{1}{2}\dot{E}_{z}\dot{H}_{\varphi}^{*} , \ \dot{\Pi}_{z} = \frac{1}{2}\dot{E}_{\rho}\dot{H}_{\varphi}^{*} .$$
(5.57)

Интегрирование нормальной компоненты вектора Пойнтинга по поверхности S позволяет получить выражение для мощности, потребляемой вибратором от генератора. Так как в ближней зоне вибратора векторы \vec{E} и \vec{H} не являются синфазными в отличие от дальней зоны, потребляемая мощность оказывается комплексной величиной. Для среды без потерь активная часть этой мощности есть мощность излучения вибратора.

Пусть поверхность S совмещена с поверхностью вибратора (2L=l, $\rho=a$). Для тонкого вибратора (с радиусом $a \rightarrow 0$) значения интегралов по поверхностям торцов от потока мощности $\dot{\Pi}_z$ стремятся к нулю. Тогда с учетом того, что при $a \rightarrow 0$ и d >> a ЭМП в ближней зоне почти не зависит от φ , потребляемая мощность определяется только потоком мощности через боковую поверхность [5, 11]:

$$\dot{P}_{1} = \int_{-l}^{l} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \dot{\Pi}_{\rho} a dz d\varphi = -\frac{1}{2} \int_{-l}^{l} \dot{E}_{z1}(a) 2\pi a \dot{H}_{\varphi1}^{*} dz .$$
(5.58)

Тангенциальная компонента вектора \vec{E} на боковой поверхности вибратора представляет собой сумму

$$\vec{\dot{E}}_{z1} = \vec{\dot{E}}_{z11} + \vec{\dot{E}}_{z12}$$

где \vec{E}_{z11} — компонента, возникающая под действием тока первого вибратора; \vec{E}_{z12} — компонента, возникающая под действием тока второго вибратора. Учтем, что произведение $2\pi a \dot{H}_{\varphi 1}^* = \dot{I}_{z1}^*$ представляет собой комплексно-сопряженный ток в первом вибраторе. При этом выражение для потребляемой мощности \dot{P}_1 примет вид [5, 11]

$$\dot{P}_{1} = -\frac{1}{2} \left(\int_{-l}^{l} \dot{E}_{z11} \dot{I}_{z1}^{*} dz + \int_{-l}^{l} \dot{E}_{z12} \dot{I}_{z1}^{*} dz \right).$$
(5.59)

С другой стороны, мощность \dot{P}_1 можно выразить через напряжение и ток на входе вибратора. С учетом уравнений Кирхгофа (5.56)

$$\dot{P}_{1} = \frac{1}{2} \dot{I}_{01}^{*} \dot{U}_{1} = \frac{1}{2} \left(\dot{I}_{01}^{*} \dot{I}_{01} \dot{Z}_{11} + \dot{I}_{01}^{*} \dot{I}_{02} \dot{Z}_{12} \right).$$
(5.60)

Приравнивая выражения (5.59) и (5.60), получаем основные расчетные выражения для определения собственных и наведенных сопротивлений вибраторов [5, 11]:

$$\dot{Z}_{11} = -\frac{1}{\left|\dot{I}_{01}\right|^2} \int_{-l}^{l} \dot{E}_{z11} \dot{I}_{z1}^* dz , \ \dot{Z}_{12} = -\frac{1}{\dot{I}_{01}^* \dot{I}_{02}} \int_{-l}^{l} \dot{E}_{z12} \dot{I}_{z1}^* dz .$$
(5.61)

Для получения расчетных выражений для определения собственных и, в случае одинаковых вибраторов наведенных сопротивлений, называемых взаимными, $\dot{Z}_{21} = \dot{Z}_{12}$ в (5.61) достаточно заменить индексы 1→2 и 2→1.

Помимо собственных и взаимных входных сопротивлений вибраторов можно определить собственные и взаимные сопротивления, отнесенные к токам в пучностях на каждом вибраторе [5, 11]:

$$\dot{Z}_{11\pi} = \dot{Z}_{11} \sin^2 \beta l_1, \qquad \dot{Z}_{12\pi} = \dot{Z}_{12} \sin \beta l_1 \sin \beta l_1.$$
 (5.62)

Обратим внимание на то, что в выражениях (5.61) компоненты \vec{E}_{z11} и \vec{E}_{z12} фактически описывают удельные ЭДС (приходящиеся на единицу длины по боковой поверхности вибратора), наводимые токами первого или второго вибраторов. Это, в сущности, и раскрывает название метода наведенных ЭДС. Кроме того, с учетом известного граничного условия для тангенциальной компоненты полного поля \dot{E} на поверхности идеального электрического проводника должно выполняться равенство $\dot{E}_{\tau} = 0$. В то же время, в выражениях (5.58) и (5.59) интегрирование производится не только по области зазора между плечами вибратора, а по всей его длине. Это объясняется тем, что компоненты \dot{E}_{z11} и \dot{E}_{z12} представляют лишь части полного электрического поля и, что более существенно, вместо неизвестного точного распределения токов в вибраторах используется первое приближение в виде синусоидального распределения (5.55), которое не может обеспечить строгое соблюдение условия $\dot{E}_{\tau} = 0$ [5, 11]. Вместе с тем, для коротких ($l/\lambda_0 < 0.3$) и тонких вибраторов расчетные формулы (5.61) дают достаточно точные результаты. В других случаях пользуются более строгим с точки зрения электродинамики методом расчета — обобщенным методом наведенных ЭДС [2]. В [2] отмечено, что метод наведенных ЭДС дает наилучшие результаты при расчете взаимных сопротивлений полуволновых резонансных СЭВ, когда распределение тока не зависит от точек подключения генератора и закона распределения возбуждающей ЭДС; для расчета собственных сопротивлений лучше пользоваться метод эквивалентных схем.

Расчет наведенных сопротивлений упрощается в частном случае, когда связанные СЭВ параллельны, имеют одинаковую длину и возбуждаются синфазными токами одинаковой амплитуды. Очевидно, что при этом сопротивление, наведенное вибратором 1 на вибратор 2, равно сопротивлению, наведенному вибратором 2 на вибратор 1. В данном частном случае наведенное сопротивление называют взаимным \dot{Z}_{12} . По известному взаимному сопротивлению легко рассчитать наведенное, если задано отношение амплитуд токов в вибраторах [2, 11].

Взаимное сопротивление зависит от электрических размеров системы l/λ_0 , d/λ_0 и h/λ_0 . Таблицы для определений активной компоненты (R_{12}) взаимного сопротивления полуволновых вибраторов рассчитаны А.А. Пистолькорсом в 1928 г., а для реактивной компоненты (X_{12}) — В.В.Татариновым в 1936 г. Графики зависимостей R_{12} и X_{12} от электрического расстояния между вибраторами (d/λ_0) при различных заданных смещениях вибраторов в параллельном направлении $h/\lambda_0=const$ приведены в [2, 11]. Имеются также графики, позволяющие определять взаимные сопротивления вибраторов, длина которых отличается от полуволновой. Метод наведенных ЭДС может быть применен также для определения собственного сопротивления излучения вибратора $R \Sigma_{11}$.

Наведенное и взаимное сопротивления связаны следующими соотношениями [5, 11]:

$$\dot{Z}_{12\mu} = \dot{Z}_{12} \frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} = \dot{Z}_{12} q e^{j\Psi}, \ \dot{Z}_{21\mu} = \dot{Z}_{21} \frac{\dot{I}_1}{\dot{I}_{21}} = \frac{\dot{Z}_{12}}{q} e^{-j\Psi}, \qquad Z_{12} = Z_{21}.$$
(5.63)

Полное сопротивление каждого из связанных СЭВ определяется выражениями [5, 11]

$$\dot{Z}_1 = \dot{Z}_{11} + \dot{Z}_{12} q e^{j\Psi}, \ \dot{Z}_2 = \dot{Z}_{22} + \frac{Z_{12}}{q} e^{-j\Psi}.$$
 (5.64)

Расчет токов в пассивных вибраторах

Пассивные вибраторы широко применяются для создания однонаправленного излучения в качестве рефлекторов и директоров. Чтобы вибратор играл роль рефлектора или директора, ток в нем должен иметь определенную величину и фазу по отношению к току в активном вибраторе (в идеальном случае при расстоянии между вибраторами $d=\lambda_0/4$ должны выполняться условия q=1 и $\Psi=\pm\pi/2$). Величины q и ψ для пассивного вибратора зависят от расстояния между ним и активным вибратором и от величин активного и реактивного сопротивлений пассивного вибратора. Эти величины можно регулировать, изменяя реактивное сопротивление пассивного вибратора.

Рассчитаем величины q и Ψ . Заменим два связанных симметричных вибратора, из которых один пассивный с включенным в его середину сопротивлением настройки $X_{\mu0}$ эквивалентной схемой (рис. 5.15) [11].



Рис. 5.15. Эквивалентная схема связанных вибраторов, торых пассивный один из ко-

Уравнения Кирхгофа для этой системы имеют вид:

$$\dot{U}_{n1} = \dot{I}_{n1}\dot{Z}_{11} + \dot{I}_{n1}\dot{Z}_{12\mu\alpha\beta},$$

$$0 = \dot{I}_{n2}\dot{Z}_{22} + \dot{I}_{n2}\dot{Z}_{21\mu\alpha\beta} + j\dot{I}_{n2}X_{\mu},$$
(5.65)

где \dot{Z}_{12hab} и \dot{Z}_{21hab} — наведенные сопротивления вибраторов; X_{μ} — реактивное сопротивление настройки, включенное в пассивный вибратор и отнесенное к пучности тока. Учитывая соотношения между \dot{Z}_{12hab} , \dot{Z}_{21hab} и взаимными сопротивлениями (5.64) и $Z_{12} = Z_{21}$ получаем

$$\dot{U}_{n1} = \dot{I}_{n1}\dot{Z}_{11} + \dot{I}_{n2}\dot{Z}_{12}, \ 0 = \dot{I}_{n2}\dot{Z}_{22} + \dot{I}_{n1}\dot{Z}_{12} + j\dot{I}_{n2}X_{\mu}.$$
(5.66)

Можно считать известными ток в активном вибраторе \dot{I}_{n1} , а также собственные \dot{Z}_{11} , \dot{Z}_{22} и взаимное \dot{Z}_{12} сопротивления, поскольку относительная длина вибраторов l/λ_0 и относительное расстояние между вибраторами d/λ_0 заданы. Задано также сопротивление настройки X_{n} . Таким образом, в уравнениях (5.66) неизвестен только ток во втором вибраторе \dot{I}_{n2} , который определяется из уравнения (5.65)

$$\dot{I}_{n2} = -\frac{\dot{I}_{n1}\dot{Z}_{12}}{\dot{Z}_{22} + jX_{\rm H}}.$$
(5.67)

Используя введенное ранее отношение токов $\frac{I_2}{I_1} = q e^{j\Psi}$, можно получить выражения для модуля отношения токов [11]

$$q = \frac{\sqrt{R_{12}^2 + X_{12}^2}}{\sqrt{R_{12}^2 + (X_{22} + X_{\rm H})^2}}$$
(5.68)

и относительной фазы тока в пассивном вибраторе [11]

$$\Psi = \pi + \operatorname{arctg} \frac{X_{12}}{R_{12}} - \operatorname{arctg} \frac{X_{22} + X_{\text{H}}}{R_{22}} .$$
(5.69)

Входящие в формулы (5.68) и (5.69) сопротивления отнесены к пучности тока. Для короткого вибратора 2 сопротивление настройки X_{H} пересчитывается к пучности тока по формуле $X_{H} = X_{HO} \sin^{2} kl$.

В случае длинного вибратора такой пересчет можно сделать по формуле, учитывающей распределение тока по закону гиперболического синуса $X_H = X_{HO} sh^2 (\alpha + ik) l$, где α — коэффициент затухания, без учета влияния активного вибратора.

В случае пассивного вибратора величины q и Ψ взаимозависимы и при изменении X_{μ} изменяются одновременно. Поэтому при перестройке X_{μ} добиться как нужных значений q, так и Ψ невозможно. Пассивный вибратор обычно настраивают так, чтобы получить максимальный коэффициент защитного действия, определяемый как отношение амплитуд напряженностей полей в главном и обратном направлениях. Получаемые при этом величины q и Ψ отличаются от идеальных (q = 1, $\Psi = \pi/2$), поэтому максимальное защитное действие обычно 10—20.

Выше было показано, что ток в пассивном рефлекторе должен опережать по фазе ток в активном вибраторе. Анализ формулы (5.69) показывает, что пассивный вибратор

будет работать как рефлектор, если его полное реактивное сопротивление (сумма собственного и сопротивления настройки) имеет индуктивный характер. Это условие выполняется, если $0,1 \lambda_0 \le d \le 0,25 \lambda_0$.

Ток в пассивном директоре должен отставать по фазе от тока в активном вибраторе. Из (5.69) следует, что пассивный вибратор будет работать как директор при $0, 1 \lambda_0 \le d \le 0, 25 \lambda_0$, если его полное реактивное сопротивление отрицательное, т.е. имеет емкостный характер.

В диапазоне ВЧ (на декаметровых волнах) пассивные вибраторы обычно настраивают, включая в середине вибратора настроечное реактивное сопротивление в виде отрезка короткозамкнутой двухпроводной линии, длину которой можно регулировать подвижным короткозамыкателем. В диапазонах ОВЧ и УВЧ (на метровых и дециметровых волнах) настроечное реактивное сопротивление обычно не применяется. Пассивный вибратор настраивается изменением его длины. Чтобы пассивный вибратор работал в качестве рефлектора, его полная длина должна быть несколько больше $\lambda_0/2$ (аналогично разомкнутой на конце двухпроводной линии длиной больше $\lambda_0/4$, у которой входное сопротивление имеет индуктивный характер). Чтобы пассивный вибратор работал в качестве директора, его полная длина должна быть несколько меньше $\lambda_0/2$ (аналогично разомкнутой на конце двухпроводной линии длиной меньше $\lambda_0/4$, у которой входное сопротивление имеет емкостной характер). Величина необходимого удлинения или укорочения зависит от расстояния между вибраторами и их толщины [2, 10, 11].

В частном случае симметричного электрического вибратора с рефлектором или директором КНД определяется выражением [11]:

$$D = \frac{120}{R_{\Sigma\Pi}} (1 - \cos kl)^2 (1 + q^2 + 2q \cos(\psi - kd)), \qquad (5.70)$$

где $R_{\Sigma\Pi}$ — полное сопротивление излучения активного вибратора (сумма собственного и наведенного); $q \, u \, \Psi$ — отношение амплитуд и сдвиг фаз токов в вибраторах; $l \, u \, d_p$ длина вибраторов и расстояние между ними.

В [16] приведены графики расчетных зависимостей нормированных к КНД полуволнового вибратора значений КНД для пары активный вибратор — рефлектор (директор) от полного реактивного сопротивления пассивного вибратора, рис. 5.16.

Приведенные выше расчетные формулы (5.68—5.70) дают достаточно точные результаты для коротких ($l/\lambda_0 < 0,3$) и тонких вибраторов. В других случаях следует использовать более точный обобщенный метод наведенных ЭДС [2].

КНД вибратора с рефлектором или директором может находиться в пределах D=5-6 (7-7,8 дБ); при одновременном использовании рефлектора и директора и оптимальной настройке, КНД в среднем составляет 8 (9 дБ).



Рис. 5.16. Зависимости КНД вибратора длиной $\lambda_0/2$ с рефлектором (сплошная линия) или директором (пунктирная линия) от полного реактивного сопротивления пассивного вибратора

5.7. Директорные антенны

Очевидно, что простые антенны в виде вибратора с рефлектором или директором, формируя преимущественно однонаправленное излучение, все же не позволяют получать узкие ДН и КНД более нескольких единиц дБ. Существенно большей направленностью обладают директорные антенны или антенны типа «волновой канал» (антенны Уда—Яги), представляющие собой дискретную систему расположенных в одной плоскости параллельных симметричных вибраторов, размеры которых близки к полуволновым. В диапазоне частот порядка 100—1000 МГц директорные антенны (ДА) выполняются из металлических стержней или трубок, на более высоких частотах — по печатной (полосковой) технологии. Пример широко распространенной конструкции ДА показан на рис. 5.17, на котором обозначено: 1 — рефлектор, — директоры, 3 — активный симметричный вибратор [15].

Активный вибратор 3, например обычный полуволновый с собственным резонансным входным сопротивлением 73 Ом или петлевой вибратор с повышенным резонансным сопротивлением 292 Ом, подключается к питающей линии передачи. Пассивный вибратор 1, располагаемый позади активного, играет роль рефлектора, а остальные вибраторы 2, располагаемые впереди активного, называются директорами. Рефлектор и директоры можно непосредственно соединять в центрах с несущим металлическим стержнем, который не возбуждается из-за того, что при работе антенны ориентирован перпендикулярно силовым линиям вектора напряженности электрического поля. Для защиты входных цепей приемников от грозовых разрядов стержень заземляется. Если в качестве активного вибратора используется обычный СЭВ, то, безусловно, его плечи должны быть изолированы от несущего стержня; в случае петлевого вибратора его можно непосредственно соединять с несущим стержнем в средней точке (нулевого потенциала).

ДА просты по конструкции и удобны в эксплуатации, поэтому нашли широкое применение в качестве приемных телевизионных антенн в метровом и дециметровом диапазонах волн; решетки ДА применяются в радиолокационных системах. В сантиметровом диапазоне они используются в качестве элементов ФАР. Особенностью антенн подобного типа является их узкополосность (полоса пропускания не более нескольких процентов).



Рис. 5.17. Директорная антенна и пример ее ДН

Принцип работы ДА заключается в следующем [10, 11]. ЭМП излучения активным вибратора направляется рефлектором и первым директором в сторону остальных директоров, которые при определенных условиях интенсивно возбуждаются бегущей вдоль оси антенны ЭМВ, образуя своеобразный волновой канал. Естественно, более удаленные директоры возбуждаются слабее. Вдоль антенны в направлении от рефлектора на директоры распространяется бегущая волна с замедленной фазовой скоростью и коэффициентом замедления p>1. В результате, как и в любой АБВ осевого излучения, направление максимального излучения ДА совпадает с ее осью. Замедляющая структура образуется системой директоров. Типичные электрические длины вибраторов: активного $2l \le \lambda_0/2$, рефлектора $2l > \lambda_0/2$, директоров $2l < \lambda_0/2$. ДА излучает ЭМВ с линейной поляризацией в плоскости, в которой расположены вибраторы.

Пример экспериментально полученной ДН ДА с шестью директорами приведен на рис. 5.17: в плоскости, перпендикулярной осям вибраторов (сплошная линия) и в плоскости вибраторов (пунктирная линия) [10].

С увеличением количества директоров (соответственно, с увеличением полной длины антенны) ширина ДН в обеих плоскостях уменьшается, но не прямо пропорционально длине (рис. 5.18) [10].

Минимальная ширина ДН ДА по уровню половинной мощности составляет 15-20°, что достижимо только при обеспечении оптимальных соотношений между токами в вибраторах. Для этого необходимо, чтобы расстояние между активным вибратором и рефлектором было в пределах (0,15-0,25) λ_0 при длине рефлектора (0,48-0,52) λ_0 ; расстояние между директорами, первым директором и активным вибратором составляло бы (0,10-0,30) λ_0 ; длина директоров равнялась бы (0,48-0,40) λ_0 . Количество директоров выбирается не более 10-15; при этом КНД достигает в среднем 12-15 дБ. Увеличение количества директоров больше указанного не оказывает существенного влияния на ДН, так как наведенные токи в крайних директорах становятся малыми и их вклад в формирование ДН ослабевает. УБЛ ДН директорных антенн довольно высок и может достигать --(5-3) дБ.



Рис. 5.18. Графики зависимостей ширины ДН и КНД директорной антенны от ее относительной длины

Ширину ДН по половинной мощности в Е- и Н-плоскостях для ДА, содержащей в совокупности *N* вибраторов, можно оценить в рад. с помощью выражений [17]

$$\theta_{0,5}^E \approx \frac{3,5}{N-1}, \ \theta_{0,5}^H \approx \frac{3,8}{N-1}.$$
(5.71)

На входное сопротивление активного вибратора оказывают влияние все пассивные вибраторы за счет чего входное сопротивление Z_{вх} активного вибратора в виде простого СЭВ снижается до 20-30 Ом. С целью повышения Z_{вх} используют петлевой вибратор Пистолькорса с повышенным собственным резонансным сопротивлением 292 Ом. Это дает и другие преимущества — несколько большую широкополосность и удобство крепления.

Директорная антенна принципиально узкополосна из-за резкого изменения входного сопротивления Z_{вх} с частотой. Установлено, что действие рефлектора на Z_{вх} более сильное, чем директоров. Поэтому с целью расширения частотного диапазона применяют более широкополосные рефлекторы, например плоские. Реальная полоса частот ДА не превышает 5-15 % [10].

Используя в место одиночных вибраторов турникетные, строят ДА с вращающейся поляризацией, а также с двойной или переключаемой линейной поляризацией.

В диапазоне ВЧ на стационарных приемопередающих радиоцентрах широко применяются вертикальные многовибраторные антенные решетки, например, с синфазным питанием вибраторов (рис. 5.19). КНД такой АР с рефлектором, содержащей р этажей (рядов) из q активных вибраторов, с учетом влияния земли определяется приближенным выражением $D\approx 8pq$ [10].



5.8. Влияние идеально электропроводящей и бесконечно протяженной поверхности на излучение расположенных вблизи нее антенн

Метод зеркальных изображений

Антенны обычно располагаются вблизи каких-либо металлических, диэлектрических или комбинированных тел, например, на поверхности Земли. ЭМП антенны возбуждает в почве и соседних телах вторичные токи проводимости и смещения. Поэтому полное ЭМП антенны является результатом интерференции первичного поля антенны и вторичного, создаваемого вторичными токами.

В результате действия вторичных токов изменяется распределение напряженностей электрического и магнитного полей во всем окружающем антенну пространстве, что влечет за собой изменение практически всех электрических характеристик антенны — ее ДН, сопротивления излучения и входного сопротивления. Если антенна расположена вблизи металлических или диэлектрических тел из материалов с реальными электрофизическими параметрами, например, с конечной электрической проводимостью, то возникновение токов в этих телах приводит к потерям энергии и уменьшению КПД антенны. Определение результирующего ЭМП антенны обычно является исключительно сложной задачей, для решения которой вводят различные упрощения, например, находящиеся рядом с антенной объекты заменяют телами правильной геометрической формы. В частности, таким телом может служить бесконечно протяженная и идеально электропроводящая плоскость. Более того, задача такого рода возникает при анализе излучения антенн, расположенных вблизи земной поверхности (на низких частотах, вплоть до СЧ диапазона) или электрических вибраторов и щелевых излучателей, находящихся вблизи металлического экрана с размерами, много большими длины волны. Довольно простое решение такой задачи, в том числе с учетом свойств реальной почвы получается с использованием метода зеркальных изображений [2, 10, 11].

Применительно к антеннам метод зеркальных изображений заключается в том, что при определении ЭМП антенны, находящейся над бесконечно протяженной и идеально электропроводящей поверхностью, эта поверхность исключается из анализа, а действие вторичных токов, обеспечивающих соблюдение граничного условия $\dot{E}_{\tau=0}$ (\dot{E}_{τ} — тангенциальная компонента полного электрического поля) в месте расположения идеально проводящей поверхности, заменяется излучением воображаемой (фиктивной) антенны, являющейся зеркальным изображением реальной антенны. Соответственно, ЭМП в точке наблюдения Р можно рассматривать как суперпозицию полей прямой волны и волны, отраженной от проводящей плоскости и как бы исходящей от зеркального изображения антенны, рис. . Отметим также, что с учетом граничного условия электрические заряды в симметричных относительно проводящей плоскости точках реальной антенны и ее ЗИ имеют противоположные знаки, рис.

На основании теоремы о единственности решения внешней задачи электродинамики можно утверждать, что в верхнем полупространстве, в котором находится реальная антенна, решения исходной задачи, и задачи с фиктивной антенной — зеркальным изображением (ЗИ) будут одинаковы.

Рассмотрим важные для практики примеры вертикального и горизонтального расположения элементарных электрических вибраторов над проводящей плоскостью. Очевидно, что для выполнения указанного выше граничного условия токи в вертикальных реальном и фиктивном вибраторах должны иметь одинаковые амплитуды и фазы, а токи в горизонтальных реальном и фиктивном вибраторах должны иметь одинаковые амплитуды, но противоположные фазы, что поясняется рис. 5.20 [10].



Рис. 5.20. Примеры применения метода зеркальных изображений Таким образом, влияние идеальной электропроводящей плоскости на излучение

вертикальной и горизонтальной антенн оказывается различным. В случае вертикальной антенны благодаря равенству расстояний до точки М и синфазности полей антенны и ее ЗИ результирующая напряженность электрического поля в точке М удваивается по сравнению с напряженностью поля, создаваемого той же антенной с током такой же амплитуды в свободном пространстве. Напротив, в случае горизонтальной антенны в той же точке М в силу противофазности полей антенны и ее ЗИ результирующая напряженность поля будет равна нулю.

В случае любой реальной антенны, например, наклонно расположенного провода с током, тоже можно применить метод ЗИ. Для этого каждый элемент антенны надо представить в виде совокупности вертикального и горизонтального элементов и к каждому из них применить метод ЗИ.

Метод ЗИ применим и тогда, когда поверхность остается бесконечно протяженной, но не является идеально проводящей (например, это граница раздела воздух — почва). В этом случае относительная амплитуда и фаза тока в ЗИ антенны будут зависеть от параметров почвы, длины волны и поляризации излучения антенны.

Излучение СЭВ, расположенных над идеально проводящей и бесконечно протяженной поверхностью

Рассмотрим горизонтальный СЭВ, расположенный на высоте h над идеально проводящей плоскостью (ИПП), рис. 5.21, а [11].



Рис. 5.21. Горизонтальный (а) и вертикальный (б) СЭВ над идеально проводящей плоскостью

В вертикальной плоскости, перпендикулярной оси СЭВ, электрическое поле имеет горизонтальную поляризацию \dot{E}_{\perp} . Применим метод зеркальных изображений и заменим ИПП зеркальным СЭВ; в итоге получим два связанных противофазных СЭВ, расположенных на расстоянии 2h друг от друга. На основании выражения (5.49) при противофазных токах одинаковой амплитуды напряженность электрического поля излучения определяется выражением [11]

$$E_{\perp} = \frac{120I_{\pi}}{r} (1 - \cos kl) \sin(kh \sin \Delta) \quad , \tag{5.72}$$

где Δ — угол между нормалью к оси СЭВ и направлением на точку наблюдения. Соответственно, ненормированная ДН по напряженности поля в вертикальной плоскости описывается выражением [11]

$$f(\Delta) = \left| \sin(kh\sin\Delta) \right| \,, \tag{5.73}$$

фактически описывающем множитель системы двухэлементной антенной решетки (в данном случае иногда называемый множителем земли).

Очевидно, что направления максимального излучения (Δ_{max}), в которых поля прямой волны СЭВ и волны, создаваемой его ЗИ синфазны, определяются выражением

$$\sin \Delta_{\max} = (2n+1)\frac{\lambda_0}{4h}$$
, n=0; 1; 2; ...; (5.74)

направления, в которых излучения нет (поля прямой волны СЭВ и волны, создаваемой его ЗИ противофазны) — выражением

$$\sin \Delta_{\min} = n \frac{\lambda_0}{2h}.$$
(5.75)

Отметим, что ни при какой высоте подвеса в направлении Δ=0° излучения нет, т.е. горизонтальный СЭВ не излучает вдоль идеально проводящей поверхности (рис. 5.22) [10]. В направлении максимального излучения напряженность поля удваивается по сравнению с СЭВ в свободном пространстве. Для практики использования горизонтальных СЭВ инте-

ресен случай подвеса на высоте $h = \lambda_0/4$, когда максимальное излучение направлено по нормали к электропроводящей плоскости. С увеличением высоты подвеса *h* излучение по нормали ослабляется и при $h = \lambda_0/2$ исчезает совсем, ГЛ ДН оказываются прижатыми к проводящей плоскости и $\Delta_{\text{max}} \approx 30^\circ$, при дальнейшем увеличении *h* ДН становится многолепестковой; направленные свойства антенны ухудшаются.

В вертикальной плоскости, проходящей через ось СЭВ, его ДН определяется произведением (5.73) и выражения, описывающего ДН СЭВ в свободном пространстве [10].



Рис. 5.22. ДН горизонтального СЭВ при различной высоте подвеса над идеально проводящей поверхностью

Применение метода ЗИ в вертикальному СЭВ над идеально проводящей плоскостью (рис. 5.23), можно получить следующее выражение для ненормированной ДН в вертикальной плоскости, проходящей через ось СЭВ:

$$f(\Delta) = \left| \frac{\cos(kl\sin\Delta) - \cos kl}{\cos\Delta} \cos(kh\sin\Delta) \right|,$$
(5.76)

в котором первый сомножитель описывает ХН СЭВ в свободном пространстве, второй $(\cos(kh\sin \Delta))$ — множитель системы («земли»). Пример нормированной ДН вертикального полуволнового СЭВ в вертикальной плоскости при $h = \lambda_0$ показан на рис. Максимумы ГЛ ДН оказываются направленными вдоль проводящей плоскости ($\Delta_{\max} \approx 0^\circ$) при $l/\lambda_0 \le 0.7$; с увеличением высоты подвеса растет количество БЛ ДН.



Рис. 5.23 Пример ДН вертикального полуволнового СЭВ

В диапазонах ВЧ-УВЧ для получения однонаправленного излучения часто используют СЭВ с апериодическим рефлектором (экраном) в виде прямоугольной или круглой металлической пластины, сетки из параллельных вибратору проводов, устанавливаемой на расстоянииd $d \approx \lambda_0 / 4$ от СЭВ, рис. 5. При этом ЭМВ отражается от экрана с поворотом фазы на 180° за счет двукратного прохождения расстояния в $\lambda_0 / 4$ получает дополнительный сдвиг фазы на 180°, в результате чего оказывается синфазной с ЭМВ, распространяющейся в сторону от экрана — в полупространстве I. В результате напряженность поля в полупространстве I практически удваивается. Размеры экрана выбирают обычно несколько превышающими длину СЭВ. При правильно выбранных размерах экрана его действие сохраняется в довольно широкой полосе частот. В силу конечных размеров экрана и дифракции ЭМВ на его краях излучение в заднее полупространство II устраняется не полностью.

КНД СЭВ с апериодическим рефлектором (рис. 5.24) оценивается приближенным выражением [10]

$$D = \frac{480}{R_{\Sigma \pi}} (1 - \cos kl)^2 \sin^2(kd), \qquad (5.77)$$

где $R_{\Sigma\pi}$ — полное сопротивление излучения СЭВ (с учетом сопротивления, наведенного ЗИ СЭВ). В [10] показано, что для полуволнового СЭВ за счет удвоения его действующей длины при наличии экрана и некоторого увеличения сопротивления излучения КНД возрастает в 3,42 раза и достигает значения D=3,42·1,64=5,6.



Рис. 5.24. СЭВ с апериодическим рефлектором

5.9. Несимметричный электрический вибратор

Направленные свойства несимметричного вертикального заземленного вибратора

Несимметричным называется вибратор, у которого одно плечо по размерам или по форме отличается от другого. На практике широко применяются несимметричные вертикальные заземленные вибраторы (НЭВ), рис. 5.25 [11]. Заземленный НЭВ представляет собой вертикальный по отношению к земле или к какой-либо металлической поверхности отрезок электрического провода, к нижнему концу которого подключен «сигнальный» полюс генератора, а общий провод генератора заземлен или присоединен к металлическому объекту (корпусу автомобиля и т.д.). Роль второго плеча вибратора в данном случае играет поверхность Земли или металлическая поверхность объекта-носителя антенны (зеркальное изображение).



Рис. 5.25. Вертикальные несимметричные вибраторные антенны

Несимметричные вертикальные заземленные вибраторы применяются как на весьма низких частотах в ОНЧ — СЧ диапазонах, так и в ВЧ — УВЧ диапазонах (так называемые штыревые антенны — автомобильные, самолетные и другие). При расчете ДН и входных сопротивлений несимметричных вибраторов ОНЧ — СЧ земную поверхность можно считать идеально электропроводящей и заменять ее действие действием зеркального изображения антенны. В случае антенн ВЧ и на более высоких частотах следует учитывать действительные параметры почвы и определять ток в зеркальном вибраторе при помощи комплексных коэффициентов отражения (коэффициентов Френеля) [11]. Так как в случае идеально проводящей земли ток в ЗИ антенны совпадает по величине и фазе с током в вибраторе, то замена земли ЗИ вибратора сводится к переходу от несимметричного вибратора длиной *l* к симметричному вибратору с длиной одного плеча, равной *l*. При этом токи в обоих вибраторах одинаковы. Соответственно, ДН несимметричного заземленного вибратора в вертикальной плоскости (E) можно рассчитать по формуле [10]

$$f(\Delta) = [\cos (kl \sin \Delta) - \cos kl] / [(1 - \cos kl) \cos \Delta], \qquad (5.78)$$

где *Д* — угол между нормалью к оси вибратора и направлением на точку наблюдения (называемый углом места).

ДΗ несимметричного вибратора в вертикальной плоскости зависит только от отношения l/λ_0 . В горизонтальной (экваториальной) плоскости вертикальный несимметричный вибратор не обладает направленными свойствами. Если длина несимметричного вибратора не превышает $0,7\lambda_0$, то он излучает с максимальной интенсивностью в перпендикулярном направлении, т.е. в горизонтальной плоскости. При дальнейшем увеличении длины вибратора растут боковые лепестки ДН и интенсивность излучения вдоль земли уменьшается. Чем выше электрическая проводимость почвы и чем ниже частота (больше длина волны), тем меньше угол Δ_{max} (рис. 5.26) [10]. В низкочастотных диапазонах (НЧ, СЧ) землю можно считать практически идеально проводящей. С ростом частоты почва начинает проявлять себя как среда с комплексной диэлектрической проницаемостью. При этом направление максимального излучения отклоняется от поверхности земли на некоторый угол Δ_{max} , зависящий от длины волны и параметров почвы. Это необходимо учитывать при использовании вертикальных несимметричных антенн в ВЧ и более высокочастотных диапазонах [2, 10, 11].



Рис. 5.26. Примеры ДН вертикального несимметричного вибратора, расположенного над идеально проводящей плоскостью (сплошная линия) и над поверхностью с конечной электрической проводимостью (пунктирная линия)

Несимметричные вибраторы в виде антенн-мачт, антенн-башен, Г-, Т- и П-образных антенн их модификаций широко используются в качестве передающих и приемных антенн в диапазонах НЧ и СЧ, особенно в системах радиовещания [2, 10]. В диапазонах ВЧ—УВЧ вертикальные несимметричные вибраторы особенно широко применяются в качестве приемопередающих антенн радиостанций стационарных и подвижных систем радиосвязи, радиосистем передачи извещений в технике охраны, а также, например, как элементы приемных кольцевых антенных решеток систем радиомониторинга [2, 3, 9, 13].

Сопротивление излучения и входное сопротивление несимметричного вертикального заземленного вибратора

Если почву считать идеальным проводником, то сопротивление излучения и входное сопротивление несимметричного вибратора определяются сравнительно просто. Применяя метод вектора Пойнтинга для расчета мощности излучения несимметричного вибратора, надо иметь в виду, что излучение происходит только в одно полупространство, поэтому интегрирование вектора Пойнтинга следует производить по поверхности не сферы, как в случае симметричного вибратора, а полусферы. В результате оказывается, что мощность, излучаемая несимметричным вертикальным вибратором, в два раза меньше мощности, излучаемой соответствующим симметричным вибратором. По этой причине сопротивление излучения несимметричного вертикального вибратора длиной *l* в два раза меньше сопротивления излучения симметричного вибратора с длиной плеча, равной *l*. Так, сопротивление излучения четвертьволнового несимметричного вибратора ($l = \lambda_0/4$) равно 73,1/2 \approx 36,5 Ом. Очевидно, что входное сопротивление несимметричного вибратора длиной *l* также вдвое меньше входного сопротивления симметричного вибратора с полной длиной 2l. В случае коротких по сравнению с длиной волны вибраторов ($l/\lambda_0 < 0, I$), формулы для расчета входного сопротивления упрощаются, так активная составляющая входного сопротивления несимметричного вибратора (без учета потерь) [10, 11]

$$R_{BX} = R_{\Sigma 0} = 10 \ (kl)^2 = 40\pi^2 \ (l/\lambda_0)^2 \approx 400 \ (l/\lambda_0)^2.$$
(5.79)

Реактивная составляющая входного сопротивления несимметричного вибратора, длина которого $l \leq 0,35\lambda_0$, определяется по формуле [10, 11]

$$X_{ex} = X_{\Sigma 0} = -iW_e \ ctg \ kl, \tag{5.80}$$

где $W_{e} = 60[ln(l/a)-1]$ — волновое сопротивление несимметричного вибратора.

Действующая высота (длина) несимметричного вибратора определяется по формуле [10, 11]

$$l_{\partial} = (\lambda_0 / 2\pi) (1 - \cos kl) / \sin kl.$$
(5.81)

В случае короткого несимметричного вибратора с ($l/\lambda_0 < 0, l$), можно считать, что $l_0 = l/2$ и

$$R_{\Sigma 0} \approx 400(2l_0/\lambda_0)^2 = 1600(l_0/\lambda_0)^2.$$
(5.82)

Увеличение сопротивления излучения вибратора связано с удлинением последнего (пока l/λ_0 не превысит 0,45). Однако оно может быть увеличено без удлинения антенны путем увеличением ее действующей длины. Действующая длина будет тем больше, чем равномернее распределен ток по антенне. Получить более равномерное распределение тока по вибратору можно, нагрузив его на верхнем конце некоторой емкостью. В качестве конструктивного элементатакой емкости используются горизонтальные или наклонные провода, металлические или проволочные диски и т.д. (рис. 5.25).

Эффект увеличения действующей длины НЭВ поясняется рис. 5.25, на котором показано распределение тока в Г-образной антенне. Видно, что при наличии горизонтальной части ток по рабочей вертикальной части распределяется более равномерно. В случае небольшой высоты НЭВ и высокой электрической проводимости почвы излучение от горизонтальной части практически полностью компенсируется излучением от ее зеркального изображения.

Другим способом увеличения действующей длины НЭВ является включение в разрыв проводника реактивных нагрузок.

Обычно стремятся к тому, чтобы антенна была настроена в резонанс, т.е. чтобы реактивная компонента ее входного сопротивления равнялась нулю. При этом ток и напряжение на входе антенны оказываются синфазными и заданная мощность излучения достигается при меньшем входном напряжении ВЧ колебаний. Кроме того, при чисто активном входном сопротивлении антенны создаются оптимальные условия для работы генератора. Длину волны λ_0 , на которой $X_{ex}=0$, называют собственной. В частности, для антенны без горизонтальной части $X_{ex}=0$ при $(2\pi/\lambda_0)l = \pi/2$, откуда $\lambda_0 = 4l$. Поэтому, если антенна работает не на собственной длине волны, для настройки в резонанс вблизи точек питания антенны последовательно с генератором включают реактивные элементы настройки, рис. 5.27 [10, 11]:



Рис. 5.27. Настройка несимметричного вибратора в резонанс

Если рабочая длина волны больше собственной длины волны антенны $(\lambda_P > \lambda_0)$, то для настройки в резонанс включают «удлиняющую» индуктивность. Если $\lambda_P < \lambda_0$, то для настройки антенны в резонанс включают «укорачивающую» емкость. Включением индуктивных или емкостных элементов настройки можно также настраивать в резонанс и симметричные вибраторы.

Собственная длина волны антенны с горизонтальной частью зависит от соотношения волновых сопротивлений вертикальной и горизонтальной частей антенны.

В случае идеально проводящей земли КНД несимметричного вибратора в 2 раза больше КНД соответствующего симметричного вибратора [10, 11].

На частотах, на которых проявляются свойства почвы как диэлектрика с потерями, при работе несимметричного вертикального вибратора часть полного тока в его цепи протекает по поверхности почвы (глубина проникновения поля в почву уменьшается с ростом частоты, см. скин-эффект), что приводит к резкому росту суммарных потерь подводимой к антенне мощности. Для ослабления этого негативного эффекта на площадке под вибратором обычно выполняется искусственное заземление, например, в виде системы противовесов — радиально расходящихся от антенны проводников в виде проводов или тонких металлических тросов, растягиваемых на небольшой высоте над землей. В общей точке соединения противовесы подключаются к выходу заземления радиопередатчика. При этом значительная часть токов, создаваемых антенной, замыкается не через почву, а хорошо электропроводящие противовесы с низким сопротивлением, что существенно повышает КПД антенны. Более подробно данный материал изложен в [10, 11].

Примеры некоторых практических конструкций несимметричных четвертьволновых вибраторных антенн ОВЧ-УВЧ диапазонов приведены на рис. 5.28 [17]. В конструкциях на рис. 5.28 используются: дисковый или квадратный металлический экран (а); горизонтальные или наклоненные в сторону основания антенны штыревые противовесы (б); радиус экрана и длина противовесов выбирается порядка четверти средней рабочей длины волны [17]. Проводники противовеса электрически соединены с опорой в верхней её точке создают эквивалент заземления вибратора. Токи в противовесах протекают в радиальных направлениях и при горизонтальном расположении противовесов они практически не излучают, определяя, главным образом, ближнее поле и входное сопротивление антенны.

На рис. 5.28, в показан вариант антенны с металлическим изолятором в виде цилиндрического стакана четвертьволновой глубины, препятствующего затеканию токов высокой частоты на внешнюю поверхность питающей линии передачи — экран коаксиального кабеля, что способствует сохранению нормальной формы ДН антенны в вертикальной плоскости [17].

Ограниченность размеров экрана слабо влияет на входное сопротивление антенны, но приводит к изрезанности формы ее ДН в вертикальной плоскости. Направление максимального излучения при наличии экрана конечного диаметра *d* отклоняется от горизонтальной плоскости на угол [17]



Рис. 5.28. Варианты несимметричных вибраторных антенн

В ВЧ и ОВЧ диапазонах несимметричные антенны могут иметь длину, существенно меньше резонансной (четвертьволновой). В этом случае для компенсации реактивной компоненты входного сопротивления используются реактивные элементы настройки [10, 11], например, «удлиняющие» катушки индуктивности.

Несимметричные антенны ОВЧ и УВЧ диапазонов обычно питаются коаксиальным кабелем (фидером). Центральный проводник кабеля подключается к четвертьволновому вибратору, а внешний экран — к противовесу или корпусу радиостанции. Входное сопротивление резонансного вибратора приблизительно равно 36,5 Ом. Непосредственное подключение фидера с волновым сопротивлением 50 Ом или 75 Ом обеспечивает КСВ соответственно 1,4 или 2,0. При необходимости получить меньший КСВ между фидером и вибратором включают согласующее устройство, например, четвертьволновый трансформатор с волновым сопротивлением 40—50 Ом.

Большими диапазонными свойствами $f_{max}/f_{minx} = 4-5$ при КСВ<2 обладает дискоконусная антенна с линейной поляризацией (рис. 5.29) [10], питаемая коаксиальным кабелем с волновым сопротивлением 50 Ом.



Рис. 5.29. Дискоконусная антенна и примеры ее ДН в вертикальной (Е) плоскости

Размеры антенны определяются максимальной длиной волны и выбираются из условий $l=(0,25-0,28)\lambda_{max}$; $2R_{\kappa}=(0,18-0,2)\lambda_{max}$. Размеры узла возбуждения должны удовлетворять соотношению $t \approx 0,3d$, где d — диаметр оплетки кабеля. Для уменьшения парусности антенна ОВЧ диапазона выполняется из стержней или трубок, расположенных по радиусам диска и образующим конуса. Внешние концы трубок диска и конуса для увеличения жесткости присоединяются к металлическим кольцам, при этом $R_d=0,7R_k$. Примеры экспериментальных ДН антенны Е-плоскости приведены на рис. 5.29.

5.10. Коллинеарные антенны

Несимметричные электрические вибраторы (штыревые антенны) из-за слабой направленности излучения целесообразно применять в качестве антенн носимых и возимых радиостанций. В то же время, в составе приемопередатчиков, например, стационарных радиостанций, базовых станций систем сотовой связи желательно иметь антенны с круговой ДН в горизонтальной плоскости и узкой (шириной в среднем порядка 10 град.) ДН в вертикальной плоскости. Такие антенны обеспечивают КНД и КУ 8-15 дБ и позволяют, в частности, при одной и той же мощности передатчика существенно увеличить радиус действия системы связи по сравнению с вариантом использования обычного несимметричного вибратора. Примером антенн, обладающих подобными характеристиками, служат так называ-

емые коллинеарные антенны ОВЧ-СВЧ диапазонов в виде линейных решеток соосно расположенных СЭВ, полосковых вибраторных или резонаторных излучателей и др. [9, 18].

Один из эффективных способов реализации коллинеарной антенны предусматривает использование линейной антенной решетки, в которой комбинируется несколько синфазных коллинеарных излучающих элементов с последовательным (рис. 5.30) [18] или параллельным питанием. Типовые конструкции коллинеарных антенных решеток УВЧ и СВЧ диапазонов с последовательным питанием приведены на рис. 5.30 [9, 18], на котором показаны: решетка вертикальных излучателей с фазирующими секциями (а); так называемая СОСО антенна из полуволновых отрезков коаксиального кабеля (б); альтернативный вариант СОСО антенны в виде печатной коллинеарной антенны ОМА [18]. Антенна ОМА (рис. 5.30) отличается компактностью, технологичностью и возможностью формирования спадающего к краям решетки амплитудного распределения.



Рис. 5.30. Варианты коллинеарных антенн

Представленные на рис. 5.30 антенны построены по одному принципу: в линейной решетке с последовательным питанием излучателей с помощью фазоинвертирующих элементов или путем переменно-фазного включения обеспечивается синфазное возбуждение излучателей на заданной рабочей частоте. Такие антенны работают в режиме, близком к режиму нормального излучения, с небольшим отклонением ГЛ ДН от нормали к оси решетки с целью обеспечения хорошего согласования антенн по входу. При изменении рабочей частоты ДН сканирует в пространстве, как у любой линейной антенной решетки с последовательным возбуждением элементов.

Коллинеарные антенны с последовательным питанием характеризуются КУ порядка 8-15 дБ; ширина полосы рабочих частот не превышает 5-10 %. Форма ДН в экваториальной плоскости близка к круговой: неравномерность КУ составляет в среднем 1,5-2 дБ.

На практике применяются и коллинеарные антенны с параллельной схемой возбуждения излучающих элементов, работающие в режиме нормального излучения в широкой (более 10 %) полосе частот.

5.11. Способы и устройства подключения вибраторных антенн к линиям передачи

К несимметричной антенне несимметричный фидер можно подключить непосредственно: центральный проводник к вибратору, а внешний к заземлению, противовесу или корпусу, если входное сопротивление антенны равно волновому сопротивлению фидера. В противном случае между антенной и фидером ставят согласующий трансформатор.

Непосредственное подключение несимметричной линии передачи — коаксиального фидера к симметричному вибратору, как это показано на рис. 5.31, а без симметрирующего устройства нарушает распределение токов в плечах вибратора и приводит к появлению токов на поверхности внешнего проводника фидера. В результате возникает антенный эффект фидера и при работе горизонтального вибратора на передачу создается паразитное излучение с вертикальной поляризацией, а при работе на прием счет асимметрии происходит прием вертикально ЭМВ. В целом, ДН может искажаться непредсказуемым образом.



Рис. 5.31. Эффект нарушения симметрии СЭВ питании несимметричной линией передачи

при

На рис. 5.32 показано несколько распространенных вариантов питания СЭВ с помощью симметричных и несимметричных линий передачи [5, 10, 11].



Рис. 5.32. Варианты питания полуволновых СЭВ

Сплошной СЭВ на рис. 5.32, а питается симметричной двухпроводной ЛП, точки подключения которой симметрично смещены относительно середины СЭВ (точка *a*) так, чтобы обеспечить равенство входного сопротивления СЭВ и волнового сопротивления линии для снижения КСВ в линии (схема шунтового питания).

СЭВ, питаемый коаксиальным кабелем со стандартным волновым сопротивлением 75 Ом с помощью симметрирующего мостикового устройства, показан на рис. 5.32, б.

Экранирующая оплетка кабеля и дополнительная металлическая трубка, замкнутые перемычкой, образуют четвертьволновый короткозамкнутый на конце отрезок двухпроводной линии, обладающий высоким входным сопротивлением. При этом электрические токи по оплетке кабеля и по поверхности трубки практически не протекают и симметрия СЭВ не нарушается. Устройство достаточно широкополосное и работает в относительной полосе частот до $\pm(20-30)$ %.

СЭВ, питаемый коаксиальным кабелем с помощью симметрирующего волнового Uколена, показан на рис. 5.32, в. U-колено состоит из двух отрезков кабеля с волновым сопротивлением 75 Ом длиной $\lambda_{cp}/4$ и $3\lambda_{cp}/4$, λ_{cp} — средняя рабочая длина волны в кабеле. Относительная полоса рабочих частот составляет ±(10-15) % средней частоты.

В [2, 5, 10, 11, 17] описаны и другие варианты питания обычных и петлевых СЭВ симметричными и несимметричными линиями передачи.

6. ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ И АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Щелевые излучатели широко используются в СВЧ и КВЧ диапазонах, как самостоятельные антенны, так и в качестве элементов антенных решеток.

Предположим, что имеется устройство в виде замкнутого электропроводящего короба с отверстием в одной из стенок, в котором возбуждены высокочастотные электромагнитные колебания. При определенных условиях благодаря дифракции через это отверстие (щель) во внешнее пространство будут излучаться электромагнитные волны, так что все устройство становится антенной, называемой дифракционной или щелевой. Принцип построения простейших щелевых антенн был предложен советскими учеными М.А. Бонч-Бруевичем и М.С. Нейманом. В частности, в 1940 г. М.С. Нейман предложил использовать в качестве антенны объемный электрический резонатор с отверстиями круглой или прямоугольной формы. В свою очередь, М.А. Бонч-Бруевич предложил использовать систему щелей на поверхности волновода для получения остронаправленного излучения [5, 10].

6.1. Волноводно-щелевые антенные решетки

На сегодняшний день отечественными и зарубежными специалистами разработано множество щелевых антенн разнообразных конструкций, из которых большое распространение получили волноводно-щелевые антенные решетки (ВЩАР), представляющие собой системы щелей, прорезанных в стенках металлических волноводов. Это, например, линейные решетки на основе прямоугольных волноводов, обеспечивающие сужение ДН в плоскости, проходящей через ось волновода; плоские решетки из нескольких волноводов, позволяющие получить узкие ДН в двух ортогональных плоскостях [2—5].

Главными достоинствами ВЩАР являются:

- высокий КПД (в смысле малых тепловых потерь) на частотах вплоть до десятков ГГц;

- возможность работы как с фиксированной, так и сканирующей ДН, в том числе, с различными видами поляризации;

- возможность оптимизации ДН, например, по уровню боковых лепестков;

- отсутствие выступающих элементов и, соответственно, возможность построения конформных конструкций, совмещенных с поверхностью объекта—носителя.

К числу основных недостатков ВЩАР следует отнести присущую им ограниченность полосы рабочих частот в режиме с несканирующей ДН и, в отношении традиционных волноводных конструкций, низкую технологичность изготовления.

Рассмотрим принцип действия типовой линейной ВЩАР на основе прямоугольного металлического волновода. Чаще всего в такой решетке используются щели в широкой или узкой стенках прямоугольного волновода, в котором распространяется основная волна типа Н₁₀. Возбуждение щели происходит за счет того, что она пересекает линии электрических токов проводимости, протекающие по внутренней поверхности волновода (рис. 6.1) [2-5]. В результате между кромками щели появляется ток смещения и возникает электрическое поле, распределенное по длине щели приближенно по синусоидальному закону; щель становится потенциальным излучателем. Если длина $l \approx \lambda_0/2$, щель оказывается резонансной с максимальным сопротивлением возбуждающему току и излучает наиболее интенсивно. Пример расположения и направления линий тока на верхней широкой и правой узкой стенках волновода в фиксированный момент времени показан на рис. 6.1, а; распределения и направления компонент плотности тока в произвольном поперечном сечении волновода приведены на рис. 6.1, б. Магнитное поле волны H₁₀ имеет две компоненты: H_x и H_z, которые порождают продольный J_z и поперечные J_{x,y} поверхностные электрические токи (рис. 6.1, б); на широких стенках существуют и продольные J_z, и поперечные J_x токи, на узких только поперечные J_y.



Рис. 6.1. Линии (а) и амплитудное распределение (б) поверхностных электрических токов на внутренних стенках прямоугольного металлического волновода с волной H₁₀; примеры расположения щелей (а, в)

На рис. 6.1, в показаны четыре основных типа излучающих щелей в прямоугольном волноводе. Щели I, II, IV и V прорезаны в широкой стенке, щель III — в узкой стенке волновода. Поперечная щель I возбуждается током J_z и наиболее интенсивно излучает, если находится в середине широкой стенки. Продольная щель V не возбуждается, так как прорезана в середине широкой стенки, где $J_x=0$ и поэтому не излучает. Продольная щель II возбуждается током J_x и излучает тем сильнее, чем ближе находится к узкой стенке волновода. Смещенная от оси волновода наклонная щель IV возбуждается токами J_x и J_z и излучает тем интенсивнее, чем больше угол наклона δ . Наклонная щель III возбуждается током J_y , поэтому при угле наклона $\delta=0$ не излучает, а при $\delta=90^\circ$ излучает наиболее интенсивно. Отметим, что направление протекания токов в волноводе вблизи неизлучающих щелей можно изменить, например, с помощью реактивных штырей и щели станут излучающими.

Все рассмотренные щели излучают ЭМВ линейной поляризации с вектором E, перпендикулярным широкой стороне щели. Для излучения волн круговой поляризации используют крестообразные щели в широкой стенке, расположенные по одну сторону от оси волновода. Направление вращения плоскости поляризации зависит от направления распространения волны в волноводе и от того, по какую сторону от оси прорезана щель. Фазовый сдвиг $\pm \pi/2$ ортогональных компонент вектора E $\pm \pi/2$ обеспечивается сдвигом фаз самих токами J_x и J_z, а равенство амплитуд компонент вектора E обеспечивается, например, выбором положения центра щели относительно узкой стенки волновода. Напомним, что в прямоугольном волноводе с волной H₁₀ существуют два продольных сечения, симметрично расположенные относительно узких стенок на некотором расстоянии x₀, в которых вектор H имеет круговую поляризацию, что и обуславливает сдвиг фаз токов J_x и J_z на $\pi/2$ и $-\pi/2$, так что при расположении крестообразной щели у противоположной узкой стенки направление вращения плоскости поляризации излучаемой волны изменяется на противоположное.

Излучение щели влияет на режим работы волновода. Часть мощности, распространяющейся в волноводе ЭМВ излучается, часть отражается от щели назад к генератору, а часть проходит по волноводу. При анализе влияния щели на распространение волны в волноводе он заменяется эквивалентной длинной линией, а щель представляется в виде четырехполюсника с потерями на излучение. Это позволяет использовать математический аппарат теории цепей при анализе ВЩАР. Влияние поперечной щели, прорезанной в широкой стенке волновода, учитывается включением в эквивалентную длинную линию последовательного сопротивления Z = R + jX, поскольку такая щель пересекает линии продольного тока, а продольной — параллельной проводимости Y=G+jB, поскольку такая щель пересекает линии поперечного тока (рис. 6.1). При резонансной длине 1 (несколько меньшей $\lambda_0/2$) реактивные компоненты X и B обращаются в нуль. Отметим, что при проектировании ВЩАР щель можно характеризовать внешней (по отношению к волноводу) и внутренней (по отношению к внутреннему пространству волновода) проводимостями.

Далее перейдем непосредственно к типовым вариантам ВЩАР — резонансным антеннам (работающим в режиме стоячей волны и обеспечивающим максимальное излучение по нормали к плоскости расположения щелей) и нерезонансным антеннам (работающим в режиме бегущей волны и обеспечивающим максимальное излучение в практически произвольном направлении в плоскости, проходящей через ось решетки и перпендикулярной плоскости расположения щелей). Для простоты будем полагать, что все щели имеют одинаковую форму (прямоугольную) и размеры.

Пусть щели расположены в плоскости хог, а возбуждающая волна распространяется по волноводу вдоль оси z (рис. 6.2). Тогда направление ГЛ ДН на заданной длине волны λ_0 для ВЩАР на основе полого прямоугольного волновода с размером широкой стенки а и периодом расположения щелей d определяется выражением, которое получено в теории линейных антенных решеток с последовательным возбуждением элементов [4]:

$$\sin \theta_{\rm eff} = \gamma - p \frac{\lambda_0}{d}, \qquad (6.1)$$

где $\gamma = \frac{\lambda_0}{\lambda_s} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2} \le 1$ — замедление фазовой скорости волны в полом волноводе, p=0

— для синфазно связанных щелей с полем волновода и p=1/2 — для переменно-фазно связанных щелей.



Рис. 6.2. Отсчет углов при анализе направленных свойств ВЩАР

На рис. 6.3 [2—5] показаны варианты резонансных ВЩАР с поперечными (а) и продольными (б) щелями в широкой стенке прямоугольного волновода с волной H₁₀. В резонансных антеннах в конце волновода устанавливается короткозамыкающий поршень, обеспечивающий режим стоячей волны в волноводе.

В решетке с поперечными щелями (рис. 6.3, а) период d выбирается равным длине волны $\lambda_{\rm B}$ в волноводе, при этом все щели оказываются синфазно связанными с полем волновода и обеспечивают излучение с одинаковой поляризацией. Из выражения (6.1) следует, что максимум ГЛ ДН ориентирован по нормали к плоскости решетки $\theta_{\rm rn}$ =0; антенна будет излучать волны, поляризованные в плоскости уог параллельно оси решетки (z). Чтобы щели находились в пучностях продольного тока J_z, плоскость короткого замыкания волновода должна находиться на расстоянии $\lambda_{\rm B}/2$ от центра последней щели. Заметим, что длина волны $\lambda_{\rm B}$ в пустом волноводе и, соответственно, период решетки d оказываются большими длины волны в свободном пространстве (длины волны источника) λ_0 , что приводит к значительному росту уровня дальних боковых лепестков ДН — дифракционных максимумов (см. раздел 3). Устранить этот крайне нежелательный эффект можно, если, согласно теории AP, обеспечить выполнение условия $d/\lambda_0 < 1$. Это можно сделать двумя путями: полностью или частично заполнить волноводе использовать решетку переменно-фазно связанных щелей с периодом $d=\lambda_{\rm B}/2$.

В первом случае при полном заполнении волновода с волной H₁₀ диэлектриком, причем как для резонансных, так и нерезонансных антенн, фазовая скорость волны окажется меньше скорости света (волна из быстрой превращается в медленную) и направление максимального излучения будет определяться выражением [4]



Рис. 6.3. Примеры резонансных ВЩАР с синфазно связанными (a) и переменно-фазно связанными (б) щелями и их схемы замещения

Во втором случае — в решетке с переменно-фазно связанными щелями (рис. 6.3, б) — период d выбирается равным $\lambda_B/2$, но при этом все щели благодаря чередованию относительно оси решетки с периодом $\lambda_B/2$ пересекают линии токов одного направления и, как и в решетке с поперечными щелями, оказываются синфазно возбужденными и излучают волны одинаковой поляризации. К этому же выводу можно прийти, если обратить внимание на фа-
зовый сдвиг токов ψ , возбуждающих соседние щели: что $\psi = 2\pi d/\lambda_B + \pi = 2\pi$. Из выражения (6.1) следует, что максимум ГЛ ДН ориентирован по нормали к плоскости решетки $\theta_{rn} = 0$; антенна будет излучать волны, поляризованные в плоскости хоу перпендикулярно оси решетки (z). Чтобы щели находились в пучностях поперечного тока J_x , плоскость короткого замыкания волновода должна находиться на расстоянии $\lambda_B/4$ от центра последней щели.

В резонансных антеннах волны, отраженные щелями решетки, у ее входа синфазно суммируются, что вызывает сильное возрастание коэффициента отражения от входа антенны и, естественно, КСВ в питающей антенну линии передачи. С другой стороны, при этом уменьшается мощность, поступающая в антенну, и, конечно же, мощность излучения. Для обеспечения полного согласования антенны по входу необходимо, чтобы суммарное входное сопротивление или суммарная проводимость щелевой структуры были бы равны характеристическому сопротивлению (проводимости) волновода. Это условие применительно к ВЩАР с одинаковыми щелями иллюстрируется рис. 6.3, а, в, на которых обозначено:

 $r_{\rm BX} = Nr = \frac{1}{Ng}$, где N — число щелей, г и g — нормированные сопротивление и проводи-

мость щели [2—5]. Строго говоря, условие согласования выполняется лишь на одной наперед заданной рабочей частоте и при изменении ее быстро нарушается. По этой причине резонансные антенны являются весьма узкополосными, причем, полоса рабочих частот, ограниченная качеством согласования, сильно сужается при увеличении числа щелей. Характерные значения относительной полосы рабочих частот резонансных ВЩАР не превышают единиц процентов. КПД резонансных ВЩАР в инженерных расчетах принимают равным 1, поскольку тепловые потери в таких антеннах весьма малы.

Нерезонансные ВЩАР от резонансных отличаются тем, что волновод нагружается на свободном конце на согласованную (поглощающую) нагрузку, в которой обычно рассеивается от 5 до 10 % мощности волны, достигающей конца волновода (рис. 6.4) [2—5]. Соответственно, грубая оценка дает максимальное значение КПД в пределах 90—95 %. Для точного расчета КПД нужно знать не только относительную долю мощности, поглощаемой согласованной нагрузкой, но и значение постоянной ослабления α (1/м) волны в волноводе, учитывающей как тепловые потери в стенках самого волновода (и в заполняющей его среде), так и полезные потери на излучение щелей, а также полную длину ВЩАР [2—5].

Направление максимального излучения нерезонансной ВЩАР определяется выражениями (6.1) и (6.2) и в общем случае оказывается отклоненным от нормали к плоскости щелей на некоторый угол. Очевидно, что при перестройке рабочей частоты (длины волны) направление максимального излучения будет сканировать в плоскости уог (проходящей через ось АР и перпендикулярной плоскости щелей). Причем на низшей рабочей частоте оно может быть отклонено в сторону входа антенны и с увеличением частоты до высшей может пройти через нормаль к плоскости щелей и отклониться в сторону конца АР. В антеннах с электрическим (частотным) сканированием ДН этот эффект оказывается полезным; в антеннах, работающих в режиме нормального излучения, — вредным, поскольку резко сужает полосу частот, в которой КНД и КУ антенны в направлении нормали снижаются до допустимого уровня. Зависимость величины углового отклонения ДН от частоты является одной из важных характеристик ВЩАР и других антенн с частотным сканированием и количественно оценивается с помощью параметра, называемого угловой чувствительностью ДН $\Delta \theta / \Delta f$, измеряемой в град./ГГц или град./% изменения частоты. Характерные значения угловой чувствительности ДН ВЩАР СВЧ диапазона составляют 10—15 град./ГГц.

В нерезонансных ВЩАР период решетки d выбирается несколько отличным от $\lambda_B/2$ (направление максимального излучения отклонено на некоторый угол от нормали к плоскости решетки). При этом отражения от отдельных щелей в значительной степени взаимно компенсируют друг друга и антенна оказывается хорошо согласованной с питающим волноводом. При большом числе щелей (N>15) режим, близкий к режиму бегущей волны, устанавливается практически по всей длине антенны.

Если необходимо использовать нерезонансную антенну в режиме нормального излучения (θ_{rn} =0), следует принять меры по компенсации отражений в антенне. Классический способ компенсации предусматривает применение пар щелей с расстоянием между центрами щелей в парах порядка $\lambda_B/4$. В такой решетке при условии равенства амплитуд волн, отраженных щелями пары, достигается полная компенсация этих волн и в целом обеспечивается хорошее согласование антенны; КСВ на входе антенны получается близким к единице. Естественно, что такой способ обеспечивает хорошее согласование в узкой полосе частот. Другой известный способ предусматривает использование так называемых согласованных щелей — снабженных индивидуальными реактивными элементами (например, штырями, вводимыми в волновод), обеспечивающими компенсацию отражений.



Рис. 6.4. Примеры нерезонансных ВЩАР

Частотные свойства излучающей щели, как, например, вибраторного излучателя, в наибольшей степени зависят от ее добротности. Известно, что добротность резонансной полуволновой щели снижается при увеличении ширины щели; при этом расширяется полоса рабочих частот.

Приближенный расчет ДН ВЩАР обычно выполняют, как и в случае любой АР, основываясь на теореме перемножения ДН. Для этого выбирают наиболее соответствующие конструкции выражения для нормированной ДН одиночной щели, а по реализуемому в антенне амплитудному распределению токов возбуждения щелей получают выражение для нормированного множителя системы. С учетом размеров волноводов стандартных сечений ширина ДН по половинной мощности в плоскости, перпендикулярной оси ВЩАР, составляет несколько десятков градусов. Ширина и УБЛ ДН в плоскости решетки существенно зависит от АФР токов в решетке и от ее длины (см. раздел 3). Например, в эквидистантной ВЩАР с одинаковым расположением щелей с одинаковыми размерами реализуется экспоненциальное амплитудное распределение по длине решетки, для которого УБЛ составляет –12 дБ, а ширина ДН определяется выражением [4]

$$\theta_{0,5} \approx 54, 4 \frac{\lambda_0}{Nd}.$$

Для создания наглядного представления о типичной форме ДН линейной ВЩАР на рис. 6.5, а показан результат компьютерного моделирования объемной ДН резонансной ВЩАР. Для снижения УБЛ ДН используют то или иное спадающее к краям решетки амплитудное распределение токов. Известны ВЩАР, у которых УБЛ снижен до –(30—40) дБ. Неравномерное амплитудное распределение реализуется смещением щелей относительно оси

волновода, их наклоном, иногда — варьированием длины щелей и некоторыми другими способами, описанными в специальной литературе.

В случае нерезонансной ВЩАР с переменно-фазно связанными щелями в широкой или узкой стенках волновода при $\gamma < 1$ и d= $\lambda_B/2 \approx (0,6-0,9)\lambda_0$ КНД можно оценить по приближенной формуле [4]

$$D = \nu \left(3 + \frac{mN}{\gamma}\right),\tag{6.3}$$

где v — КИП, зависящий от амплитудного распределения в антенне; N — число щелей; m=2 для продольных щелей в широкой стенке и m=4 для наклонных щелей в узкой стенке (при $\delta \le 15^{\circ}$). КИП v=1 при равноамплитудном распределении; при экспоненциальном — v=0,85 и 0,92 соответственно при долях мощности, поглощаемой в нагрузке, 0,05 и 0,1; при косинусоидальном — v=0,81 и 0,965 соответственно при нормированной амплитуде поля на краях антенны 0 и 0,5 [4].

Для формирования узких пространственных ДН и высоких значений КНД и КУ порядка 30—40 дБ используют плоские ВЩАР, например в виде набора линейных ВЩАР (рис. 6.5, б) [4].



Рис. 6.5. Пример объемной ДН резонансной ВЩАР (а); объединение линейных ВЩАР в плоскую решетку (б)

Рассмотренные выше нерезонансные ВЩАР представляют собой один из вариантов антенн вытекающей волны (ABB). Антенны этого типа реализуются путем внесения различных излучающих неоднородностей в линию передачи энергии, вызывающих «вытекание» части энергии, переносимой данной линией. Неоднородности могут быть выполнены в виде щелей, отверстий, решетки из металлических полосок или непрерывной узкой щели, прорезанной, например, в боковой стенке прямоугольного волновода. Распределение амплитуд в АВВ зависит в основном от размеров щелей и отверстий, а также от расстояний между ними. Фазовое распределение в антенне соответствует закону бегущей волны и определяется главным образом фазовой скоростью в невозмущенной линии передачи; следовательно, направление максимального излучения определяется выражением

$$\sin\theta_{\rm \tiny \Gamma\Pi}=\frac{\lambda_0}{\lambda_{\rm \tiny e}}.$$

В практических конструкциях таких ABB, работающих в режиме быстрых волн, направление максимального излучения лежит в пределах 10°< $\theta_{\Gamma\Pi}$ < 85°. Амплитудное и фазовое распределения могут регулироваться почти независимо друг от друга, особенно для длинных антенн, что позволяет реализовывать широкий класс ДН.

6.2. Перспективные щелевые антенные решетки СВЧ и КВЧ

Описанные выше плоские ВЩАР [2-5] в их классическом волноводном исполнении, а также новые щелевые решетки на основе плоскопараллельного волновода, появившиеся на рынке сравнительно недавно (10-15 лет назад), являются одними из наиболее эффективных малогабаритных антенн СВЧ и КВЧ. Благодаря их высоким электрическим параметрам они широко применяются в системах радиолокации и радиосвязи, включая системы приема передач спутникового телевизионного вещания. В числе наиболее эффективных плоских ЩАР следует выделить щелевые антенные решетки на основе радиального волновода (ЩАРРВ), разработанные для работы с фиксированной линейной или круговой поляризацией (в зарубежной литературе такие антенны получили сокращенное название RLSA). ЩАРРВ используются на частотах от 5,5 ГГц вплоть до 60 ГГц в системах приема передач спутникового телевизионного вещания (DBS), а также в аппаратуре беспроводных телевизионных и мультимедийных сетей [19, 20]. Конструкция антенны включает однослойный радиальный волновод с замедляющей структурой (например, в виде диэлектрической пластины), в верхней стенке которого имеется решетка излучающих щелей, и питающий узел, обычно зондового типа для подключения антенны с помощью коаксиального разъема. С момента начала разработок ЩАРРВ в конце 70-х гг. прошлого столетия их конструкции претерпели множество изменений, главным образом направленных на решение проблемы согласования с питающей коаксиальной линией передачи.

Один из современных вариантов щелевой антенной решетки на основе радиального волновода (ЩАРРВ), способной работать с фиксированной линейной или круговой поляризацией, показан на рис. 6.6. Такие антенны разработаны и производятся для использования на частотах до 60 ГГц в системах приема передач спутникового телевизионного вещания, а также в аппаратуре беспроводных сетей передачи информации.



Рис. 6.6. Плоская щелевая АР СВЧ на основе радиального волновода

В другом варианте антенна, рассчитанная на прием ЭМВ с фиксированной круговой поляризацией в диапазоне частот 12,2—12,5 ГГц в системах приема передач непосредственного спутникового теле- и радиовещания, при диаметре 60 см имеет эффективность от 70 до 87 % (КУ до 35 дБ) [19—21]. Таким образом, данная ЩАРРВ, будучи одной из самых компактных плоских антенн, по своей эффективности в диапазоне СВЧ превосходит лучшие образцы зеркальных параболических антенн. Однако, как показали последние исследования и разработки, на частотах около 60 ГГц максимальная эффективность ЩАРРВ аналогичной конструкции снижается и составляет лишь около 50 %. Известна и конструкция

ЩАРРВ для частоты 60 ГГц с питанием с помощью прямоугольного металлического волновода через волноводно-коаксиальный переход. В [22] предложена ЩАРРВ, обеспечивающая работу с круговой поляризацией левого и правого вращения. Однако в силу сложности двухэтажной конструкции антенна не получила широкого распространения.



Рис. 6.7. Плоская ВЩАР СВЧ, изготовленная по SIW технологии

В работе [19] приведен обзор вариантов современных ЩАР КВЧ с синфазным и противофазным распределением мощности с помощью компактных волноводных делителей мощности.

Надо отметить, что современные плоские волноводно-щелевые АР изготавливаются как по традиционной технологии, предусматривающей фрезерование металлического основания для изготовления волноводных каналов, так и по новой перспективной технологии на основе SIW (substrate integrated waveguide) — волноводов, интегрированных с подложкой. В последнем случае волноводные каналы образуются путем создания металлических перемычек между слоями металлизации в фольгированных диэлектрических материалах (подобные волноводы в зарубежной литературе также часто называются post-wall waveguides) [22]. Вариант такой плоской ЩАР СВЧ и КВЧ на основе плоскопараллельного волновода с центральным возбуждением, рассчитанный для режима нормального излучения, показан на рис. 6.7 [22].

Так, плоская щелевая АР с синфазным питанием линейных решеток излучающих щелей на частоте 76 ГГц имеет эффективность 64 % и КУ 25,5 дБ; антенна аналогичной конструкции, но с противофазным питанием линеек щелей на частоте 26 ГГц имеет эффективность 60 %, КУ 32,4 дБ; SIW АР на основе плоскопараллельного металлического волновода со стенками из металлических стержней на частоте 60 ГГц имеет эффективность 60 % и КУ 27 дБ; ЩАРРВ (RLSA) на частоте 60 ГГц имеет эффективность 52 % и КУ 32 дБ.

В работе [23] сообщается о результатах разработки плоской 256-элементной волноводно-щелевой АР с равноамплитудным возбуждением раскрыва (рис. 6.8) для частоты 61,5 ГГц. По данным компьютерного моделирования, на частоте 61,5 ГГц эффективность антенны достигла 97,9 % (максимальный КУ 32,7 дБ); коэффициент отражения в полосе частот 60,5—62,5 ГГц менее –10 дБ, УБЛ ДН не более –12,7 дБ. Для изготовления антенны предполагается использовать диффузионную сварку.



Рис. 6.8. Плоская ВЩАР КВЧ с параллельно-последовательным питанием

Как видно, волноводно-щелевые АР используются на частотах вплоть до 60—80 ГГц и выше при относительной полосе в среднем до 5 % и коэффициенте усиления до 36 дБ; наивысшая эффективность (около 87 %) достигнута в щелевой решетке с однослойным радиальным волноводом на частотах 12—12,5 ГГц; однако в КВЧ диапазоне эффективность радиально-волноводной ПА снижается до 50—55 %. Таким образом, большинство современных плоских волноводных ЩАР обладают высокими электрическими параметрами в диапазонах СВЧ и КВЧ.

7. ПОЛОСКОВЫЕ И МИКРОПОЛОСКОВЫЕ АНТЕННЫ И АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

Значительный прогресс в области СВЧ техники, в частности в области микроминиатюризации радиоэлектронных устройств СВЧ, достигнутый в последние десятилетия, привел к созданию полосковых (микрополосковых) антенн, изготавливаемых по технологии печатных плат или интегральных схем. Соответственно, полосковые антенны часто называют печатными. Такие антенны отличаются простотой конструкции, малыми габаритами и массой, высокой технологичностью, хорошей воспроизводимостью размеров и электрических параметров, возможностью работы в двух- и многочастотных режимах, с линейной и круговой поляризациями, с двойной поляризацией. Полосковые излучатели особенно удобны в качестве элементов антенных решеток (включая конформные), причем использование печатной технологии существенно упрощает реализацию различных схем питания элементов, — как наиболее простых последовательных, так и сложных разветвленных параллельных схем. Рабочие частоты полосковых (ПА) и микрополосковых (МПА) антенн и решеток могут составлять от сотен МГц до нескольких десятков ГГц [4, 5, 9, 13, 24—30].

Основными недостатками ПА и МПА являются малая электрическая прочность, невысокая допустимая мощность входных колебаний; в случае антенн резонаторного типа — узкополосность (относительная полоса рабочих частот в среднем не более 5 %) [4, 5, 9, 13, 24—30].

Однако благодаря перечисленным выше достоинствам полосковые антенны и антенные решетки (включая многолучевые антенны, электрически сканирующие, например, ФАР) на сегодняшний день получили исключительно широкое распространение, например, в приемопередающей аппаратуре разнообразных радиосистем передачи информации, особенно сотовых (мобильных) систем, а также охранных систем СВЧ диапазона.

Существует множество полосковых и микрополосковых антенн, которые условно можно отнести к следующим видам [4, 5, 9, 13, 24—30]:

- вибраторные антенны: с индуктивным и кондуктивным возбуждением; шлейфовые вибраторы; поливибраторные антенны;

- щелевые антенны: возбуждаемые полосковыми и микрополосковыми линиями, с микрополосковыми резонаторами; открытые концы полосковых и микрополосковых линий;

- плоские двумерные ПА и МПА: резонансного типа; нерезонансного типа; с распределенной связью с линией питания;

- объемные (трехмерные) ПА и МПА;

- Частотно-независимые и многочастотные ПА и МПА: спиральные, вибраторные логопериодические и др.

Форма полосковых излучателей выбирается с учетом требуемого рабочего типа колебаний в антенне, ее частотных свойств, желаемой формы ДН и поляризации излучения. На практике используются излучатели прямоугольной, треугольной, ромбической, эллиптической, круглой и более сложной — в виде кольца, сектора круга, сектора кольца и т.д.

7.1. Принципы действия и основные характеристики резонаторных полосковых антенн

Широкое распространение в качестве самостоятельных антенн и элементов антенных решеток получили ПА и МПА резонансного типа на основе прямоугольных излучателей [4, 5, 9, 13, 24—30]. ПА такого типа содержит излучатель в виде металлической прямоугольной полоски 1, расположенной на внешней поверхности диэлектрической подложки 2 над металлическим экраном 3 (рис. 7.1) [5]. Примеры возбуждения резонансных ПА иллюстрируются рис. 7.1, а — с помощью коаксиальной линии передачи и зонда; б — с помощью несимметричной полосковой линии, проводник которой расположен на поверхности подложки в одной плоскости с излучателем. В качестве материала подложки обычно используются диэлектрики с относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon=2-16$ и низким тангенсом угла диэлектрических потерь $tg\delta$, не более $(1-5)10^{-3}$; толщина подложки $h\approx(0,01-0,1)\lambda_0$. Излучение антенны создается электрическими токами, текущими по поверхности пластины и экрана, а также токами смещения в диэлектрической подложке.



Рис. 7.1. ПА на основе прямоугольного резонаторного излучателя с возбуждением коаксиальной линией с помощью зонда (а) и несимметричной полосковой линии (б)

Обычно в такой структуре возбуждают резонансные электромагнитные колебания низшего (основного) типа TM_{100} , индексы характеризуют число вариаций поперечной по отношению к плоскости экрана и излучателя компоненты вектора напряженности электрического поля \vec{E}_z в объеме резонаторной полости под излучателем по координатным осям x, y и z. В самом деле, вся структура может рассматриваться как объемный резонатор без боковых стенок, благодаря чему обеспечивается излучение в окружающее пространство.

В прямоугольных ПА низший тип резонанса имеет место при длине излучателя

 $L \approx \lambda_{\pi}/2, \tag{7.1}$

где $\lambda_{x} \approx \lambda_{0} / \sqrt{\varepsilon}$ — в первом приближении длина квази-Т волны в полосковой линии с шириной полоска W. Отметим, что при этом компонента поля \vec{E}_{z} по оси y распределена равномерно, а по оси x — в продольном направлении — по синусоидальному закону с пучностями на краях излучателя при x=0, L и нулем в центре под излучателем, x=L/2 (рис. 7.1).

На резонансной частоте входное сопротивление антенны становится чисто активным и у кромок излучателя, параллельных оси у, достигает значений порядка нескольких сотен Ом. Равенство нулю реактивной компоненты входного сопротивления облегчает согласование излучателя с питающей линией передачи и обеспечивает интенсивное излучение.

На сегодняшний день разработано несколько методов анализа характеристик резонаторных ПА, основанных на различных математических моделях излучающей структуры. В строгой постановке задача излучения решается, например, токовым методом. При этом формулируется граничная задача и составляется система интегральных уравнений относительно скалярных компонент векторного распределения плотности поверхностного электрического тока $\dot{J}(x, y)$ на проводящей полоске. Для упрощенного приближенного решения задачи анализа чаще пользуются более простой моделью, в соответствии с которой ПА рассматривается как система из двух эквивалентных щелевых излучателей 1 и 2, образованных кромками полоскового элемента (со стороны одной из которых подведены возбуждающие колебания) и экраном. Полагают, что излучение в дальней зоне формируется именно этими щелями, а излучения из боковых щелей практически отсутствуют (рис. 7.2) [9]. Если длина излучателя L кратна нечетному числу полуволн квази-T волны, в частности, $L \approx \lambda_{\pi}/2$, то

компоненты напряженности поля \vec{E}_z в щелях 1 и 2 противофазны (рис. 7.1, а и 7.2, а). Направления эквивалентных магнитных токов в торцевых щелях 1 и 2 и боковых щелях определяются выражением [5]

$$\vec{J}_{\rm M} = \left[\vec{n}, \vec{E}_{z}\right],\tag{7.2}$$

где \vec{n} — единичный вектор внешней нормали к плоскостям щелей.

Из (7.2) следует, что эквивалентные магнитные токи торцевых щелей 1 и 2 (открытых торцов объемного резонатора) распределены равномерно и, что особенно важно, оказываются синфазными (рис. 7.2, а) и поэтому создают максимальное излучение в направлении нормали к плоскости экрана, т.е. вдоль оси z (рис. 7.1 и 7.2), причем в дальней зоне поляризация вектора \vec{E}_z параллельна оси x (рис. 7.1, рис. 7.2, б). Эквивалентные магнитные токи в боковых щелях (параллельных оси x) при этом попарно противофазны и в направлении нормали практически не излучают.

При длине полоскового излучателя, кратной четному числу полуволн квази-Т волны, излучение по нормали к плоскости экрана отсутствует.



а



Рис. 7.2. Резонаторная модель ПА с излучающими щелями

В работах [4, 9, 24—28] детально описаны различные методы расчета параметров конструкций и электрических характеристик ПА и МПА, в том числе резонаторного типа, с использованием строгих и приближенных методов электродинамики.

Рассмотрим простейший подход к анализу прямоугольной МПА [4, 24], предусматривающий использование теории длинных линий. Излучатель представляется отрезком несимметричной полосковой линии передачи, нагруженным на концах излучающими щелями 1 и 2, т.е. излучающий элемент рассматривается как совокупность двух одинаковых щелей, образованных его кромками и экраном, причем каждая щель заменяется эквивалентной проводимостью $Y_{1,2}$ =G+jB. Щели соединены между собой отрезком регулярной ЛП длиной $L \approx \lambda_{a}/2$. Соответствующая эквивалентная схема антенны изображена на рис. 7.3:



Рис. 7.3. Эквивалентная схема ПА и типичная зависимость активной и реактивной компонент входного сопротивления от длины излучателя

Активная проводимость G в этой модели представляет собой проводимость излучения щели G_Σ, т.е. определяет величину излучаемой ей мощности; В — реактивная проводимость щели. Расчетные выражения для G и B для разных параметров конструкции можно найти в [3, 4, 24—28].

Если считать, что излучающий элемент подключается к питающей линии передачи со стороны первой (левой) щели, то его комплексная входная проводимость рассчитывается как сумма проводимости первой щели (расположенной слева на рис. 7.3) и проводимости

второй щели, пересчитанной к первой с учетом трансформирующего действия отрезка линии передачи длиной *L* (коэффициент фазы ЭМВ в линии $\beta = 2\pi \sqrt{\varepsilon_{_{3\phi}}}/\lambda_0$) [4, 9]:

$$Y_{in}(L) = Y_1 + Y_{2L} = Y_1 + (Y_2 + jY_n tg\beta L)/(Y_n + Y_2 tg\beta L),$$
(7.3)

где Y_n — волновая проводимость полосковой линии; $\varepsilon_{s\phi} < \varepsilon$ — так называемая эффективная диэлектрическая проницаемость материала подложки, обусловленная конечной шириной полоскового проводника W. Соответственно, комплексное входное сопротивление излучателя (антенны) $Z_{in}(L)=1/Y_{in}(L)$. При длине отрезка L, равной резонансной длине L_0 , реактивная компонента входного сопротивления обращается в нуль, а значение активной компоненты достигает максимума (рис. 7.3). Заметим, что зависимость активной компоненты входного сопротивления x описывается приближенным выражением вида

$$R_{in}(x) \approx R_0 \cos^2(\pi x / L_0), \qquad (7.4)$$

из которого следует, что при движении от входной кромки излучателя до противоположной его входное сопротивление уменьшается от максимального значения R_0 до нуля точно под

центром излучателя и далее возрастает до исходного значения R_0 . Это очень важно, поскольку появляется возможность определить координату x_0 сечения излучателя, в котором входное сопротивление будет в точности равно волновому сопротивлению используемой питающей полосковой линии, что обеспечит согласование антенны с линией. Конструктивно согласованное подключение выполняется путем простого «врезания» полоскового проводника на расстояние x_0 в плоскость излучателя (рис. 7.1, б; рис. 7.2, б). Нетрудно убедиться, что в силу резонансных свойств структуры и сильной частотной зависимости входного сопротивления при отклонении рабочей частоты от резонансной согласование будет резко ухудшаться.

Вернемся к оценке размеров излучателя при заданных остальных параметрах конструкции. По заданной средней рабочей частоте антенны f_p , которая в рамках данной модели полагается равной резонансной частоте излучателя, рассчитывается начальная длина излучателя L и его ширина W [4, 9]:

$$L = \frac{\lambda_p}{2\sqrt{\varepsilon}}, \ W = \frac{c}{2f_p} \left[\frac{\varepsilon + 1}{2}\right]^{-\frac{1}{2}}, \tag{7.5}$$

где с — скорость света в свободном пространстве.

Далее по известным формулам [4, 5, 9, 13, 24—30] рассчитывается эффективная диэлектрическая проницаемость подложки $\varepsilon_{s\phi}$ и требуемое укорочение каждого из концов излучателя ΔL , и, наконец, окончательная резонансная длина

$$L_0 = L - 2\Delta L$$
.



Рис. 7.4. Пример ДН ПА СВЧ с прямоугольным излучателем

Типичные значения ширины ДН ПА и МПА по половинной мощности в Е- и Нплоскостях составляют десятки градусов. На рис. 7.4 показан пример объемной ДН реального прямоугольного резонаторного излучателя СВЧ диапазона на подложке с экраном конечных размеров (а) и графики ДН в главных плоскостях (б). КНД прямоугольных ПА и МПА находятся в пределах 3,5—7 [3—5, 9, 24]. При увеличении диэлектрической проницаемости подложки КНД снижается, поскольку уменьшаются размеры излучающей структуры.

КПД ПА и МПА зависит от тепловых потерь мощности в подложке, в металлических элементах, а также от потерь, связанных с возбуждением в подложке паразитных поверхностных волн. Мощность, переходящая в поверхностные волны возрастает при увеличении толщины подложки и ее диэлектрической проницаемости. Типичные значения КПД находятся в пределах 0,5—0,8 [3—5, 9, 24]. Для изготовления ПА обычно используют высококачественные фольгированные диэлектрики ФАФ-4, ФЛАН, фольгированный фторопласт и т.п. (отечественного производства), а также материалы компании Rogers и других зарубежных производителей [25]. При необходимости работы с предельными уровнями мощности (в среднем до 100 Вт) для изготовления подложек выбирают плавленый кварц, СВЧ керамику, например на основе оксида алюминия или бериллия. Для построения антенн с управляемыми характеристиками подложки изготавливаются из полупроводниковых материалов, сегнетоэлектриков, ферритов.

Ширина рабочей полосы частот ПА и МПА определяется ухудшением согласования излучателя с питающей ЛП и зависит от добротности излучателя. В свою очередь, добротность снижается при увеличении толщины подложки и уменьшении ее проницаемости. Характерные значения добротности составляют сотни, поэтому резонансные ПА и МПА оказываются узкополосными: относительная полоса частот составляет не более 5—10 %.

Подробные методы расчета КПД, ДН, и КНД ПА и МПА приведены в [3— 5, 9, 13, 24—30].

Полосковые резонаторные антенны с круговой поляризацией излучения

Простейший способ получения круговой поляризации в резонаторных ПА и МПА состоит в возбуждении двух ортогональных по направлению излучающих токов одинаковой амплитуды, сдвинутых по фазе на $\pm \pi/2$, в частности при использовании в цепи питания излучателя синфазного делителя мощности 1:2 с фазовращателем в одном из плеч [24—30]. Примеры нескольких простых вариантов построения ПА с круговой поляризацией иллюстрируются рис. 7.5: а — квадратный излучатель, возбуждаемый со стороны двух смежных кромок с помощью полоскового гибридного моста; б — прямоугольный излучатель с диагональным возбуждением; фазовый сдвиг $\pm \pi/2$ ортогональных токов в излучателе достига-

ется за счет небольшого укорочения и удлинения сторон относительно резонансных значений; в — квадратный излучатель с диагональной щелью [3—5, 9, 13, 24—30]. Очевидно, что при использовании квадратного излучателя легко обеспечить работу с двумя линейными ортогональными поляризациями или с двойной поляризацией, подводя колебания поочередно или одновременно к смежным кромкам излучателя.



Рис. 7.5. Варианты прямоугольных излучателей ПА с круговой поляризацией

На сегодняшний день известно много других вариантов ПА и МПА, например с излучателями в виде симметричных и несимметричных полосковых вибраторов как полуволновой, так и четвертьволновой длины и т.д.

7.2. Линейные и плоские полосковые антенные решетки

На рис. 7.6 показаны три возможных варианта схем питания излучателей на примере линейных антенных решеток: а — последовательная, в которой все излучатели последовательно во времени возбуждаются ЭМВ, распространяющейся в питающей ЛП; б — параллельная, обеспечивающая синфазное возбуждение всех излучателей независимо от частоты; в — комбинированная [9, 26—28].

Последовательная схема получается наиболее компактной и вносит наименьшие тепловые потери и потери на паразитное излучение; однако в силу известных принципов при этом соседние элементы возбуждаются с частотно-зависимым фазовым сдвигом, что приводит к сканированию ДН решетки при изменении частоту в плоскости, проходящей через ось АР и перпендикулярной плоскости расположения элементов.

Параллельная схема при изменении частоты входных колебаний обеспечивает постоянство направления максимального излучения, однако является более громоздкой, занимает больше места, характеризуется повышенными потерями — как тепловыми, так и за счет излучения неоднородностей в питающих ЛП (поворотов и т.п.), из-за паразитного излучения с кроссполяризацией. Удобна для реализации спадающих амплитудных распределений путем использования делителей с неравным делением мощности.



Рис. 7.6. Схемы питания излучателей в полосковых антенных решетках

Комбинированная схема имеет промежуточные характеристики, сочетая в себе достоинства и недостатки последовательной и параллельной схем.

В заключение рассмотрим два примера практических конструкций плоских AP из полосковых резонаторных излучателей, рассчитанных для работы на средней частоте порядка 24 ГГц в радиоволновых охранных извещателях [31] и доплеровских измерителях скорости (например, в радарах комплексов контроля дорожного движения) [32]. На рис. 7.7 показано: а — ПАР с комбинированным питанием; б — ПАР с параллельным питанием.

Обе АР обеспечивают излучение с линейной поляризацией по нормали к плоскости раскрыва. Размеры раскрыва антенны (а) 6,4х6,4 см², ширина ДН в главных плоскостях около 12°. Коэффициент усиления G=17,7 дБ и оказывается значительно ниже максимального КНД для указанных размеров раскрыва, поскольку эффективность решетки составляет всего около 20 %. В свою очередь, столь низкая эффективность обусловлена низким КПД. Здесь важно отметить общий недостаток большинства полосковых АР, заключающийся в существенном уменьшении КПД с ростом частоты и увеличением числа элементов решеток из-за резкого возрастания как тепловых потерь, так и потерь, связанных с возникновением поверхностных волн и появлением паразитного излучения. Эффективность АР с параллельным питанием с практически такой же площадью раскрыва также невелика. В общем оказывается, что с увеличением числа элементов АР и, следовательно, площади раскрыва *S* КНД возрастает пропорционально S/λ^2 , но при этом КПД быстро снижается. Этот эффект существенно ограничивает возможности увеличения КУ полосковых АР за счет увеличения размеров раскрыва. Поэтому простые полосковые АР обычно используются на частотах до 20—30 ГГц при сравнительно невысоких значениях КУ до 20—30 дБ. Эффективность полосковых АР СВЧ может быть доведена до 50-70 %, но это достигается существенным усложнением их конструкций [24, 28].



a

Рис. 7.7. Практические конструкции плоских полосковых антенных решеток

8. АНТЕННЫ ВЫТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНЫ

Возрастающие потребности современной техники радиосвязи и радиолокации СВЧ и особенно КВЧ диапазонов в эффективных компактных антеннах стимулируют исследования, направленные на создание альтернативных вариантов малогабаритных антенн, свободных от присущих полосковым и плоским волноводно-щелевым антенным решеткам недостатков. В числе таких антенн перспективными представляются антенны вытекающей волны (ABB) [13, 29, 30, 33—37].

8.1. Принципы построения антенн вытекающей волны

Классическая ABB представляет собой либо отрезок линии передачи с вытекающей рабочей модой, например прямоугольный металлический волновод с длинной продольной щелью в узкой стенке (рис. 8.1, а), либо структуру медленных волн с периодически расположенными вдоль ее оси рассеивающими неоднородностями — диэлектрический волновод с металлическими полосками и т.п. (рис. 8.1, б) [13, 35, 36].

В первом случае (непрерывная структура) направление максимального излучения (угол θ) определяется выражением [13]

$$\cos\theta = \frac{\lambda_0}{\lambda},\tag{8.1}$$

где $\frac{\lambda_0}{\lambda_B} = p = \frac{c}{v_{\phi}} < 1$ — отношение рабочей длины волны к длине волны в волноводе или

отношению скорости света с в свободном пространстве к фазовой скорости волны v_{ϕ} в волноводе). В структурах «быстрых» волн фазовая скорость волны превышает скорость света, поэтому направление максимального излучения всегда располагается в секторе между нормалью к излучающей части антенны и ее продольной осью.

Во втором случае (периодическая структура) возможны два варианта:

1) направляющая структура, как и в первом случае, поддерживает «быструю» волну с фазовой скоростью, превышающей скорость света; направление максимального излучения (угол θ) определяется выражением [13]

$$\sin\theta_n = \frac{\lambda_0}{\lambda_B} = p, \ p < 1; \tag{8.2}$$

2) направляющая структура поддерживает «медленную» волну с фазовой скоростью, меньшей скорости света (коэффициент p характеризует замедление фазовой скорости); направление максимального излучения (угол θ_n) определяется выражением [13]

$$\sin\theta_n = \frac{\lambda_0}{\lambda_{\rm B}} + n\frac{\lambda_0}{d} = p + n\frac{\lambda_0}{d}, \ n = -1,$$
(8.3)

антенна работает в режиме «обратной» волны. Максимальное излучение может быть направлено в сторону входа антенны, по нормали к излучающей части антенны или в сторону конца антенны. Номер *n* представляет собой номер так называемой пространственной гармоники поля излучения; заметим, что в зависимости от параметров структуры излучение может возникать не только на минус первой гармонике, но одновременно и на других гармониках с отрицательными номерами. Наилучшие характеристики антенна имеет в одноволновом режиме, когда поле излучения формируется только минус первой гармоникой. Подробнее этот вариант АВ, в сущности, представляющий собой дифракционную антенну, описывается ниже.



Рис. 8.1. Варианты АВВ на основе непрерывной (а) и периодической (б) структуры

Как видно из (8.1) и (8.2), ABB принципиально могут обеспечивать сканирование ДН путем изменения частоты, замедления или периода расположения неоднородностей [13, 35, 36].

АВВ первого типа, как правило, работают в режиме бегущей волны и создают наклонное излучение в направлении конца направляющей структуры (где установлена поглощающая нагрузка). АВВ второго типа используются в режимах как бегущей, так и стоячей волны и создают излучение, направленное в сторону нагрузки или, при использовании обратной волны, — в сторону узла возбуждения, а также могут обеспечивать излучение по нормали к плоскости структуры.

Использование режима излучения по нормали требует принятия специальных мер по компенсации отражений от рассеивающих неоднородностей (как и от щелей в резонансных волноводно-щелевых решетках) для предотвращения резкого снижения коэффициента усиления антенны. Тем не менее, АВВ обладают рядом важных достоинств:

- возможность обеспечения высокого КПД за счет использования поверхностных волн при невысоких значениях замедления их фазовой скорости;

- возможность реализации практически любого амплитудного распределения поля в раскрыве и формирования ДН с низким УБЛ;

- возможность одно- и двухкоординатного сканирования ДН, как частотного, так и на фиксированной частоте;

- простота и компактность конструкции, высокая технологичность.

КПД ABB, учитывающий тепловые потери, достигает 80—90 % на частотах вплоть до нескольких десятков ГГц [34].

В целом в отношении ABB практически нет ограничений по рабочим частотам и они являются одними из наиболее перспективных антенн для использования в диапазоне КВЧ. Это объясняет заметное в последние годы повышение интереса исследователей к антеннам данного типа.

8.2. Плоские антенные решетки вытекающей волны

В числе новых интересных разработок можно отметить диэлектрические ABB, описанные в [38, 39]. Так, антенна [38] выполнена на основе двухслойного экранированного плоского диэлектрического волновода (ПДВ) с решеткой из металлических лент и устройства возбуждения поверхностных волн ПДВ в виде линейной полосковой решетки. В первом варианте ПДВ возбуждается со стороны торца и антенна при изменении рабочей частоты фактически работает в режиме частотного сканирования ДН. Во втором варианте ПДВ возбуждается в центре, так что на определенной частоте антенна излучает по нормали к плоскости раскрыва с естественным постепенным расщеплением главного лепестка ДН при изменении частоты. В [38, 39] представлено несколько модификаций данной антенны, разработанных для частот 24 и 76 ГГц, обладающих эффективностью 40—70 %. Надо отметить, что эффективность названных антенн ограничена, главным образом, потерями в линейных полосковых решетках, используемых для возбуждения излучающего раскрыва. Варианты конструкций таких АВВ показаны на рис. 8.2.



Рис. 8.2. ABB CBЧ с торцевым возбуждением и компенсацией отражений для работы в режиме нормального излучения

Другая интересная антенна, в которой используется распространение волн меду параллельными металлическими пластинами на основе однослойной структуры с решеткой щелей, предложена в [40]. Один из вариантов конструкции, реализуемый с помощью SIW технологии, показан на рис. 8.3. В данном варианте двумерная щелевая решетка 1 на основе плоскопараллельного металлического волновода 2 с диэлектрическим заполнением возбуждается с помощью линейной щелевой решетки 3, выполненной в виде набора металлических стержней, изготовленных путем сквозной металлизации отверстий в фольгированном диэлектрике. Предложены варианты антенны с торцевым и центральным возбуждением плоскопараллельного волновода, соответственно, обеспечивающие режимы частотного сканирования или нормального излучения. Конструкция антенны очень проста и отличается высокой технологичностью. Эффективность антенны достигает 40—50 % на частотах КВЧ диапазона.



Рис. 8.3. Антенна вытекающей волны ве плоскопараллельного волновода со щелевой решеткой

на осно-

8.3. Плоские дифракционные антенны

Особый интерес с точки зрения использования в аппаратуре радиосвязи КВЧ вызывают плоские дифракционные антенны (ПДА) построенные в виде структур, содержащих диэлектрические волноводы (ДВ) и дифракционные решетки (ДР) различных конструкций — металлические гребенки, эшелетты, полосковые (ленточные) решетки и др. [13, 34, 41, 42].

ПДА часто относят к антеннам вытекающей волны (ABB), хотя, как сказано выше, ABB может быть построена на основе направляющей структуры быстрых волн без использования решетки.

Принцип действия ПДА основан на известном эффекте прямого и обратного преобразования поверхностных волн в объемные (ППВО) диэлектрического волновода при их взаимодействии с дифракционной решеткой [41, 42]. Использование эффекта ППВО открывает широкие возможности построения компактных антенн, в том числе с управляемыми характеристиками излучения практически во всем диапазоне КВЧ, по эффективности превосходящих полосковые и микрополосковые антенные решетки и не уступающие ВЩАР [34, 43]. Для пояснения принципа действия ПДА воспользуемся рис. 8.4, на котором показана структура на основе ДР в виде металлической полосковой решетки (выбор типа и конструкции ДР не является принципиальным [34, 43]).

В режиме торцевого возбуждения (рис. 8.4, а) в ПДВ 1 возбуждается неоднородная (поверхностная) волна. Распространяясь вдоль оси OX, эта волна испытывает дифракцию на элементах ДР и при определенных параметрах структуры *n*-е пространственные гармоники (ПГ) поля дифракции излучаются в направлениях, лежащих в плоскости *XOZ* под углами θ_{nmax} , которые определяются таким же выражением (8.2), как и для периодической ABB с медленной волной:

$$\sin\theta_{nmax} = \beta_n / k_0 \approx \beta / k_0 + 2\pi n / (k_0 d) = \gamma(\lambda_0) + n\lambda_0 / d, \tag{8.4}$$

где β_n — продольная постоянная распространения *n-й* ПГ; $\beta_0 = \beta - j\alpha$ — комплексная продольная постоянная распространения основной ПГ; β — фазовая постоянная основной ПГ; α — постоянная ослабления (вытекания); $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число свободного пространства; $\gamma(\lambda_0) = c/v_{\phi(\lambda_0)}$ — замедление фазовой скорости поверхностной волны ПДВ; λ_0 — рабочая длина волны; d — период решетки; n — номер ПГ поля излучения.



Рис. 8.4. К описанию использования эффекта ППВО в ПДА

Условия излучения выполняются для ПГ с отрицательными номерами, т.е. n=-1; -2; ... [13, 41, 42]. При использовании эффекта ППВО в антеннах наиболее предпочтителен одноволновый режим работы на -1-й ПГ, в котором обеспечиваются наилучшие электрические параметры антенн [13, 34, 41—43]. Ширина главного дифракционного лепестка (ДН) и значения КПД излучения зависят от величины постоянной ослабления α . Выражение (8.4) также показывает, что ПДА, как и АВВ, присущи широкие возможности по реализации немеханического сканирования ДН путем перестройки рабочей длины волны, изменения замедления поверхностной волны ПДВ или изменения периода ДР. Известно, что эффективность преобразования энергии неоднородной плоской волны ПДВ в энергию излучения -1-й ПГ может достигать 70 и более процентов [34, 41—43].

В режиме приема однородная плоская ЭМВ, падающая из свободного пространства на структуру в виде ПДВ 1 и ДР 2 под углом θ в плоскости *XOZ* испытывает дифракцию на решетке. При этом спектр рассеянного решеткой поля описывается бесконечным рядом пространственных гармоник (ПГ). Нулевая ПГ является зеркально отраженной волной, излучаемой обратно в свободное пространство. Часть ПГ представлена также излучающимися волнами, уходящими от структуры в окружающее пространство; некоторая же часть ПГ представлена медленными волнами, распространяющимися в противоположные стороны вдоль плоскости решетки вдоль оси ОХ с фазовыми скоростями, меньшими скорости света. При определенных условиях лишь одна медленная ПГ с номером n=-1 имеет наибольшую амплитуду и при совпадении ее фазовой скорости с фазовой скоростью поверхностной волны ПДВ возбуждает его. Поверхностная волна ПДВ может быть принята каким-либо устройством вывода СВЧ колебаний, например секториальным рупором. Соответственно, вся структура совместно с устройством вывода энергии из ПДВ может играть роль высокоэффективной ПДА СВЧ (КВЧ), КПД которой, как и АВВ, оценивается с помощью известного выражения [35]

$$\eta = l - e^{-2\alpha L},\tag{8.5}$$

где *L* — продольный размер (длина) структуры в направлении оси *OX*.

В режиме центрального возбуждения (рис. 8.4, б) излучающий раскрыв ПДА представляет собой две симметричные подрешетки, так что вдоль ПДВ распространяются две поверхностные волны с одинаковыми по величине и противоположными по знаку фазовыми скоростями. На длинах волн, при которых выполняется условие $\gamma(\lambda_0) = \lambda_0/d$ [34, 43], можно обеспечить синфазное сложение излучений подрешеток в дальней зоне; при этом ДН раскрыва содержит один главный лепесток, ориентированный по нормали, т.е. вдоль оси *OZ*. Поскольку данная структура обладает известными свойствами антенной решетки с последовательным возбуждением, при изменении рабочей длины волны ДН антенны будет расщепляться вплоть до возникновения двух симметричных главных лепестков. Описанный режим соответствует резонансной дифракции Брэгга второго порядка [41, 42] и представляет собой наибольший интерес с точки зрения построения антенн с нормальным излучением с неуправляемой или управляемой поляризацией [34, 41—43]. Примеры практических конструкций ПДА СВЧ и КВЧ диапазонов приведены в [34, 41—43].

9. АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

К апертурным относят антенны, имеющие некоторую поверхность (апертуру, раскрыв) *S*, формирующую направленное излучение: волноводные излучатели, рупорные, зеркальные и линзовые антенны [2, 5]. В апертурных антеннах реализуется параллельное возбуждение элементов излучающей поверхности, благодаря чему форма и параметры ДН остаются практически неизменными в довольно широкой полосе рабочих частот. Максимальный КНД апертурных антенн определяется выражением

$$D = 4\pi v \frac{S}{\lambda_0^2},\tag{9.1}$$

где *S* — геометрическая площадь раскрыва; *v* — КИП, зависящий от амплитудного и фазового распределения напряженности электрического поля, возбуждающего раскрыв; λ_0 — длина волны. Из (9.1) следует, что КНД существенно зависит от отношения S/λ_0^2 и при больших размерах раскрыва может достигать очень высоких значений порядка 10^4 — 10^5 . КУ апертурных антенн определяется общим выражением *G* = ηD , где η — КПД антенны.

9.1. Волноводные излучатели

В качестве слабонаправленных антенн (в том числе, облучателей зеркальных и линзовых антенн), а также элементов антенных решеток СВЧ и КВЧ диапазонов широко используются излучатели в виде открытых концов металлических волноводов, обычно прямоугольного или круглого сечения [2,5]. ЭМВ, распространяющаяся по волноводу и достигающая его открытого конца, частично отражается в силу появления неоднородности — отличия характеристического сопротивления рабочей волны в волноводе от волнового сопротивления окружающего пространства, а частично излучается (рис. 9.1). В области открытого конца в силу нарушения регулярности структуры возникают волны высших типов.



Рис. 9.1. Излучатель в виде открытого конца прямоугольного металлического волновода с волной H_{10}

Учет всех названных факторов очень усложняет задачу определения поля излучения открытого конца волновода и ее строгое математическое решение сопряжено с большими трудностями. Согласно принципу Гюйгенса—Кирхгофа, применительно к волноводному излучателю можно рассмотреть замкнутую поверхность, внутри которой находятся источники ЭМП — токи, протекающие как по внутренним, так и по внешним стенками волновода. Эта поверхность выбирается так, что она совпадает с поверхностью открытого конца волновода и с наружными поверхностями его стенок. Упрощенный анализ излучения волновода обычно проводят с использованием принципа эквивалентности с учетом граничных условий для тангенциальных компонент полей E_{τ} ; причем на внешней поверхности волновода поверхностные токи и E_{τ} принимаются равными нулю. Соответственно, в случае

прямоугольного волновода, возбуждаемого основной волной типа H_{10} , считают, что ЭМП в раскрыве определяется падающей и отраженной волнами и представлено следующими взаимно перпендикулярными компонентами напряженностей \dot{E}_{y} и \dot{H}_{x} [10]:

$$\dot{E}_{y} = (1 + \dot{\Gamma})\dot{E}_{0}\cos\frac{\pi x}{a}, \qquad (9.2)$$

$$\dot{H}_{x} = -(1 - \dot{\Gamma})\frac{\lambda_{0}}{\lambda_{s}}\frac{\dot{E}_{0}}{W_{0}}\cos\frac{\pi x}{a},$$
(9.3)

где \dot{E}_0 — напряженность электрического поля в середине раскрыва волновода; λ — длина волны в свободном пространстве; $\lambda_e = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}$ — длина волны H_{10} в волноводе; $\dot{\Gamma}$ —

комплексный коэффициент отражения волны от открытого конца; $W_0 = 120\pi$ Ом — волновое сопротивление среды (свободного пространства); *а* и *b* — внутренние размеры широкой и узкой стенок.

Выражения для комплексных амплитуд вектора E ЭМП излучения в дальней зоне, полученные в соответствии с теорией излучения возбужденных поверхностей, для главных плоскостей E (*yoz*) и H (*xoz*) имеют вид [10]

$$\begin{split} \dot{E}_{E}(\theta) &= j \frac{1 + \frac{1 - \dot{\Gamma}}{1 + \dot{\Gamma}} \frac{\lambda_{0}}{\lambda_{e}} \cos \theta}{2\lambda_{0}} \dot{E}_{0} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos \frac{\pi x}{a} dx \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{-jky \sin \theta} dy = \\ &= j \frac{S\dot{E}_{0}}{\pi \lambda_{0}} \left(1 + \frac{1 - \dot{\Gamma}}{1 + \dot{\Gamma}} \frac{\lambda_{0}}{\lambda_{e}} \cos \theta\right) \frac{\sin(\frac{kb}{2} \sin \theta)}{\frac{kb}{2} \sin \theta} \frac{e^{-jkr}}{r}, \\ \dot{E}_{H}(\theta) &= j \frac{\frac{1 - \dot{\Gamma}}{1 - \dot{\Gamma}} \frac{\lambda_{0}}{\lambda_{e}} + \cos \theta}{2\lambda_{0}} \dot{E}_{0} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos \frac{\pi x}{a} e^{jkx \sin \theta} dx \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} dy = \\ &= j \frac{S\dot{E}_{0}}{\pi \lambda_{0}} \left(\frac{1 - \dot{\Gamma}}{1 + \dot{\Gamma}} \frac{\lambda_{0}}{\lambda_{e}} + \cos \theta\right) \frac{\cos(\frac{ka}{2} \sin \theta)}{1 - \left(\frac{2a}{\lambda_{0}} \sin \theta\right)^{2}} \frac{e^{-jkr}}{r}, \end{split}$$
(9.4)

где S = ab — площадь раскрыва; угол θ отсчитывается от нормали к плоскости раскрыва (оси *z*).

Обозначим в выражениях (9.4) и (9.5) отношение $\lambda_0 / \lambda_s = \sqrt{1 - (\lambda_0 / (2a))^2} = \gamma$ и запишем формулы для ненормированных ДН по напряженности поля для плоскостей *E* (при $\varphi = \pi/2$) и *H* ($\varphi = 0$) :

$$f_{E}(\theta) = \left| 1 + \gamma \frac{1 - \dot{\Gamma}}{1 + \dot{\Gamma}} \cos \theta \right| \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta}, \qquad (9.6)$$
$$f_{H}(\theta) = \left| \cos\theta + \gamma \frac{1 - \dot{\Gamma}}{1 + \dot{\Gamma}} \right| \frac{\cos\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{\left(\frac{\lambda_{0}}{2a}\right) - \sin^{2}\theta}. \qquad (9.7)$$

Заметим, что если не учитывать отражения от конца волновода ($\dot{\Gamma} = 0$) и считать, что длина волны в раскрыве равна длине волны в свободном пространстве, т.е. принять $\gamma = I$, то из формул (9.6) и (9.7) легко получить формулы для нормированных ДН плоского раскрыва, возбуждаемого плоской поперечной ЭМВ, аналогичные полученным в разделе 4:

$$F_{E}(\theta) = \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \right| \frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin \theta\right)}{\frac{kb}{2}\sin \theta},$$

$$F_{H}(\theta) = \frac{\pi^{2}}{4} \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \right| \frac{\cos\left(\frac{ka}{2}\sin \theta\right)}{\frac{\pi^{2}}{4} - \left(\frac{ka}{2}\sin \theta\right)^{2}}.$$
(9.8)
$$(9.8)$$

КНД открытого конца волновода без учета отражений определяется приближенным выражением [10]

$$D \approx \frac{8}{\pi} \frac{(1+\gamma)^2}{\gamma} \frac{ab}{\lambda_0^2}.$$
(9.10)

Размеры поперечного сечения стандартного волновода невелики, $a = 0,7\lambda_0$ и $b = 0,35\lambda_0$, поэтому ширина ДН в обеих плоскостях велика ($\theta_{0,5}^E \approx 100^\circ, \theta_{0,5}^H \approx 150^\circ$).

Соответственно, КНД открытого конца прямоугольного волновода составляет около 4 дБ, модуль коэффициента отражения $|\dot{\Gamma}|\approx0,3$; КНД волновода со стандартным фланцем составляет около 6 дБ, модуль коэффициента отражения $|\dot{\Gamma}|\approx0,25$ [45], т.е., открытый конец прямоугольного волновода плохо согласован со свободным пространством.

Надо отметить, что приведенные выше выражения дают лишь приближенные результаты и удовлетворительно описывают ДН только в переднем полупространстве. Это связано с тем, что, в частности, при их выводе не учитывались токи на внешних поверхностях волновода.

Несколько лучшими характеристиками обладает излучатель в виде открытого конца круглого металлического волновода с рабочей волной основного типа H_{11} [10]. Так, для волновода с радиусом *a* при рабочей длине волны значительно короче критической ширина ДН по половинной мощности в Е- и Н-плоскостях определяется выражениями [10]

$$\theta_{0,5}^{E} \approx 34,5^{\circ} \frac{\lambda_{0}}{a}, \theta_{0,5}^{H} \approx 46,5^{\circ} \frac{\lambda_{0}}{a}, \qquad (9.11)$$

KHД —

$$D \approx 10.5 \frac{\pi a^2}{\lambda_0^2} . \tag{9.12}$$

9.2. Рупорные антенны

Для повышения направленности излучения волновода можно плавно увеличивать размеры его поперечного сечения, превращая волновод в рупор. При этом удается сохранить структуру поля в волноводе и одновременно значительно увеличить площадь излучающего раскрыва. Кроме того, плавное увеличение сечения волновода обеспечивает постепенную трансформацию его характеристического сопротивления волновода и его приближение к волновому сопротивлению окружающего пространства, что значительно уменьшает отражения от раскрыва и улучшает согласование антенны. Естественно, что в месте перехода от волновода к рупору возникают волны высших типов, но при достаточно плавном расширении волновода интенсивность этих волн невелика [2, 5].

На сегодняшний день известно множество типов рупорных антенн (рупоров), наиболее известные из которых изображены на рис. 9.2: *Н*-плоскостной (секториальный) рупор, образованный увеличением размера широкой стенки прямоугольного волновода (в плоскости H) (а); *Е*-плоскостной, образованный увеличением размера узкой стенки прямоугольного волновода (в плоскости *E*) (б); пирамидальный, образованный одновременным расширением широких и узких стенок волновода (в Е- и H-плоскостях) (в); конический, образованный увеличением радиуса круглого волновода (г) [2, 3, 5, 10, 11]. Рупорные антенны широко используются в качестве эталонных при проведении антенных измерений, используются в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн, устройств возбуждения различных волноводных структур (например, поверхностных волн), а также как самостоятельные антенны, в частности в радиоволновых охранных извещателях и приемопередатчиках доплеровских измерителей скорости в составе комплексов контроля дорожного движения.



Рис. 9.2. Основные типы рупоров

Рассмотрим продольное сечение плоскостного рупора плоскостью E (рис. 9.3), на котором обозначено: $2\varphi_0$ — угол раскрыва; a_p — ширина раскрыва; R — длина; O — вершина рупора.



Рис. 9.3. Продольное сечение Н-плоскостного рупора (а); плоскостной (секториальный) рупор в цилиндрической системе координат (б)

Как и в случае волноводных излучателей, ввиду значительных математических сложностей анализ излучения рупорной антенны, как правило, выполняется с использованием приближенных методов. Первоначально решается внутренняя задача определения ЭМП в раскрыве; при этом рупор предполагается бесконечно длинным, а его стенки — идеально проводящими. ЭМП в рупоре находится путем решения уравнений Максвелла, причем с учетом способа возбуждения рупора, компоненты поля, которых не должно быть в структуре возбужденной волны, в полученном решении не учитываются. После решения внутренней задачи обычным методом решается внешняя задача, т.е. находится ЭМП излучения в дальней зоне. Заметим, что, в отличие от открытых концов волноводов, поверхность раскрыва оказывается несинфазно возбужденной, поскольку в плоскостном рупоре раскрыв возбуждется цилиндрической волной, в пирамидальном и коническом — волной, близкой к сферической, как бы исходящей из вершины рупора [2, 5].

Н - плоскостной рупор

Для нахождения структуры поля в рупоре используем цилиндрическую систему координат y, ρ, φ . Соответственно, волна H_{10} будет иметь компоненты $\dot{H}_{\rho}, \dot{H}_{\varphi} u \dot{E}_{y}$. Решив систему уравнений Максвелла и используя асимптотические выражения функций Ганкеля для больших значений аргумента $k\rho$, можно получить следующие выражения для компонент поля [10]:

$$\begin{split} \dot{E}_{y} &= \dot{E}_{0} \sqrt{\frac{\rho_{0}}{\rho}} \cos(\frac{\pi}{2} \frac{\varphi}{\varphi_{0}}) e^{-j(k\rho - \psi_{0})}, \\ \dot{H}_{\varphi} &= -\dot{E}_{y} / 120\pi , \\ \dot{H}_{\rho} &= -j \frac{\dot{E}_{0}}{240 \varphi_{0} k \rho} \sqrt{\frac{\rho_{0}}{\rho}} \sin(\frac{\pi}{2} \frac{\varphi}{\varphi_{0}}) e^{-j(k\rho - \psi_{0})}, \\ \dot{H}_{y} &= \dot{E}_{\varphi} = \dot{E}_{\rho} = 0, \end{split}$$
(9.13)

где \dot{E}_0 — напряженность электрического поля в точке рупора с координатами y = 0, $\varphi = 0$, $\rho = \rho_0$, причем $\rho_0 >> \lambda$; Ψ_0 — значение фазы поля на раскрыве при $\varphi = 0$.

Формулы (9.13) показывают, что при больших $k\rho$ составляющая $H_{\rho} \rightarrow 0$ и поле в

рупоре представляет собой поперечную цилиндрическую ЭМВ. Вследствие того что у большинства применяемых рупоров раскрыв плоский, а волна в рупоре цилиндрическая, поле в раскрыве не будет синфазным.

Для определения фазовых искажений в раскрыве рассмотрим продольное сечение рупора (рис. 9.4) [10]. Дуга окружности с центром в вершине рупора O проходит по фронту волны и, следовательно, является линией равных фаз. В произвольной точке M', имеющей координату x, фаза поля отстает от фазы в середине раскрыва (в точке O') на угол



Рис. 9.4. К определению фазовых искажений в раскрыве рупора

Так как обычно в рупорах *x* << *R*, то можно ограничиться первым членом разложения [10, 11]

$$\Delta \Psi_k = \frac{\pi x^2}{\lambda_0 R}, \qquad \Delta \Psi_{\text{max}} = \frac{\pi a_p^2}{4\lambda_0 R}.$$
(9.14)

Формулы (9.14) являются приближенными, ими можно пользоваться, когда $R > a_p / 2$ или $\varphi_0 < 45^\circ$. В применяемых на практике рупорах эти условия обычно выполняются.

Из (9.14) видно, что при заданной a_p поле в раскрыве будет тем меньше отличаться от синфазного, чем больше длина рупора R. Практические ограничения на длину антенны требуют определения такой длины рупора, при которой максимальный фазовый сдвиг в его раскрыве не будет превышать некоторой допустимой величины. Эта величина обычно определяется наибольшим значением КНД, которое можно получить от рупора заданной длины. Для H-секториального рупора максимально допустимый фазовый сдвиг составляет $\Delta \Psi_{\text{max}} = \frac{3\pi}{4}$, что соответствует следующему соотношению между оптимальной длиной рупора, размером раскрыва a_p и длиной волны λ_0 [10, 44]:

$$R_{onm} = \frac{a_p^2}{3\lambda_0} . \tag{9.15}$$

Для определения распределения амплитуд поля в раскрыве рупора примем

$$\rho \approx R, \frac{\varphi}{2\varphi_0} \approx \frac{x'}{a_p}, H_{\varphi} \approx -H_x.$$

Таким образом, ЭМП в раскрыве *Н*-плоскостного рупора окончательно определяется приближенными выражениями [10, 44]

$$\begin{cases} \dot{E}_{y} = \dot{E}_{0} \cos(\frac{\pi x}{a_{p}}) e^{-j\frac{\pi}{\lambda_{0}}\frac{x^{2}}{R}} \\ \dot{H}_{x} = -\dot{E}_{y}/120\pi \end{cases}$$

$$(9.16)$$

Выражения для компонент ЭМП излучения и методики определения ДН приведены, например, в [10, 44]. Отметим только, что в Е-плоскости ДН описывается таким же выражением, как для волновода.

Графики рассчитанных зависимостей КНД от относительного размера раскрыва рупора a_p / λ_0 для различных длин рупора [9, 44] приведены на рис. 9.5.



Рис. 9.5. Зависимость КНД *Н*-плоскостного рупора от относительной ширины раскрыва при различной длине рупора

Для того чтобы исключить зависимость КНД от b_p по оси ординат отложено произведение $D_H \frac{\lambda_0}{b_p}$. Из графиков видно, что для каждой длины рупора *R* существует опреде-

ленная ширина раскрыва рупора a_p , при которой КНД максимален. Уменьшение КНД при дальнейшем увеличении a_p объясняется резким возрастанием фазовых ошибок в раскрыве.

Рупор, который при заданной длине имеет максимальный КНД, называется оптимальным [2, 5, 10, 11]. Из кривых, изображенных на рис. 9.5, видно, что точки максимума КНД при $R / \lambda_0 = const$ имеют место при

$$\frac{R}{\lambda_0} = \frac{1}{3} \left(\frac{a_p}{\lambda_0}\right)^2,$$

следовательно, выражение для оптимальной длины приобретает вид

$$R_{onm} = \frac{a_p^2 \lambda_0}{3 \lambda_0^2} = \frac{a_p^2}{3 \lambda_0}$$
(9.17)

и при оптимальной длине *H*-плоскостного рупора максимальные фазовые искажения на краях его раскрыва составляют $\Delta \Psi_{\rm max} = \frac{3}{4}\pi$.

Если длину рупора взять больше оптимальной R_{onm} , то при той же площади раскрыва КНД возрастет, но не существенно. Максимальному КНД рупора оптимальной длины соответствует коэффициент использования площади раскрыва $\nu = 0,64$ [10].

Если длину рупора непрерывно увеличивать, то в пределе при $R \to \infty$ поле в раскрыве рупора станет синфазным и КИП антенны достигнет наибольшего возможного для синфазно возбужденной поверхности с косинусоидальным распределением амплитуды поля значения v = 0.81 [5, 10]. Таким образом, увеличение длины рупора по сравнению с оптимальной не может повысить КНД более чем на 20%.

Е-плоскостной рупор

Как показывает анализ ЭМП в раскрыве *E*-плоскостного рупора, оно содержит следующие компоненты [10]:

$$\begin{cases} \dot{E}_{\varphi} = \dot{E}_{0} \cos(\frac{\pi x}{a_{p}}) e^{-j(\beta \rho - \frac{3}{4}\pi)} \\ \dot{H}_{x} = -\frac{\sqrt{1 - (\lambda_{0} / 2a_{p})^{2}}}{120\pi} \dot{E}_{\varphi} \\ \dot{H}_{\varphi} = -\frac{1}{120\pi} \frac{\lambda_{0}}{2a_{p}} \dot{E}_{0} \sin(\frac{\pi x}{a_{p}}) e^{-j(\beta \rho - \frac{3}{4})} \end{cases}$$
(9.18)

где $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_s}$; ρ — расстояние от горловины рупора.

Видно, что и в *E*-плоскостном рупоре распространяется цилиндрическая ЭМВ. Вследствие этого поле в раскрыве будет иметь фазовые искажения, аналогичные искажения м в *H*-плоскостном рупоре.

Если угол раскрыва рупора $2\phi_0$ невелик, то можно принять $\dot{E}_{\phi} = \dot{E}_y$. В этом случае напряженность электрического поля в раскрыве может быть представлена выражением [10]

$$\dot{E}_{y} = \dot{E}_{0} \cos(\frac{\pi x}{a_{p}}) \exp(-j \frac{\pi y^{2}}{\lambda_{0} R}).$$

Выражения для компонент ЭМП излучения и методики определения ДН приведены, например, в [10, 44]. Поле излучения *E*-плоскостного рупора в плоскости *H* характеризуется такой же ДН, как и у открытого конца волновода. Графики рассчитанных зависимостей КНД от относительных размеров рупора представлены на рис. 9.6 [9, 44].



Рис. 9.6. Зависимость КНД *Е*-плоскостного рупора от относительной высоты раскрыва при различной длине рупора

Как и в случае *Н*-плоскостного рупора, зависимости КНД имеют экстремумы в точках, соответствующих параметрам

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{1}{2} \left(\frac{b_p}{\lambda}\right)^2,$$

следовательно, выражение для оптимальной длины приобретает вид [10]

$$R_{onm} = b_0^2 / 2\lambda \,. \tag{9.19}$$

В *Е*-рупоре оптимальной длины максимальные фазовые искажения на краях раскрыва достигают значений

 $\Delta \psi_{\rm max} = \pi / 2$.

Коэффициент использования площади раскрыва v оптимального Eплоскостного секториального рупора такой же, как оптимального H-плоскостного рупора, т.е. v = 0.64 [10].

При выборе практических размеров *E*-плоскостного рупора можно руководствоваться теми же соображениями, что и в случае *H*-плоскостного рупора.

Пирамидальный рупор

В случае пирамидального рупора можно приближенно считать, что ЭМВ, возбуждающая его раскрыв, имеет сферический фазовый фронт. При этом фазовые искажения поля в раскрыве рупора определяются выражением [10, 44]

$$\Delta \psi = \frac{\pi}{\lambda_0} \left(\frac{x^2}{R_H} + \frac{y^2}{R_E} \right),$$

где R_H — длина рупора в плоскости H; R_E — длина рупора в плоскости E.

Для остроконечного рупора $R_H = R_E$, для клиновидного рупора $R_H \neq R_E$.

Структура поля в плоскостях *E* и *H* подобна структуре поля в этих же плоскостях в *E*- и *H*-плоскостных рупорах соответственно. Вследствие этого ДН пирамидального рупора определяется теми же выражениями, что и для *H*- и *E*-рупора в соответствующих плоскостях.

КНД пирамидального рупора определяется выражением [1]

$$D_{nup} = \frac{\pi \lambda_0^2}{32a_p b_p} D_E D_H .$$
 (9.20)

Используя эту формулу, можно рассчитать коэффициент направленного действия пирамидального рупора с помощью графиков (рис. 9.6) для *E* — и (рис. 9.5) для *H* — рупоров.

В этом случае формулу (9.20) удобно представить в виде

$$D_{nup} = \frac{\pi}{32} \left(\frac{\lambda_0}{a_p} D_E \right) \left(\frac{\lambda_0}{b_p} D_H \right),$$

величины, стоящие в круглых скобках, непосредственно отложены по осям ординат на указанных графиках.

Заметим, что при оптимальной длине остроконечного пирамидального рупора с одной общей для обеих плоскостей Е и Н вершиной коэффициент использования поверхности раскрыва оказывается равным $v_{onm} \approx 0.52$ [10].

Конический рупор

Обычно конические рупоры используют в режиме возбуждения основной волной круглого волновода H_{11} . Анализ конических рупоров также сложен, поэтому здесь не рассматривается. Отметим только, что конические рупоры тоже характеризуются оптимальными размерами, связь которых с КНД иллюстрируется рис. 9.7 [10].



Рис. 9.7. Связь КНД оптимальных конических рупоров с их размерами

Ширина ДН оптимального конического рупора по половинной мощности определяется следующими приближенными выражениями [10]:

$$\theta_{0,5}^{E} \approx 60^{\circ} \frac{\lambda_{0}}{d_{p}}, \theta_{0,5}^{H} \approx 70^{\circ} \frac{\lambda_{0}}{d_{p}}, \tag{9.21}$$

КИП оптимального конического рупора $\nu \approx 0,5$, приняв КПД ≈ 1 , КУ можно рассчитать по приближенной формуле [10].

$$G \approx D \approx 5 \left(\frac{d_p}{\lambda_0}\right)^2$$
 (9.22)

Длина оптимального рупора определяется выражением [10]

$$R = \frac{d_p^2}{2,4\lambda_0} - 0,15\lambda_0.$$
(9.23)

При использовании конических рупоров надо помнить, что любая деформация его стенок (например, появление вмятин) может вызвать неконтролируемый поворот плоскости поляризации излучения.

Главным достоинством конического рупора является возможность излучения ЭМВ как с линейной, так и с круговой поляризацией. Для обеспечения такой возможности пирамидальный рупор должен возбуждаться, например, волноводом квадратного сечения, в котором одновременно могли бы распространяться ортогонально поляризованные волны типа H_{10} и H_{01} [5, 10, 11].

Расчет рупорных антенн

Основной задачей расчета рупорных антенн является определение основных размеров конструкции рупора a_{p}, b_{p}, R . Исходными данными обычно являются рабочая длина

волны λ_0 и ширина ДН по половинной мощности $\theta_{0,5}$ в плоскостях *E* и *H*. Строго говоря, этих данных недостаточно, поэтому далее приведен приближенный метод расчета оптимальных рупоров с указанными выше соотношениями размеров.

Таким образом, по заданной ширине ДН определяют размеры раскрыва рупора a_p и b_p .

Если требуемые значения ширины ДН заданы в градусах, то [10]

1) для Е-рупора

 $a_{p} = 68\lambda_{0} / \theta_{0,5}^{H}; b_{p} = 53\lambda_{0} / \theta_{0,5}^{E};$

2) для *Н*-рупора

 $a_{p} = 80\lambda_{0} / \theta_{0.5}^{H}; b_{p} = 51\lambda_{0} / \theta_{0.5}^{E};$

3) для пирамидального рупора

$$a_{p} = 80\lambda_{0} / \theta_{0,5}^{H}; b_{p} = 53\lambda_{0} / \theta_{0,5}^{E}$$

После расчета размеров раскрыва рассчитывают оптимальную длину рупора R_E и R_H . Очевидно, что для пирамидального рупора эти размеры могут оказаться различными; тогда выбирается большее, чтобы фазовые искажения поля в раскрыве не превысили допустимых. Для уменьшения длины рупора наиболее удобным способом является использование корректирующих замедляющих или ускоряющих линз, трансформирующих цилиндрические или сферические волны в плоские.

КПД рупорных антенн вследствие малых потерь может быть принят приближенно равным 1, поэтому КУ и КНД рупорных антенн практически равны.

Полоса рабочих частот рупорных антенн

Рупорные антенны при относительно невысоких значениях КНД (на практике до 20—30 дБ) являются широкополосными. В [5] показано, что в случае оптимальных пирамидальных и конических рупоров снижение КНД на 3 дБ относительно значения на частоте, на которой рупор является оптимальным, происходит либо при уменьшении частоты на 40 %, либо при ее увеличении на 160 %. Главным образом, ширина полосы рабочих частот ограничена не столько самим рупором, сколько питающим его волноводом: минимальная частота ограничена критической частотой волновода, максимальная — частотой, на которой в волноводе возможно возбуждение и распространение кроме основной рабочей волны низшего типа волны первого высшего типа. Рупорные антенны обычно имеют удовлетворительные характеристики в практически двукратной полосе частот.

9.3. Зеркальные антенны

Во многих современных РТС УВЧ, СВЧ и КВЧ диапазонов, например в системах радиолокации, радиоастрономии, радиорелейной и космической связи, спутникового телевизионного и радиовещания, широко применяются зеркальные антенны.

Зеркальной антенной (ЗА) называют совокупность слабонаправленного облучателя 1 и металлического отражателя (рефлектора, зеркала) 2 (рис. 9.8, а) [2, 5, 10]. В случае осесимметричного зеркала в виде тела вращения его форма выбирается так, чтобы сферический фазовый фронт ЭМВ 3, падающей от облучателя на зеркало, после отражения преобразовывался в плоский фронт ЭМВ 4. С точки зрения геометрической оптики лучи, расходящиеся от облучателя, в результате отражения от зеркала формируют параллельный пучок, обеспечивающий высокую направленность излучения антенны.

Классическим вариантом ЗА является антенна с осесимметричным зеркалом в виде параболоида вращения (рис. 9.8, а, б); на практике применяются также антенны с зеркалами в форме параболического цилиндра, усеченного параболоида (рис. 9.8, в, г) и антенны более сложных конструкций (например, двухзеркальные) [10]. В последние десятилетия были разработаны новые варианты ЗА на основе плоских зеркал в виде решеток полосковых излучателей, более компактные и технологичные. В то же время ЗА с такого рода плоскими зеркалами принципиально проигрывают традиционным по ширине полосы рабочих частот в силу частотной зависимости комплексных коэффициентов отражения ЭМВ от полосковых элементов.



Рис. 9.8. Зеркальные антенны

По направленности излучения, эффективности, ширине рабочей полосы частот, возможности работы с практически любой поляризацией и простоте конструкции ЗА практически не имеют конкурентов среди остронаправленных антенн СВЧ и КВЧ диапазонов [2, 3, 5].

Учитывая многообразие современных ЗА, их целесообразно классифицировать по основным отличительным признакам.

По числу зеркал различают одно- и многозеркальные (основную группу которых составляют двухзеркальные) антенны. По взаимной ориентации зеркал и облучателей ЗА относят к осесимметричным и осенесимметричным. В симметричных антеннах зеркало обладает осевой симметрией и отраженные от его вершины ЭМВ неизбежно проходят через облучатель. ЭМВ, принятые облучателем, направляются обратно к источнику СВЧ колебаний и в общем случае без принятия специальных мер нарушают нормальный режим работы антенны, что выражается в значительном ухудшении ее согласования по входу. В осенесимметричных антеннах (называемых также офсетными, или антеннами с вынесенным облучателем) ЭМВ, отраженные от зеркала, уходят в окружающее пространство, не попадая на облучатель. Такие ЗА характеризуются очень хорошим согласованием с питающей линией передачи, но обладают повышенным уровнем кроссполяризации, что приводит к снижению развязки между каналами при одновременной работе с двумя ортогональными поляризациями излучения.

По числу главных лепестков ДН зеркальные антенны разделяют на одно- и многолучевые; в простейшем случае число формируемых лучей равно числу облучателей.

По характеру кривизны поверхности основного зеркала различают параболические и сферические зеркала, зеркала с модифицированными профилями, обеспечивающие повы-

шенный КИП (оптимизированные антенны), а также, с учетом последних достижений в технике ЗА, специальные плоские зеркала (обеспечивающие тот же эффект, что и параболические).

ЗА могут работать как с фиксированным в пространстве направлением максимального излучения, так и в режиме одно- или двухкоординатного сканирования (например, путем линейного смещения облучателя из фокуса, вращения облучателя вокруг фокальной оси зеркала, использования решетки коммутируемых облучателей и т.д.).

Принцип действия зеркальной параболической антенны

Рассмотрим геометрические свойства и принцип действия ЗА с зеркалом в виде симметричного тела вращения (рис. 9.9) [10]. ЭМВ, излучаемая облучателем, достигая электропроводящей поверхности зеркала, наводит на ней электрические токи, создающие вторичное ЭМП, обычно называемое полем отраженной волны.

Для обеспечения высокой эффективности антенны облучатель должен быть однонаправленным и создавать излучение только в направлении зеркала.

В раскрыве антенны (на плоской поверхности круглой формы, ограниченной кромками зеркала) отраженная зеркалом ЭМВ имеет плоский фазовый фронт, что позволяет получить узкую ДН излучения. Естественно, что в дальней зоне на расстояниях R, много больших длины волны λ_0 и радиуса зеркала R_0 , излучаемая антенной ЭМВ становится сферической.

Необходимо определить, какую форму должно иметь зеркало для преобразования сферической или цилиндрической ЭМВ в плоскую (в раскрыве). Решение этой задачи с использованием метода геометрической оптики приводит к следующему выражению для профиля зеркала в полярной системе координат (рис. 9.9) [2, 3, 5, 10]:

$$\rho(\psi) = \frac{2f}{1 + \cos\psi} = \frac{p}{1 + \cos\psi},\tag{9.24}$$

где ψ — текущий угол, отсчитываемый от оси зеркала; $\rho(\psi)$ — текущее расстояние от точки фокуса до произвольной точки на облучаемой поверхности зеркала; f — фокусное расстояние зеркала. Выражение (9.24) представляет собой уравнение параболы в полярной системе координат. При этом удвоенное фокусное расстояние 2f = p называют параметром параболоида. Таким образом, поверхность зеркала должна быть поверхностью параболоида вращения, образованного вращением параболы вокруг оси *z*. Важно отметить, что профиль зеркала не зависит от длины волны, так что полоса рабочих частот ЗА фактически определяется только частотными характеристиками облучателя.

Для формирования пучка лучей, параллельного оси зеркала и образующего волну с плоским фазовым фронтом, в фокусе зеркала F должен находиться точечный источник, излучающий сферическую волну. Отметим, что сказанное выше справедливо в случае бесконечно малой длины волны, падающей на зеркало. В действительности длина волны конечна и отраженные от зеркала лучи образуют не вполне параллельный, расходящийся пучок; однако с учетом малости расстояния от поверхности зеркала до плоскости раскрыва этой расходимостью можно пренебречь и считать отраженную волну в раскрыве плоской, а сам раскрыв — синфазно возбужденным.



Рис. 9.9. Определение профиля зеркала

Для преобразования цилиндрической волны в плоскую поверхность зеркала должна иметь форму параболического цилиндра, а облучатель (соответственно, не точечный, а линейный) должен располагаться вдоль фокальной плоскости зеркала и излучать в направлении зеркала цилиндрическую волну.

Геометрические параметры параболического зеркала: фокусное расстояние f; радиус раскрыва R_0 ; угол раскрыва $2\psi_0$. Эти параметры связаны следующим соотношением [3, 10]:

$$R_0 = 2 ftg \frac{\psi_0}{2}.$$
 (9.25)

Форму зеркала удобно характеризовать отношением R_0/f или углом раскрыва $2\psi_0$. Если $R_0/f <2$ или $2\psi_0 < \pi$, зеркало называется длиннофокусным (мелким); если $R_0/f >2$ или $2\psi_0 > \pi$, зеркало называется короткофокусным (глубоким). При расположении фокуса на пересечении оси зеркала с фокальной осью $R_0/f = 2$ и $2\psi_0 = \pi$.

Приближенные методы расчета ДН зеркальной антенны

Основными приближенными методами расчета ДН ЗА являются апертурный и токовый [2, 3, 5, 10, 11].

Апертурный метод заключается в определении ЭМП излучения по известному распределению возбуждающего ЭМП на поверхности зеркала с использованием принципа эквивалентности. При этом не учитывается дифракция ЭМВ на кромке зеркала и излучение токов, возбуждаемых полем облучателя на неосвещенной поверхности зеркала; излучающей поверхностью считается только поверхность раскрыва. Расчет амплитудного распределения поля в раскрыве зеркала выполняют с учетом ДН облучателя и формы зеркала, в достаточно обоснованном предположении, что зеркало по отношению к облучателю находится в дальней зоне. Токовый метод расчета ДН ЗА предусматривает знание распределения поверхностных электрических токов на облучаемой поверхности зеркала. При этом считается, что токи возбуждаются только на внутренней поверхности зеркала; комплексный вектор поверхностной плотности тока определяется вектором напряженности магнитного поля, создаваемого падающей волной облучателя в данной точке на поверхности зеркала. Важно, что токовый метод позволяет учесть поляризационные эффекты в ЗА, в частности возникновение кроссполяризованной компоненты напряженности поля излучения [10, 11]. Расчет ДН токовым методом дает достаточно точные результаты в пределах главного лепестка и ближайших к нему одного-трех боковых лепестков ДН.

Точность расчетов по обоим методам возрастает с увеличением отношения R_0 / λ_0 и уменьшением отношения R_0 / f . С детальным изложением названных методов расчета ДН ЗА можно ознакомиться в работах [10, 11].

Коэффициенты усиления и направленного действия зеркальных антенн

Коэффициент усиления G зеркальной антенны, как и любой другой антенны, связан с ее КНД D и КПД η известным соотношением $G = \eta D$. КПД ЗА учитывает тепловые потери энергии СВЧ колебаний в облучателе, элементах его крепления, в металле зеркала, защитном слое краски и т.д. Практика показывает, что приближенно КПД ЗА можно считать равным единице. Особого же внимания заслуживает установление факторов, определяющих КНД ЗА

$$D=4\pi v\frac{S}{\lambda_0^2},$$

где $S = 4\pi R_0^2$ — геометрическая площадь раскрыва; V — коэффициент использования поверхности.

Применительно к ЗА в формуле для КНД апертурный КИП ν следует заменить комбинированным множителем v_{pes} (полный КИП), который представляется произведением $v_{pes} = vv_1v_2v_3v_4v$, в котором ν — коэффициент использования поверхности, зависящий от амплитудного распределения напряженности электрического поля в излучающем раскрыве; v_1 — коэффициент, учитывающий «переливание» части энергии ЭМВ облучателя за края зеркала; v_2 — коэффициент, учитывающий затенение раскрыва облучателем; v_3 — коэффициент, учитывающий фазовые ошибки, т.е. отличие фазового фронта отраженной от зеркала ЭМВ в раскрыве ЗА от плоского; v_4 — коэффициент, учитывающий эффект возникновения кроссполяризованного излучения за счет возбуждения на зеркале токов как основного, так и паразитного ортогонального направлений; v_5 — коэффициент, учитывающий лаправлений; и дифракцию ЭМВ облучателя на кромке зеркала [3, 5, 10, 11]. Рассмотрим некоторые из перечисленных коэффициентов.

Апертурный КИП ν определяется распределением амплитуды напряженности поля $|\dot{E}_s|$ в раскрыве зеркала:

$$\nu = \frac{1}{S} \left| \int_{S} \dot{E}_{s} ds \right|^{2} / \int_{S} \left| \dot{E}_{s} \right|^{2} ds .$$
(9.26)
Коэффициент V1, называемый также коэффициентом перехвата, представляет собой

отношение доли мощности излучения облучателя, перехватываемой зеркалом, к полной мощности излучения облучателя. Очевидно, что при слишком широкой ДН облучателя зеркало будет облучаться достаточно равномерно, но значительная доля мощности бесполезно пройдет мимо зеркала. При слишком узкой ДН облучателя будет облучаться лишь часть зеркала, что улучшит перехват мощности, но снизит апертурный КИП. Поэтому при конкретных параметрах зеркала можно подобрать оптимальную ДН облучателя, при которой КНД антенны будет максимальным. Условие оптимального облучения зеркала состоит в том, что амплитуда напряженности электрического поля на краях зеркала (относительный уровень –10 дБ). При этом $vv_1 \approx 0,7$ —0,8 [5]. На практике для достижения наилучшего облучения зеркала используют сложные облучатели с ДН специальной формы, например расфазированные рупоры.

Естественно, что для достижения высоких полного КИП v_{pe3} и КНД антенны необ-

ходимо стремиться ослабить затенение раскрыва облучателем, снизить уровень излучения с кроссполяризацией и т.д.

Реально достижимые значения полного КИП однозеркальной ЗА в среднем составляют 0,45—0,8. Причем наиболее высокие значения КИП и низкие уровни кроссполяризации достигаются в антеннах с длиннофокусными зеркалами с углом раскрыва $\psi_0 \approx (55-65)^\circ$ [5, 10].

Во многих применениях ЗА важно обеспечить не только высокий полный КИП, но и низкий УБЛ ДН, в том числе уровень заднего излучения (в направлении, противоположном главному), поскольку эти параметры ДН непосредственно влияют на электромагнитную совместимость и помехозащищенность РТС. Так, ЗА радиорелейных систем связи должны обеспечивать подавление мощности заднего излучения до уровня порядка –50 дБ и ниже; УБЛ ДН ЗА систем спутниковой радиосвязи должен быть не более –(25—30) дБ [2, 3].

Зеркала антенн небольших размеров обычно сплошные. Зеркала больших размеров, как правило, выполняют сетчатыми (для уменьшения парусности конструкции и массы антенны). Для ЗА с линейной поляризацией проводники сетки должны быть ориентированы параллельно плоскости поляризации облучателя; для обеспечения высокого коэффициента отражения расстояние между проводниками сетки выбирается менее половины минимальной рабочей длины волны. Для ЗА с круговой, переключаемой или двойной поляризацией сетка соответственно должна быть двумерной, например с квадратными ячейками.

Погрешности изготовления элементов конструкции ЗА и ее сборки неизбежно приводят искажению АФР поля в раскрыве антенны и, соответственно, к ухудшению формы ДН и других электрических параметров. Влияние систематических и случайных ошибок в АФР на характеристики ЗА описано, например, в [3, 5, 10]. Отметим, что при изготовлении зеркала важно обеспечить точность его формы и размеров. В [3, 5, 10] подробно рассмотрены требования к точности изготовления зеркала и показано, в частности, что отклонения формы от параболической в районе вершины не должны превышать $\Delta \rho = \lambda_0 / 16$.

Управление ДН зеркальной антенны

Если фазовый центр облучателя точно совмещен с фокусом *F* зеркала, то фронт волны, отраженной от зеркала, в его раскрыве оказывается плоским и направление главного максимума ДН совпадает с осью зеркала. Смещение облучателя в фокальной плоскости, иначе говоря, в направлении перпендикуляра к оптической оси зеркала вызывает отклонение направления главного максимума в сторону, противоположную смещению облучателя (рис. 9.10) [10].



Рис. 9.10. Отклонение ДН, вызванное смещением облучателя в фокальной плоскости параболического зеркала

Этот эффект легко поясняется отклонением фазового фронта отраженной волны на угол α при смещении облучателя (рис. 9.10). Направление максимума излучения всегда перпендикулярно фронту волны, следовательно, ДН отклонится на тот же угол α в сторону, противоположную смещению облучателя [10]:

$$tg\alpha = \frac{AA'}{R_0} = \frac{\Delta x \sin\psi_0}{R_0},$$

при малых углах отклонения *tgα* <<1, тогда можно считать

$$tg\alpha = \alpha = \frac{\Delta x}{R_0} \sin \psi_0$$
, или в градусах $\alpha = 60^\circ \frac{\Delta x}{R_0} \sin \psi_0$. (9.27)

Вообще говоря, смещение облучателя приводит не только к отклонению ДН, но и ее искажению вследствие нарушения линейного закона изменения фазы поля в раскрыве.

Это приводит к расширению ДН и возрастанию УБЛ, что ведет к уменьшению КНД и КУ антенны. С увеличением фокусного расстояния зеркала при фиксированном диаметре искажения формы ДН при одном и том же смещении облучателя уменьшаются. Реализуемые на практике углы отклонения ДН от оси антенны обычно не превышают 5—8 значений ширины ДН по половинной мощности [3, 5, 10].

Рассмотренный способ отклонения ДН широко применяется на практике для построения сканирующих и многолучевых ЗА.

Влияние отражений от зеркала на входное сопротивление антенны (реакция зеркала на облучатель)

Выше было отмечено, что в осесимметричных ЗА часть отраженных от зеркала лучей перехватывается облучателем (этот нежелательный эффект называется реакция зеркала). В основном облучатель принимает волны, отраженные от области вершины зеркала. Очевидно, что чем больше КНД облучателя, тем большую мощность он перехватывает. При этом в питающей облучатель линии передачи возникает волна, распространяющаяся к источнику, аналогичная по действию отраженной волне, возникающей в линии вследствие ее рассогласования с нагрузкой. Антенна оказывается плохо согласованной по входу.

Отраженную волну можно скомпенсировать с помощью какого-либо согласующего устройства, устанавливаемого у вершины зеркала (вспомогательное зеркало). Однако действие такого устройства будет эффективным только на фиксированной частоте, поскольку с изменением частоты (из-за изменения разности хода лучей) вновь появится отраженная волна.



Рис. 9.11. Принцип построения ЗА с вынесенным облучателем

Если антенна излучает поле вращающейся поляризации, то реакция зеркала на облучатель будет практически отсутствовать — при отражении от зеркала излучаемой облучателем волны направление вращения плоскости поляризации изменяется на обратное, вследствие чего она не принимается облучателем. Удачным способом устранения реакции зеркала на облучатель в широкой полосе частот является применение невзаимных устройств, например ферритовых вентилей и циркуляторов. Они устанавливаются в волноводном тракте перед облучателем и, внося сравнительно малые потери для прямой волны, на 20—25 дБ ослабляют отраженную волну. Наиболее радикальный способ уменьшения реакции зеркала состоит в выносе облучателя из поля отраженных от зеркала лучей. Для этого облучатель устанавливают в фокусе зеркала (разворачивают) так, чтобы направление его максимального излучения составило некоторый угол с фокальной осью зеркала (рис. 9.11) [3, 5, 10, 11]. При этом облучается только часть зеркала, расположенная выше его оси, и отраженные от нее лучи проходят мимо облучателя. Необлучаемая часть зеркала удаляется (осенесимметричная антенна).

Двухзеркальные антенны

Рассмотренные зеркальные параболические антенны по сравнению с другими типами антенн обладают хорошими электрическими характеристиками, технологичны в изготовлении и имеют сравнительно простую конструкцию. Наряду с этими достоинствами они обладают недостатками, а именно: большая длина волноводного тракта от антенны до приемопередатчика и его размещение в поле излучения антенны; сложность обеспечения равномерного амплитудного распределения поля в раскрыве с сохранением высокого значения полного КИП; зачастую неприемлемые продольные размеры антенны и др. Поэтому наряду с однозеркальными ЗА были разработаны двухзеркальные антенны, у которых названные выше недостатки проявляются в меньшей степени либо отсутствуют.

Рассмотрим две типовые конструкции двухзеркальных антенн: Кассегрена (рис. 9.12, а) и Грегори (рис. 9.12, б) [5].



Рис. 9.12. Двухзеркальные антенны

В этих антеннах используются два зеркала: основное — большое (обычно параболическое) зеркало и вспомогательное — малое зеркало, выполненное либо в виде части гиперболоида вращения в антенне Кассегрена, либо в виде части эллипсоида вращения в антенне Грегори.

Пусть облучатель с фазовым центром в точке F₂ излучает в направлении малого зеркала сферическую волну. В силу геометрических свойств гиперболы (или эллипса) отражаемая малым зеркалом волна, снова оказываясь сферической, как бы исходит из одной точки — фокуса гиперболы (или эллипса) F₁, совмещенного с фокусом большого зеркала параболической формы. Эта волна и преобразуется большим зеркалом в плоскую в его раскрыве. Второй фокус малого зеркала F₂ совмещается с фазовым центром облучателя (обычно рупора).

В антенне Кассегрена угол раскрыва большого зеркала $2\psi_0$ может быть больше 180° . В антенне Грегори угол $2\psi_0$ может быть лишь меньше 180° (если $2\psi_0 > 180^\circ$, то отраженные от одной половины малого зеркала лучи на пути к большому встретят вторую половину малого зеркала, т.е. будут им затенены). Поэтому большие (основные) зеркала антенны Грегори могут быть только длиннофокусными.

Двухзеркальные антенны обладают рядом преимуществ по сравнению с однозеркальными. Вспомогательное зеркало облегчает формирование заданного амплитудного распределения в раскрыве основного зеркала и обеспечивает сравнительно высокий полный КИП антенны. Поскольку в двухзеркальной антенне облучатель можно расположить близко к основному зеркалу, упрощается и укорачивается тракт питания облучателя, облегчается крепление линии передачи и облучателя. Укорочение линии питания ведет к уменьшению тепловых потерь в ней и снижению шумовой температуры тракта питания, что важно при использовании ЗА в системах спутниковой и космической радиосвязи.

Оптимизация двухзеркальной антенны заключается в подборе профилей зеркал в соответствии с заданной формой ДН облучателя. Основными требованиями, предъявляемыми к форме ДН облучателя оптимизируемой антенны, являются ее осевая симметрия и минимальное «переливание» энергии за пределы сектора облучения малого зеркала. Двухзеркальные антенны оптимизированных конструкций обладают полным КИП, достигающим 0,7—0,8 [3, 5, 10].

Облучатели зеркальных антенн

В качестве облучателей зеркальных параболических антенн применяют слабонаправленные антенны, формирующие однонаправленное излучение. Фазовый центр облучателя совмещается с фокусом зеркала. Если облучатель не обладает однозначно выраженным фазовым центром, как, например, пирамидальный рупор, то оптимальное положение такого облучателя относительно фокуса зеркала находится экспериментальным путем. ДН облучателя должна обеспечивать требуемое амплитудное распределение в раскрыве зеркала при малом переливании энергии через его края, по возможности обладать осевой симметрией и минимальным уровнем боковых и задних лепестков.

Ширина полосы рабочих частот ЗА, в основном, зависит от облучателя и реакции зеркала, поэтому облучатель должен быть достаточно широкополосным как по направленным свойствам, так и по согласованию. Основная поляризация излучения ЗА определяется поляризацией ЭМВ, формируемых облучателем.

В диапазоне УВЧ и в низкочастотной области СВЧ диапазона обычно применяются вибраторные облучатели, питаемые с помощью коаксиальных линий передачи. Для получения однонаправленного излучения активный вибратор снабжают контррефлектором в виде одного или нескольких пассивных вибраторов, а также в виде металлической пластины, например диска диаметром около длины волны излучения. Фазовый центр облучателя находится между вибратором и контррефлектором.

На частотах от единиц ГГц и выше применяются гибридные волноводновибраторные и щелевые облучатели, питаемые с помощью волноводов. Вибраторные облучатели целесообразно использовать в случае довольно глубоких параболических зеркал (при $2\Psi_0 = 120$ —180°).

Для построения ЗА с круговой поляризацией часто используют спиральные или турникетные облучатели.

В СВЧ и КВЧ диапазонах широко применяют волноводные (круглые и прямоугольные) и рупорные облучатели, обеспечивающие большую мощность излучения и имеющие лучшие диапазонные свойства, чем вибраторные. Облучатели на основе круглых и квадратных волноводов, конических и пирамидальных рупоров с фазирующей секцией позволяют получать излучение с круговой поляризацией. Для управления поляризацией излучения используются те же облучатели без фазирующей секции, но с электрически управляемым поляризатором на входе; для одновременной работы с двумя ортогональными поляризациями на входе облучателя устанавливают поляризационный селектор (разделитель) с равным делением мощности [2, 3, 5, 10].

9.4. Линзовые антенны

Широкое применение в антенной технике СВЧ и КВЧ диапазонов получили линзовые антенны (ЛА), состоящие из замедляющей или ускоряющей линзы и облучателя, фазовый центр которого совмещен с фокусом линзы [2, 3, 5, 10].

Простейшая линза представляет собой радиопрозрачное тело, ограниченное двумя поверхностями: освещенной — криволинейного профиля и плоской — поверхностью излучающей апертуры. Линзы для антенн СВЧ и КВЧ должны быть хорошо согласованными с окружающим пространством и иметь малые тепловые потери. Облучатель обеспечивает нужное амплитудное распределение возбуждающего ЭМП в раскрыве линзы. Как и в ЗА, облучатель должен иметь точечный фазовый центр и обеспечивать требуемую поляризацию

излучения. В качестве облучателей используются такие же слабонаправленные излучатели, как и в ЗА.

В отличие от оптического диапазона линзы для радиочастотных диапазонов ЭМВ могут быть как замедляющими, так и ускоряющими. На практике чаще используются диэлектрические (замедляющие) и металлопластинчатые (ускоряющие) линзы. Размеры раскрыва линзовых антенн обычно велики по сравнению с длиной волны, поэтому они относятся к остронаправленным антеннам и предназначены для формирования узких ($\theta_{0,5} < 10^{\circ}$) ДН.

Принцип действия линзовых антенн заимствован из оптики и заключается в преобразовании расходящегося пучка лучей от точечного источника в параллельный пучок лучей или, соответственно, в преобразовании сферического фронта ЭМВ облучателя в плоский фронт ЭМВ в излучающем раскрыве линзы (рис. 9.13) [10]. Благодаря этому удается получить плоский синфазный раскрыв требуемого размера и сформировать узкую ДН.

Приближенная теория линзовых антенн строится на основании законов геометрической оптики. Это допустимо, если диаметр линзы, ее фокусное расстояние и радиус кривизны поверхности линзы много больше длины волны. Поскольку линзы обычно имеют большие электрические размеры, эти условия выполняются. В случае неоднородной линзы изменение амплитуды поля и параметров материала в пределах расстояния порядка длины волны в линзе должны быть невелики. Уравнение профиля линзы находится из условия постоянства электрической длины или оптического пути луча от точки фокуса до любой точки на поверхности равных фаз в излучающем раскрыве (апертуре).

При известном распределении возбуждающего поля в апертуре ДН осесимметричных ЛА рассчитываются апертурным методом, как и ДН круглых синфазных раскрывов. Как и в ЗА, для уменьшения доли энергии, проходящей мимо линзы, и, следовательно, снижения УБЛ ДН антенны, ДН облучателя должна обеспечивать спадающее к краям линзы амплитудное распределение. Характерный УБЛ ДН линзовых антенн составляет –(15—25) дБ [5, 10].

В качестве облучателя ЛА может использоваться укороченный пирамидальный или, чаще, конический рупор. Установив линзу в раскрыве такого рупора так, чтобы ее фокус был совмещен с фазовым центром рупора, можно сферическую волну, распространяющуюся в рупоре, преобразовать в плоскую и тем самым существенно уменьшить фазовые искажения в раскрыве. Такие антенны называются рупорно-линзовыми; их ДН рассчитываются по формулам для синфазных раскрывов с равномерным в одной плоскости и косинусоидальным в другой распределениями напряженности поля.



Рис. 9.13. Линзовые антенны: с ускоряющей металлопластинчатой линзой (а); с замедляющей диэлектрической линзой (в); иллюстрация принципа действия линз (б, г)

Поверхность линзы, обращенная к облучателю, называется освещенной; противоположная («теневая») поверхность линзы образует ее раскрыв. Прямая FA, проходящая через фокус и центр раскрыва, называется осью линзы (рис. 9.13). Точка O пересечения оси линзы с освещенной стороной называется вершиной линзы. Линия *BOC* пересечения освещенной стороны линзы продольной осевой плоскостью называется профилем линзы. Профиль может быть вогнутым и выпуклым, раскрыв линзы обычно плоский и имеет круглую или прямоугольную форму.

Принцип действия линзы основан на том, что материал линзы представляет собой среду, в которой фазовая скорость распространения ЭМВ либо больше скорости света в окружающей среде $(v_{\phi} > c)$, либо меньше нее $(v_{\phi} < c)$. В соответствии с этим различают ускоряющие $(v_{\phi} > c)$ и замедляющие $(v_{\phi} < c)$ линзы.

В ускоряющих линзах выравнивание фазового фронта происходит за счет того, что ЭМВ облучателя часть своего пути проходят в толще линзы с повышенной фазовой скоростью. Длины этих путей различны для разных лучей. Чем сильнее луч отклонен от оси линзы, тем больший путь он проходит с повышенной фазовой скоростью внутри линзы. Поэтому для трансформации сферического фазового фронта в плоский профиль ускоряющей линзы должен быть вогнутым.

В замедляющих линзах выравнивание фазового фронта происходит за счет замедления фазовой скорости ЭМВ и создания наибольшего набега фазы ЭМВ при прохождении через центральную часть линзы. Следовательно, профиль замедляющей линзы должен быть выпуклым.

Принцип действия линзы можно рассмотреть и с использованием закона преломления лучей на границе раздела диэлектрических сред.

Поперечные размеры раскрыва линз обычно много больше рабочей длины волны. Вследствие этого к линзе могут быть применены законы геометрической оптики. Учитывая, что для среды без потерь с относительной диэлектрической проницаемостью ε отношение скорости света c к фазовой скорости v_{d} есть коэффициент преломления среды [7]

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \frac{c}{\upsilon_{\phi}},\tag{9.28}$$

линзу можно рассматривать как тело из материала с коэффициентом преломления $n \neq 1$, причем, у замедляющей линзы n > 1, а у ускоряющей n < 1. На границе раздела воздух поверхность линзы входящие в нее лучи испытывают преломление. Угол преломления ψ согласно законам геометрической оптики будет связан с углом падения ψ_0 известным соотношением [6] $n \sin \psi = \sin \psi_0$. Профиль линзы должен быть выбран таким, чтобы все преломленные лучи, достигающие раскрыва линзы, оказались бы параллельными. Это равносильно условию равенства оптических длин путей всех лучей от точки фокуса до поверхности раскрыва.

Уравнения профилей линз

Условием синфазности поля в раскрыве линз является равенство длины оптического пути для всех лучей, исходящих из фокуса линзы, до ее раскрыва (рис. 9.14).



Рис. 9.14. К определению профиля замедляющей (а) и ускоряющей (б) линз

Рассмотрение условия равенства оптических длин лучей 1 и 2 применительно к замедляющей линзе приводит к выводу, что ее профиль $\rho(\phi)$ должен описываться уравнением гиперболы, которое в полярной системе координат имеет вид [5, 10]

$$\rho(\varphi) = f \frac{n-1}{n\cos\varphi - 1},\tag{9.29}$$

где φ — текущий угол; f — фокусное расстояние; n — показатель преломления.

Применительно к *ускоряющей линзе* ее профиль $\rho(\phi)$ должен описываться уравнением эллипса, которое в полярной системе координат имеет вид [5,10]

$$\rho = f \cdot \frac{1 - n}{1 - n \cos \varphi}.$$
(9.30)

Выбор материала для изготовления линз

Замедляющие линзы обычно изготавливают из неполярных полимерных диэлектриков с относительной диэлектрическо1 проницаемостью $\varepsilon=2-2,6$ (фторопласта (тефлона), полипропилена, полистирола и т.п.), обладающих малым тангенсом угла диэлектрических потерь $tg\delta$ — не более 0,001 [5, 10]. Это обеспечивает, во-первых, незначительное отражение ЭМВ облучателя от освещенной поверхности линзы, во-вторых, достижение приемлемого КПД (учитывающего тепловые потери) линзы, который определяется приближенным выражением [10]

$$\eta \approx e^{-k_0 n b_{\rm cp} t g \delta}, \tag{9.31}$$

где $k_0 = 2\pi / \lambda_0$, b_{cp} — средняя толщина линзы.

С учетом дополнительных потерь на отражение и переливание части излучения облучателя за края линзы полный КПД ЛА обычно составляет 0,7—0,9 [5].

Для уменьшения массы при больших размерах линзы иногда используют искусственные диэлектрики в виде вспененных полимерных материалов с низкой плотностью и показателем преломления n, близким к 1. Для получения искусственного диэлектрика с показателем преломления n = 1, 4 - 1, 6 во вспененный материал вводят металлические элементы в виде шариков, дисков, коротких полосок и т.п. [10, 45].

Для создания физического эквивалента ускоряющей среды с $V_{\phi} > c$ или $n = \frac{c}{V_{\phi}} < 1$

используют системы параллельных металлических пластин и эффект волноводного распространения ЭМВ с поляризацией, параллельной пластинам.

Так, если на пути ЭМВ параллельно ее вектору \overline{E} разместить набор металлических пластин, отстоящих друг от друга на расстоянии $a > \lambda_0 / 2$, то фазовая скорость распространения волны между пластинами, как и для металлического волновода, определяется известным выражением [6, 7]

$$V_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}},$$

и коэффициент преломления такой эквивалентной ускоряющей среды можно представить как [10, 45]

$$n = \frac{c}{V_{\phi}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2} . \tag{9.32}$$

С учетом допустимых пределов $\frac{\lambda_0}{2} < a < \infty$ коэффициент преломления принимает значения в интервале 0 < n < 1. Однако для исключения появления высших типов волн между пластинами следует выбирать $a < \lambda_0$, таким образом, $\Rightarrow 0 < n < 0.86$.

Ускоряющая металлопластинчатая линза (рис. 9.15) может быть и полностью плоской, если, например, при фиксированном расстоянии между пластинами a изменять по соответствующему закону ширину пластин b, изменяя тем фазовые набеги волн, прошедших разные участки линзы, и добиваясь эффекта выравнивания фазового фронта в излучающем раскрыве линзы. Различные практические варианты ускоряющих линз, включая линзы для плоскостных рупорных антенн, детально рассмотрены в [10].



нирования линзы и появления вредных зон (б)

Выбор фокусного расстояния и коэффициента преломления ускоряющих линз

Существенно, что в соответствии с (9.32) показатель преломления ускоряющей линзы зависит от длины волны (частоты) и должен находиться в указанных выше пределах. Как правило, его значение выбирается из соображений компромисса между толщиной линзы, ее частотными свойствами и отражением от поверхностей. Так, если *n* будет намного меньше 1, то возникнут заметные отражения от обеих поверхностей линз из-за большого различия электрических характеристических сопротивлений окружающей среды и линзы. На практике выбирают n = 0,5 - 0,7, что обеспечивается при расстоянии между пластинами $a = (0,58 - 0,7)\lambda_0$ [10]. Таким образом, ускоряющие линзы принципиально имеют ограниченную полосу рабочих частот.

Для уменьшения толщины и массы линз, в особенности замедляющих, часто используют зонирование — удаление из тела линзы слоев толщиной *t*, обеспечивающих набег фазы проходящей ЭМВ, кратный целому числу 2*π* рад. При этом, однако, снижается КИП изза появления «вредных» необлучаемых участков 1 линзы (рис. 9.15, б), возрастает УБЛ ДН; в случае замедляющей линзы принципиально сужается ширина полосы рабочих частот и тем сильнее, чем больше зон содержит линза [5, 10, 45].

Диаграммы направленности, коэффициенты направленного действия и усиления линзовых антенн

Расчет ДН линзовых антенн представляет собой столь же сложную задачу, что и в случае зеркальных антенн, и выполняется аналогичными приближенными методами. Для расчета КНД и КУ ЛА используются общие выражения, приведенные выше для апертурных антенн. Полный КИП ЛА, даже в случае идеальной трансформации сферического или цилиндрического фазового фронта ЭМВ облучателя в плоский, оказывается меньше 1 вследствие неизбежных амплитудных искажений поля в раскрыве линзы. Так, например, в случае диэлектрической замедляющей линзы поле облучателя концентрируется в центральной части линзы и в раскрыве амплитудное распределение оказывается резко спадающим к его краям. С одной стороны, это приводит к снижению УБЛ, с другой стороны, снижается полный КИП. Тем не менее, при оптимально подобранном облучателе полный КИП ЛА оказывается в пределах 0,8—0,85 [5].

Управление ДН линзовых антенн

Отклонение ДН описанных выше линзовых антенн на заданный угол или ее сканирование достигается теми же способами, что и в зеркальных антеннах.

Отдельную группу в классе линзовых антенн образуют антенны с управляемыми линзами, обеспечивающие немеханическое (электронное) одно- или двухкоординатное сканирование ДН. По принципу действия они напоминают ФАР, поскольку линзы выполняются так, чтобы обеспечивать электрическое управление показателем преломления материала линзы и, соответственно, фазовым распределением поля в излучающем раскрыве. Для построения управляемых линз СВЧ и КВЧ диапазонов используют ферриты, сегнетоэлектрики, искусственные жидкие диэлектрики, жидкие кристаллы [46]. Искусственная среда с электрически управляемым показателем преломления часто реализуется, например, в виде слоистой системы проводников или вибраторных элементов, нагруженных электрически управляемыми реактивными элементами (варикапами и т.п.). Для построения сканирующих антенн СВЧ и КВЧ широко применяются линзы Ротмана, подробно описанные, например в [9, 13, 48].

Линзы на основе неоднородных сред

В 1944 г. Люнеберг предложил линзу, которая представляет собой сферу из *неоднородного* радиопрозрачного диэлектрического материала, коэффициент преломления которого изменялся бы по закону [5, 10] $n(r) = \sqrt{2 - (r/R)^2}$, где R — радиус сферы; r — текущее расстояние от центра сферы O до точки наблюдения в пределах объема сферы. Соответственно, при движении от центра линзы к ее внешней поверхности показатель преломления уменьшается от $\sqrt{2}$ до 1. Такая линза обладает уникальными свойствами: при ее облучении из любой точки 1 на внешней поверхности сферической ЭМВ последняя трансформируется в плоскую волну 2 (рис. 9.16) [5]; причем линза согласована с внешним пространством.



Рис. 9.16. Антенна на основе сферической линзы Люнеберга

В силу сферической симметрии линзы Люнеберга перемещение облучателя по поверхности линзы обеспечивает поворот неискаженной ДН антенны на любой угол. Естественно, что и в такой ЛА можно использовать решетку облучателей для дискретного сканирования ДН или формирования многолучевой ДН. Кроме сферических на практике часто применяются цилиндрические линзы Люнеберга, формирующие несимметричные ДН.

10. ШИРОКОПОЛОСНЫЕ АНТЕННЫ

Для построения многих современных систем радиосвязи, радиолокации и радиомониторинга ОВЧ—СВЧ диапазонов необходимы антенны, обладающие широкой полосой рабочих частот с коэффициентом перекрытия до 5—10 и более. Типичными представителями класса широкополосных антенн являются вибраторные логопериодические антенны (ЛПА), спиральные антенны, ТЕМ-рупоры, полосковые антенны Вивальди [2—5, 10].

10.1. Логопериодические вибраторные антенны

Логопериодические антенны относятся к классу сверхширокополосных антенн, обладающих практически постоянными формой ДН и входным сопротивлением при изменении частоты. Принцип действия ЛПА основан на принципе электродинамического подобия, согласно которому при изменении длины волны и размеров антенны в определенное одинаковое число раз характеристики антенны остаются неизменными. Существует множество модификаций ЛПА. Рассмотрим вариант вибраторной ЛПА, приведенной на рис. 10.1 [10].



Рис. 10.1. Вибраторная ЛПА

Антенна выполняется в виде решетки из симметричных электрических вибраторов, подключенных к двухпроводной линии передачи. Возбуждение осуществляется без симметрирующего устройства с помощью коаксиальной линии, проложенной внутри одного из цилиндрических проводников двухпроводной линии. Длины вибраторов независимо от номера n (n=1; 2; ...) удовлетворяют соотношению

$$l_n / l_{n+1} = \tau,$$
 (10.1)

где τ — пространственный период структуры. Линии, соединяющие концы вибраторов, образуют угол α.

По принципу действия подобная ЛПА напоминает директорную антенну. На частоте f_0 резонирует, т.е. возбуждается наиболее интенсивно вибратор, длина плеча которого близка к $\lambda_0/4$, поскольку входное сопротивление этого вибратора можно считать активным. Другие вибраторы возбуждаются менее интенсивно, так как входное сопротивление их велико из-за большой реактивной компоненты. Активная область антенны, формирующая ЭМП излучения, включает обычно 3—5 вибраторов, в том числе резонирующий и соседние слева и справа. Фазовые соотношения токов в вибраторах активной области определяются длиной вибраторов, взаимным влиянием и переменно-фазным (поочередным) подключением их к разным проводникам питающей линии. При этом оказывается, что токи в более коротких вибраторах отстают, а в более длинных — опережают по фазе ток в резонансном вибраторе. Поэтому более короткие вибраторы работают как директоры, а более длинные —

как рефлекторы. Максимальное излучение направлено в сторону вершины антенны (от самого длинного до самого короткого вибратора).

Если частота входных колебаний уменьшится и станет равной τf_0 , то начнет резонировать следующий, более длинный вибратор; при этом активная область переместится в сторону более длинных вибраторов. Напротив, при увеличении частоты активная область сместится к вершине антенны. На всех частотах

$$f_n = \tau^{n-1} f_1,$$
 (10.2)

где п — номер вибратора; f_n — резонансная частота n-го вибратора, свойства антенны остаются неизменными. В интервалах между резонансными частотами свойства антенны меняются, но незначительно. Логарифмирование (10.2) приводит к выражению $\ln f_n = (n-1)\ln \tau + \ln f_1$. В логарифмическом масштабе резонансные частоты повторяются через интервалы, равные $\ln \tau$, что и определило название антенны.

Таким образом, ширина рабочей полосы частот ЛПА снизу ограничивается допустимыми размерами самых длинных вибраторов ($\lambda_{max} \approx 4 l_{max}$), а сверху — возможной точностью выполнения вибраторов вблизи точек питания ($\lambda_{min} \approx 4 l_{min}$). ЛПА может сохранять практически неизменную форму ДН в почти десятикратном диапазоне частот ($f_{max}/f_{min} \leq 10$); при этом КСВ в питающей линии передачи находится в пределах 1,4 — 1,8. Заметим, что вследствие перемещения активной области по длине антенны с изменением частоты меняется также положение фазового центра антенны. Это несущественно, например, при приеме телевизионных сигналов, но принципиально при использовании ЛПА в качестве облучателя зеркальных антенн, а также в системах с широкополосными сигналами.

В связи с тем что активная (интенсивно излучающая) область образуется малым числом вибраторов, ДН ЛПА оказывается довольно широкой, причем в Е-плоскости, в которой расположены вибраторы, ширина ДН меньше, чем в Н-плоскости. Увеличение τ при неизменном α сужает ДН, так как увеличивается число вибраторов, входящих в активную область. Уменьшение угла α при неизменном 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 $\alpha_{min} \approx 10^\circ$. Типичные значения КНД (КУ) ЛПА составляют 6—7 дБ.

На практике применяются различные варианты ЛПА, как в плане конструкции, так и технологии изготовления [2, 3, 5, 10].

10.2. Спиральные антенны

Спиральные антенны выполняются в виде электрического проводника, свернутого в спираль и образующего направляющую структуру бегущей волны [2—5, 10].

Рассмотрим сначала цилиндрическую спиральную антенну, изображенную на рис. 10.2 [10]. Антенна состоит из спирального проводника, соединенного с внутренним проводником возбуждающего коаксиального кабеля (волновода). Экранирующая оплетка кабеля присоединяется к металлическому диску (экрану), который препятствует протеканию тока по внешней поверхности коаксиального кабеля и одновременно играет роль рефлектора, уменьшая излучение антенны в заднее полупространство. Основные геометрические параметры антенны: длина спирали l, длина витка L, диаметр витка d, шаг намотки S, угол намотки а, число витков n. В зависимости от соотношения размеров антенна может работать в различных режимах с разными ДН и поляризациями.

При диаметре спирали d<\\lambda_0/6 (рис. 10.2) антенна работает как совокупность элементарных рамок и элементарных электрических вибраторов, расположенных вдоль оси спирали. Такая антенна имеет малое сопротивление излучения и низкий КПД и по этой причине практически не используется. Характерная форма ДН показана на рис. 10.3, а. При диаметре спирали d>0,45 λ_0 ДН антенны расщепляется относительно оси спирали. ДН имеет форму конической воронки (рис.10.3, в) [10].



Рис. 10.2. Цилиндрическая спиральная антенна

Наибольший практический интерес представляют собой антенны с диаметром спирали d \approx (0,25—0,45) λ_0 , создающие максимальное излучение вдоль оси по направлению движения волны тока (рис.10.3, б). В антенне с длиной витка L $\approx\lambda_0$ и при числе витков больше трех устанавливается режим бегущей волны.



Рис. 10.3. ДН спиральной антенны

Теоретические исследования показывают, что в бесконечной спирали при длине витка L $\approx\lambda_{cn}$ устанавливается режим бегущей волны тока с фазовой скоростью v \approx 0,8c (c/v \approx 1,25), где с — скорость света, и длиной волны $\lambda_{cn}\approx\lambda_0$ v/c, где λ_0 — длина волны в свободном пространстве. При уменьшении длины волны, фазовая скорость повышается, приближаясь к скорости света; при увеличении длины волны — уменьшается. В спирали конечной длины имеет место отражение от конца, но оно обычно невелико (модуль коэффициента отражения напряжения не превышает 0,2). Кроме того, в начале и в конце антенны возникают высшие типы волн. Обычно в первом приближении отражением и высшими типами волн пренебрегают и считают, что амплитуда тока постоянна по длине антенны.

Направленные свойства антенны практически сохраняются в сравнительно широком интервале длин волн, от $(0,7-0,8)\lambda_0$ до $1,2\lambda_0$. При этом обеспечивается почти чистая круговая поляризация излучения, направление вращения плоскости поляризации совпадает с направлением намотки спирали.

Ширина главного лепестка ДН по половинной мощности рассчитывается по формуле [10]:

$$2\varphi_{0,5} = 52^{\circ} / \left[(L/\lambda) \cdot \sqrt{n \cdot S/\lambda} \right], \tag{10.3}$$

КНД антенны

$$\mathbf{D} = 15(\mathbf{L}/\lambda)^2 \,\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}/\lambda. \tag{10.4}$$

Входное сопротивление антенны получается чисто активным:

 $R_{BX} \approx 140 L/\lambda.$

(10.5)

Для достижения максимальной широкополосности антенны угол намотки α выбирается равным (12—15)°, S=(0,15—0,3)λ₀. Радиус экрана (сплошного или решетчатого) обычно выбирается в пределах (0,5—0,8)l, где 1 — длина спирали.

Ширина ДН цилиндрической спиральной антенны по половинной мощности обычно не меньше (20—25)°. Реальное число витков 4—11, поскольку при большем числе витков последние практически не возбуждаются и в излучении не участвуют. Для улучшения направленных свойств спиральные антенны объединяются в антенные решетки поперечного излучения.

Конические спиральные антенны обладают лучшими диапазонными свойствами, чем цилиндрические спиральные антенны. Осевое излучение таких антенн формируется не всей антенной, а лишь активной областью, т.е. витками, длина которых близка к рабочей длине волны. Минимальную длину витка выбирают равной 0,75 λ_{min} , максимальную — 1,3 λ_{max} . С изменением частоты активная область перемещается вдоль оси антенны.

Широкое применение находят плоские (печатные или полосковые) спиральные антенны, в том числе антенны в виде архимедовой спирали (рис. 10.4) [2, 10, 11].



Рис. 10.4. Плоская спиральная антенна

Двухзаходная спиральная антенна может выполняться печатным способом и возбуждается либо двухпроводной линией, либо коаксиальным кабелем. Антенна формирует поле излучения с круговой поляризацией в направлении оси антенны, которая сохраняется в широкой полосе частот. Нижняя частота определяется внешним диаметром спирали, а верхняя — точностью выполнения антенны вблизи точек питания.

Диаграмма направленности состоит из двух широких лепестков, ориентированных нормально к плоскости спирали. Можно также получить одностороннее излучение спирали, если позади нее поместить экран (обычно на расстоянии $\lambda_0/4$, где λ_0 — длина волны на средней частоте диапазона), однако наличие экрана сужает рабочую полосу частот.

Описанные типы спиральных антенн кроме самостоятельного применения используются, как уже отмечалось, в качестве облучателей зеркальных антенн, элементов различных антенных решеток, в том числе фазированных антенных решеток.

11. АНТЕННЫ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ОБРАБОТКОЙ РАДИОСИГНАЛОВ

Задачи, решаемые современными РТС различного назначения в условиях сложной электромагнитной обстановки, требуют применения самых разнообразных антенн и антенных систем, не просто обладающих высокой эффективностью и заданной направленностью, но обеспечивающих выполнение широкого спектра функций, не свойственных первым антеннам, появившимся в начале прошлого столетия. В числе этих функций можно назвать быстродействующее немеханическое сканирование ДН, определение направления прихода радиосигналов, адаптивное пространственное подавление помех, получение радиоизображений различных объектов, когерентное пространственное сложение мощностей многих источников излучения в заданных направлениях, пассивную и активную ретрансляцию радиосигналов, нелинейную обработку радиосигналов, передачу и прием широко- и сверхширокополосных радиосигналов и множество других. Реализация названных функций стала возможной, в первую очередь, благодаря созданию и развитию теории и техники антенных решеток.

Исключительное многообразие современных и новых разрабатываемых антенн, которые фактически являются уже не отдельными устройствами, а системами, потребовало нового подхода к рассмотрению развития антенн как совершенствования радиосистем и, соответственно, предложения новой классификации антенн по критерию обработки радиосигналов в антенне и тракте ее питания [4, 14]. Детальное описание классов антенн с пространственно-временной обработкой сигналов приведено в [4, 14].

В рамках новой классификации отдельное место отведено антенным решеткам с немеханическим сканированием ДН, обеспечивающим электрическое управление пространственной ориентацией направления максимального излучения (приема) АР путем изменения сдвига фаз токов в соседних излучателях (фазовое сканирование), длины волны (частоты) излучаемых колебаний (частотное сканирование), амплитуд колебаний на входах многолучевой антенной системы (амплитудное, или, точнее, коммутационное сканирование). По сравнению с системами с механическим или электромеханическим сканированием ДН АР с электрическим сканированием обладают рядом несомненных преимуществ. Особенно ярко проявляется реализуемая с помощью таких АР возможность высокоскоростного поиска, обнаружения, захвата и сопровождения многих целей — объектов радиолокационного наблюдения при одновременном обзоре широкого углового сектора в пространстве. Не случайно в состав перспективных технических комплексов охраны и обеспечения безопасности объектов и территорий внедряются специализированные РЛС со сканирующими АР, существенно повышающие эффективность и надежность работы этих комплексов. Основными недостатками AP с электрическим сканированием являются их сложность, высокая стоимость и высокие эксплуатационные издержки. Впрочем, отмеченные недостатки не ограничивают все более широкое внедрение АР с электрическим сканированием.

11.1. Фазированные антенные решетки

Фазированными антенными решетками (ФАР) называются антенные решетки, реализующие фазовый способ электрического сканирования ДН [2, 3—5, 14, 9, 13, 47, 48]. Основы теории ФАР на примерах линейной и плоской АР с линейным законом изменения фазового распределения токов в элементах изложены в разделе 3.

Управление фазами токов, возбуждающих излучатели ФАР, позволяет обеспечить одно- и двухкоординатное сканирование ДН в широких угловых секторах.

В качестве элементов ФАР применяют слабонаправленные и направленные излучатели с различными частотными свойствами и поляризацией излучения. Это могут быть вибраторные, волноводные, полосковые и щелевые излучатели, спиральные, логопериодические, диэлектрические стержневые, рупорные антенны и другие. Часто элементы ФАР, включая схемы питания, выполняют по полосковой технологии. Ширина ДН излучателя в решетке должна быть не менее сектора сканирования ДН всей ФАР.

В зависимости от расположения излучателей в пространстве, их размещения в решетке, шага решетки, способа возбуждения и сканирования, а также типа излучателей различают линейные, криволинейные, плоские, кольцевые, конические, цилиндрические, сферические и конформные ФАР (рис. 11.1) [14]:



Рис. 11.1. Типы ФАР

Кольцевые, цилиндрические и конические ФАР предназначены для кругового сканирования в плоскости основания; такие ФАР обладают максимальным КУ в направлении нормали к излучающей поверхности. Сферические ФАР по сравнению с другими могут обеспечивать обзор полного пространства при минимальном изменении КУ при сканировании. Недостатком сферической ФАР является ее высокая стоимость, обусловленная большим числом излучающих элементов.

В зависимости от расположения излучателей в пространстве принято выделять выпуклые антенные решетки, к которым кроме конических, цилиндрических и сферических относятся также ФАР, размещаемые на выпуклой поверхности объекта, например летательного аппарата. Последние называют конформными. Конформные ФАР обеспечивают конформное сканирование (без изменения параметров ДН) в широком угловом секторе или в пределах полусферы. Это достигается перемещением излучающей области по поверхности ФАР путем коммутации питания излучателей; при этом форма, размеры и АФР в пределах излучающей области остаются неизменными, изменяется только направление максимального излучения.

К выпуклым условно можно отнести и многогранные ФАР, представляющие пространственную систему плоских подрешеток (модулей), располагаемых на гранях выпуклых многогранников. При числе подрешеток порядка сотни электрические параметры многогранных ФАР близки к параметрам выпуклых ФАР. Многогранные ФАР отличаются тем, что при перемещении излучающей области переключаются не отдельные элементы, а подрешетки.

Плоские ФАР имеют ограниченный сектор сканирования, не превышающий $\pm (40^\circ - 50^\circ)$, и являются узкополосными. Широкоугольное электрическое сканирование (включая круговое) при работе в широкой полосе частот обеспечивают выпуклые ФАР. Расширить сектор сканирования плоских решеток также можно, применяя гибридные ФАР. Гибридные ФАР представляют собой совокупность зеркала или линзы и облучателя в виде ФАР. Гибридные ФАР зеркального типа обычно строятся по однозеркальной и двухзеркальной схемам. Если ФАР располагается в фокальной плоскости зеркала, то ее фазовый центр при сканировании смещается из фокуса путем коммутации излучающих элементов. Другой вариант предполагает расположение ФАР вне фокальной плоскости и одновременную работу

всех ее элементов для создания необходимого АФР в апертуре зеркала; при этом повышается мощность излучения. Гибридные ФАР зеркального типа имеют небольшое число (порядка сотни) элементов, что уменьшает их стоимость. Однако они позволяют осуществлять сканирование в сравнительно небольшом угловом секторе (10—20) $\theta_{0.5}$.

Гибридная дуговая или вогнутая ФАР с линзой Люнеберга обеспечивает неискаженное (конформное) сканирование в значительно более широком (по сравнению с зеркальными системами) плоском или пространственном секторах.

Сканирование во всей полусфере может обеспечить плоская ΦAP с куполообразной линзой, состоящая из плоской ΦAP , сканирующей в секторе до $\pm 60^{\circ}$, и куполообразной линзы сферической формы с переменным коэффициентом преломления, находящейся в ближней зоне ΦAP . Для обеспечения фокусировки в плоской ΦAP должно быть сформировано нелинейное фазовое распределение [4, 48].

Фазированные антенные решетки отличаются от несканирующих АР включением в тракт питания элементов системы фазовращателей или коммутируемых линий задержек, осуществляющей управление фазовым распределением для электрического сканирования (рис. 11.2). Возможность использования линий задержек поясняется выражениями для множителя системы АР:

$$\dot{f}_{c}(\theta) = \sum_{n=0}^{N-1} A_{n} e^{jn(kd\sin\theta - \psi)}, \quad \dot{f}_{c}(\theta) = \sum_{n=0}^{N-1} A_{n} e^{jn(kd\sin\theta - \omega\tau)}, \quad (11.1)$$

из которых следует, что наличие в цепи питания излучателя линии задержки (ЛЗ) вызывает фазовый сдвиг тока, как и наличие ФВ. Несмотря на кажущуюся эквивалентность этих способов, характеристики реализующих их ФАР существенно различны.



a



и ком-

Рис. 11.2. ФАР с управляемыми фазовращателями (а) мутируемыми линиями задержки (б)

Схемы распределения мощности между элементами ФАР

В ФАР с ФВ даже при условии частотной независимости создаваемых ФВ фазовых сдвигов направление максимального излучения зависит от частотных свойств самой решетки излучателей и изменяется при изменении частоты. В ФАР с частотно-независимыми линиями задержки (в виде отрезков ЛП с Т-волнами) направление максимального излучения не зависит от частоты. Таким образом, принципиально более широкой полосой рабочих частот обладают ФАР с ЛЗ. В то же время в ФАР с ЛЗ длины реализующих их отрезков ЛП при широкоугольном сканировании приближаются к ширине раскрыва ФАР и оказываются недопустимо большими. На практике часто используют компромиссный вариант построения ФАР, используя подрешетки излучателей с управляемыми ФВ в цепи каждого излучателя со сбросом расчетных значений фазы, кратных целому числу 2π рад; в цепях же питания самих подрешеток используют ЛЗ [4, 14, 47, 48].

Распределители мощности в ФАР служат для подведения энергии колебаний передатчика к излучателям и создания требуемого амплитудного распределения токов (полей), возбуждающих излучатели. На практике используют два типа распределителей: в виде закрытого и открытого (оптического) тракта.



Рис. 11.3. Распределители мощности закрытого типа: последовательные схемы (а, б); параллельная схема (в)

Распределитель закрытого типа осуществляет последовательное (рис. 11.3, а) или параллельное деление мощности (рис. 11.3, б) [2—5, 14].

При последовательном делении мощности ФВ могут включаться как в общую ЛП (при этом в цепях питания элементов ФАР используются компенсирующие отрезки ЛП, обеспечивающие синфазное возбуждение элементов при нулевых фазовых сдвигах в ФВ), так и в ответвления от общей ЛП (вместо компенсирующих отрезков ЛП или последовательно с ними). Недостатком первого варианта является то, что все ФВ рассчитаны на разные уровни мощности, причем через первый проходит наибольшая мощность. Очевидно, что второй вариант предпочтительнее, поскольку, например, при равном делении мощности между излучателями ФАР через каждый ФВ проходит одинаковая мощность, составляющая I/N от входной мощности ФАР. Для обеспечения режима бегущей волны в основной питающей ЛП на ее конце устанавливается поглощающая (согласованная) нагрузка, в которой рассеивается 5—10 % мощности. Лучший результат получается при ответвлении мощности к излучателям с помощью направленных делителей, например направленных ответвителей. Это позволяет избежать попадания в общую линию ЭМВ, отраженных от входов излучателей и связанных с этим искажений ДН. Распределители последовательного типа обычно уступают по ширине полосы частот распределителям параллельного типа.

Параллельное деление мощности обеспечивается подключением излучателей к общему входу с помощью отрезков ЛП равной длины, обычно по схеме типа «елочки», называемой также двоично-этажной. Очевидно, что при этом обеспечивается начальное синфазное возбуждение излучателей; суммарные потери в ФВ определяются, как и во втором варианте последовательного распределителя, потерями в одном ФВ. В качестве делителей мощности используют тройники, направленные ответвители, балансные делители мощности, кольцевые делители и т.п. Для подавления ЭМВ, отраженных от входов излучателей, могут использоваться вентили или циркуляторы.

При большом числе излучателей, когда распределители закрытого типа оказываются слишком сложными и громоздкими, используют распределители открытого (оптического) типа (рис. 11.4) [2—5, 14].

В распределителе проходного типа, как в линзовой антенне, ЭМВ облучателя проходит через фазовый корректор (например, неуправляемую линзу или AP с ФВ с определенными фиксированными фазовыми сдвигами), обеспечивающий синфазность колебаний на входах ФВ, установленных в цепях питания основных излучателей (рис. 11.4,а).

В распределителе отражательного типа, как в зеркальной антенне, ЭМВ облучателя проходит через одни и те же элементы Φ AP, в цепях питания которых установлены управляемые Φ B, обеспечивающие управление фазовым распределением отраженных ЭМВ, и неуправляемые Φ B, обеспечивающие начальное синфазное распределение поля в раскрыве Φ AP. Соответственно, на необлучаемых выходах излучателей обеспечивается короткое замыкание (рис. 11.4, б).







Рис. 11.4. Распределители мощности открытого (оптического) типа: проходная схема (а), отражательная (б)

Распределителям открытого типа присущи те же недостатки, что и зеркальным и линзовым антеннам, — проблемы с оптимизацией ДН облучателя для уменьшения «переливания» ЭМП за края раскрыва ФАР, а также сложности, связанные с обеспечением начального нелинейного фазового распределения с помощью корректоров фазы.

Для сканирования в ограниченном угловом секторе (не более 10 значений ширины ДН) часто используют гибридные ФАР на основе зеркальной или линзовой антенны с облучателем в виде небольшой ФАР специальной формы, в процессе сканирования формирующей в пространстве ЭМП, аналогичное ЭМП смещаемого облучателя.

Каждая из приведенных схем построения ФАР имеет свои преимущества и недостатки, и выбор той или иной схемы определяется поставленными требованиями к радиотехнической системе, последующей обработкой СВЧ сигнала, а также элементной базой.

Элементная база ФАР включает: излучатели, фазовращатели, коммутаторы, сумматоры (делители) мощности и линии передачи СВЧ.

Одними из наиболее ответственных элементов ФАР являются фазовращатели. К числу их важнейших характеристик относятся: мощность потерь, мощность, потребляемая от системы управления, предельно допустимая рабочая полоса частот, быстродействие, зависимость фазового сдвига от управляющего воздействия, масса, габариты и стоимость. Вариант исполнения ФВ (волноводный, полосковый и др.) обычно связан с используемыми трактом СВЧ и и типом излучателей. В диапазоне СВЧ нашли широкое применение полупроводниковые (p-i-n-диодные) и ферритовые фазовращатели, которые принято разделять на проходные или отражательные, взаимные и невзаимные, дискретные или плавные, с памятью фазового сдвига и без запоминания [2—5, 14, 47, 48].

Дискретный фазовращатель изменяет фазу выходного сигнала дискретно (скачками) на величину [2—5, 14]

 $\Delta = 360^{\circ} / M .$

Число градаций (дискретов) фазы *М* для удобства управления ФВ с помощью управляющего цифрового процессора выбирают равным двум в целой степени:

$M = 2^{p}$,

где *p*=1, 2, 3 — разряд ФВ.

В современных ФВ для повышения стабильности значений фазовых сдвигов и положения ДН ФАР чаще всего применяют дискретные ФВ. Дискретный ФВ вносит максимальную величину фазовой ошибки $\Delta/2$. Обычно применяются ФВ с $\Delta=90^{\circ}$ — двухразрядные, $\Delta=45^{\circ}$ — трехразрядные, $\Delta=22,5^{\circ}$ — четырехразрядные и реже — с меньшими дискретами. Серийно выпускаются (как готовые изделия) полупроводниковые ФВ, а также ферритовые дискретные фазовращатели с использованием прямоугольной петли гистерезиса (ППГ). Они обладают элементом памяти, т. е. сохраняют внесенный фазовый сдвиг после снятия управляющего воздействия. Разработаны фазовращатели на различные уровни мощности, рабочие диапазоны и разрядности. Типовые параметры современных ФВ приведены в [2—5, 14].

Размещение в плоской ФАР с шагом $d=(0,5-0,7)\lambda_0$ излучателей с фазо-вращателями, делителями мощности, элементами крепления и управляющими цепями накладывает ограничения на их размеры, которые ужесточаются приуменьшении рабочей длины волны. При разработках антенн с электрическим сканированием ДН в КВЧ диапазоне (на миллиметро-

вых волнах) это привело к новым конструктивным решениям: электрически управляемым линзам, голографическим управляемым транспарантам и др. Одним из важнейших критериев выбора фазовращателя является его стоимость, в значительной степени определяющая стоимость всей ФАР.

Вторым важнейшим элементом ФАР СВЧ диапазона является излучатель. Выбор типа излучателя определяется рабочим диапазоном и полосой частот, предельной излучаемой мощностью, требуемой поляризацией, сектором сканирования ДН и конструктивным исполнением фазовращателя и тракта СВЧ. В рабочей полосе частот и секторе сканирования излучатель в составе ФАР должен иметь ДН без провалов и обеспечивать хорошее согласование. Оптимальная нормированная ДН излучателя по напряженности поля плоской АР, при которой излучатель оказывается согласованным при сканировании, а его КНД — максимальным, представляется как $F(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$, где θ — угол, отсчитываемый от нормали к раскрыву в выбранной плоскости [2—5, 14]. Это можно показать следующим образом. Предположим, что излучатели в секторе сканирования согласованы и их входные сопротивления не изменяются. Следовательно, мощность излучения P_{Σ} при отклонении ДН тоже не изменяется. Из теории АР и излучающих апертур известно, что при отклонении ДН от нормали к плоскости раскрыва КНД снижается по закону $D(\theta) = D_0 \cos \theta$ [2—5, 14]. Так как

$$D_0 = \frac{4\pi r^2 \Pi}{P_{\Sigma}}$$
 и $\Pi = \frac{E_m^2}{2W_0} = \frac{E_m^2}{240\pi}$

амплитуда напряженности электрического поля излучения антенны E_m есть сумма напряженностей полей всех элементов решетки, т. е.

$$E_{mi}(\theta) = E_m(0)\sqrt{\cos\theta} = E_m(0)F(\theta).$$
(11.2)

Это справедливо для эквидистантных ФАР с большой площадью раскрыва, в которых можно не учитывать краевые эффекты. Отличие ДН излучателя от идеальной приводит к рассогласованию питающего тракта и падению КНД.

ДН элемента в решетке зависит от параметров излучателя, шага, конфигурации и особенностей конструкции ФАР. Улучшение ДН элемента и, следовательно, согласования достигают применением дополнительных элементов: многослойных диэлектрических покрытий, направляющих элементов (директоров, рефлекторов) и т. д.

В последние десятилетия были проведены обширные теоретические и экспериментальные исследования по созданию эффективных излучателей ФАР различных диапазонов частот [3—5, 14, 47, 48]. На сегодняшний день имеются программы расчета характеристик излучателей и их оптимизации, которые позволяют по заданным требованиям к ФАР выбрать подходящие излучатели.

Характеристики ФАР

Расчет характеристик ФАР по сравнению с расчетом ранее рассмотренных антенн значительно усложняется, так как характеристики определяются не только в заданной полосе частот, но и в угловом секторе сканирования, а также с учетом возможных погрешностей в фазовом распределении и размещении излучателей. Прямые численные методы суммирования полей элементов ФАР малопригодны для выявлений основных закономерностей ее работы. Поэтому в теории ФАР развиты приближенные, но достаточно точные методы анализа, позволяющие установить влияние дискретности размещения элементов и управления ФВ, полосы частот и сектора сканирования на основные характеристики ФАР [3—5, 14, 47].

Сектор сканирования и число управляющих элементов ФАР

Пространственный сектор сканирования ФАР может быть задан предельным отклонением ДН по азимуту $\pm \varphi_c$ и углу места $\pm \theta_c$ или телесным углом обзора Ω_c в стерадианах. Зная требуемую рабочую длину волны λ и характеристики направленности (ширину ДН по напряженности поля $\theta_{0,7}$ и $\varphi_{0,7}$ или КНД D_0), можно оценить минимальное число излучателей ФАР *N*. Размер антенны *L* в заданной плоскости (*E*, *H*) связан с шириной ДН приближенным соотношением [4, 14, 47]

$$\theta_{0,7} \approx \frac{\lambda}{L}.$$
(11.3)

Ширина ДН элемента ФАР по нулевому уровню должна быть больше сектора сканирования по крайней мере, на значение ширины ДН, тогда размер элемента L_3 определяется выражением [4, 14, 47]

$$2\theta_c + \theta_{0,7} \approx \frac{\lambda}{L}.$$
 (11.4)

Соответственно, минимальное число излучателей [4, 14, 47]

$$N \approx \frac{L}{L_{2}} = \frac{2\theta_{c}}{\theta_{0,7}} + 1 \tag{11.5}$$

и при двухкоординатном сканировании [4, 14, 47]

$$N \approx \left(\frac{2\theta_c}{\theta_{0,7}} + 1\right) \left(\frac{2\varphi_c}{\varphi_{0,7}} + 1\right).$$

(11.6)

Известны и другие подходы к определению N, например по заданному КНД D_0 в телесном угле сканирования Ω_c :

$$N = \frac{\Omega_{\rm c}}{4\pi} D_0. \tag{11.7}$$

Практически число излучателей в ФАР превышает найденное по формулам (11.6) и (11.7) и связано с допустимым возрастанием УБЛ и изменением формы ДН в секторе сканирования. В плоской ФАР при сканировании изменяется ширина и УБЛ ДН, КНД, что ограничивает реализуемый на практике сектор сканирования значениями ±(45—60)°. Для получения больших секторов сканирования возможно применение системы плоских решеток или выпуклой ФАР.

Необходимое число управляющих фазовращателей в плоской ФАР будет найдено из условия дискретизации излучающего раскрыва.

Полоса пропускания ФАР

Рассмотрим частотные свойства, связанные с построением ФАР, в предположении, что элементная база (фазовращатель, излучатель, линия передачи и т. д.) не ограничивает полосу пропускания. В ФАР с параллельным питанием с помощью ЛП равной электрической длины начальное фазовое распределение не зависит от частоты и может быть равномерным. Широкополосные (диапазонные) фазовращатели создают фазовые сдвиги, также не зависимые от частоты. Для отклонения луча от нормали к плоскости раскрыва ФАР на угол $\theta_{2л}$ необходим фазовый сдвиг Ψ в соседних излучателях, отстоящих друг от друга на

величину шага решетки *d* в плоскости сканирования, определяемый по формуле (см. раздел 3)

$$\Psi = kd\sin\theta_{\rm r\pi} = \frac{2\pi d}{\lambda}\sin\theta_{\rm r\pi} \,. \tag{11.8}$$

Изменение длины волны λ на величину $\Delta\lambda$ приведет к отклонению ДН на угол $\Delta\theta_{cn}$, определяемый из условия (11.8), и тогда частотное отклонение ДН описывается выражением [4, 47]

$$\Delta \theta_{_{27}} \approx \frac{\Delta \lambda}{\lambda} t g \theta_{_{171}}, \qquad (11.9)$$

которое не зависит от размера антенны и возрастает с отклонением ДН θ_{23} . В результате этого изменяется направленность излучения ФАР — растет УБЛ ДН и снижается КНД. Задавшись допустимым изменением характеристик, можно найти рабочую полосу частот ФАР. Если принять, что частотное отклонение ДН не должно превышать половины ее ширины, то

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} tg\theta_{z_{n}} \approx \frac{1}{2} \frac{\lambda}{2L\cos\theta}.$$
(11.10)

Если задаться допустимым падением КНД на 1 дБ в секторе $\pm 60^{\circ}$, то расчеты позволяют установить простую связь между шириной рабочей полосы частот в процентах и шириной ДН ФАР в градусах [4, 47]:

$$\frac{\Delta f}{f} 100\% \approx \theta_{0,7}.$$
(11.11)

При определении ширины рабочей полосы частот необходимо также учитывать характеристики излучаемых или принимаемых ФАР радиосигналов (сверхкороткие импульсы, длинные импульсы с меняющейся частотой и т. д.). Узкая рабочая полоса и ее сужение с ростом направленности излучения являются существенными недостатками ФАР.

Известны два способа построения широкополосных ФАР. В первом случае фазовращатели в ФАР заменяют управляемыми линиями задержки в виде отрезков ЛП с волной типа Т, плавно (дискретно) изменяющими длину в пределах половины длины раскрыва антенны. В такой антенне разность хода лучей до точки наблюдения компенсируется длиной питающих ЛП. Такие ФАР реализуются в ВЧ диапазоне.

Второй способ основан на использовании выпуклых ФАР. Как следует из соотношений (3) и (4), расширение полосы рабочих частот достигается уменьшением θ_{23} . В этих ФАР широкоугольное сканирование обеспечивается коммутацией излучающей части антенны, а формирование ДН происходит в условиях, близких к излучению по нормали в плоских АР. В осесимметричных выпуклых ФАР удается не только ослабить или устранить частотное отклонение ДН в широкой полосе частот, но и уменьшить частотное изменение ширины ДН. Однако конструкция таких антенн значительно усложняется по сравнению с конструкцией плоских антенн, так как кроме ФВ необходима система коммутаторов, управляющая излучающими секторами ФАР и растет число управляемых элементов ФАР [4, 14, 47, 48].

Вычисление фазовых сдвигов для управления ДН ФАР

Для расчета требуемых фазовых сдвигов токов (полей), возбуждающих элементы плоской ФАР, используется известное выражение [2, 3—5, 14]

$$\Psi(x_n, y_n) = -k(x_n \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + y_n \sin \theta_0 \sin \varphi_0) , \qquad (11.12)$$

где x_n и y_n — координаты излучателя в решетке, θ_0 и φ_0 — требуемое направление максимального излучения ФАР, $k = 2\pi / \lambda$. Для ФАР с прямоугольной сеткой размещения элементов сначала вычисляются разности фаз колебаний в соседних элементах по осям x и y[3, 5]

$$\Delta \Psi_x = -kd_x \sin \theta_0 \cos \varphi_0, \ \Delta \Psi_y = -kd_y \sin \theta_0 \sin \varphi_0. \tag{11.13}$$

Требуемое значение фазы для каждого элемента при начальном синфазном распределении вычисляется по формуле [2—5]

$$\Psi_{mn} = m \varDelta \Psi_x + n \varDelta \Psi_y, \qquad (11.14)$$

где m — номер столбца и n — номер строки, на пересечении которых находится излучающий элемент AP; если значение Ψ_{mn} превышает 2π рад., то из него обычно вычитается целое число 2π (при этом фазовое распределение становится пилообразным). При таком способе расчета значений фаз строится удобная система управления ФАР по строкам и столбцам (рис. 11.5). К элементу с номером mn по двум независимым каналам управления подводятся два сигнала, содержащие закодированные значения $m \Delta \Psi_x$ и $n \Delta \Psi_y$. Сумматоры, располагаемые рядом с ФВ, производят сложение $m \Delta \Psi_x$ и $n \Delta \Psi_y$. При этом полное число управляющих шин для ФАР с числом элементов MN составит M+N. Система управления ФАР оказывается простой, надежной и быстродействующей [4, 5].



Рис. 11.5. Способ фазирования излучателей ФАР по строкам и столбцам

Управление фазовым распределением в ФАР возможно с помощью дискретных или непрерывных ФВ. В обоих случаях возможно появление фазовых ошибок в раскрыве ФАР и ухудшение КНД, УБЛ и точности ориентации ДН в заданном направлении. В непрерывных фазовращателях ошибки установки фазовых сдвигов вызываются различными дестабилизирующими факторами (старением, повышенной температурой, флуктуацией управляющих токов и т. д.), для борьбы с которыми требуются специальные меры. Это является основным недостатком непрерывных фазовращателей.

Указанные недостатки в значительной степени устраняются в случае дискретнокоммутационного сканирования. При этом фазирование осуществляется с помощью коммутаторов или дискретных фазовращателей, имеющих фиксированные значения фазы, устойчивые к различным дестабилизирующим факторам. Это обеспечивается выбором режимов работы, при которых используются устойчивые (крайние) участки характеристик ΦB (насыщения, гистерезиса в ферритах и т. д.). Управление ДН в этом случае сводится к простейшим операциям включения или выключения отдельных коммутаторов. Этот способ сканирования приводит к появлению коммутационных фазовых ошибок, равных половине дискрета изменения фазы в ΦB , т. е. $\Delta/2$. Коммутационные фазовые ошибки вызывают снижение КНД, увеличение УБЛ и дискретность углового перемещения ДН при сканировании. Аналогичное ухудшение направленности имеет место в ΦAP с непрерывными фазовращателями в результате дискретности фазирования при сопряжении с дискретной системой управления ДН (процессором).

Влияние коммутационных ошибок на характеристики ФАР зависит от начального фазового распределения в ФАР, положения точки начала отсчета фаз и числа излучателей. При дискретном управлении фазовым сдвигом ФВ с дискретом фазы ⊿ КНД ФАР уменьшается по закону [4, 14, 47]

$$D = D_0 \left(\sin\left(\frac{\Delta}{2}\right) / \left(\frac{\Delta}{2}\right) \right)^2, \qquad (11.15)$$

где D_0 — КНД эквивалентной ФАР без коммутационных фазовых ошибок. Дискретность изменения фазы приводит к скачкообразному перемещению ДН в

пространстве и определяет точность установки ДН.

Разрядность ФВ, т. е. дискретность фазирования Δ , может быть установлена из условия максимума коэффициента усиления ФАР $G = D\eta$, где η — КПД, включающий потери в ФВ.

Увеличение разрядности дискретного ФВ приводит к увеличению потерь и снижению η , но одновременно увеличивает КНД. В зависимости от рабочего диапазона частот, уровня технологии, требований к УБЛ, дискрету перемещения ДН и т. д. обычно используются ФВ с разрядностью от 2 до 5.

Дискретизация амплитудного распределения в раскрыве связана с размещением излучателей в апертуре ФАР. Дискретизация АФР обуславливает нарушение непрерывности распределения поля в раскрыве, которое может носить периодический характер и вызывать появление дополнительных боковых лепестков, аналогичных по структуре дифракционным лепесткам ДН. Исходным фактором дискретизации излучающего раскрыва является практически реализуемый шаг расположения элементов в решетке. Размеры поперечного сечения ФВ с элементами крепления и управляющими цепями в СВЧ диапазоне оказываются такого же порядка, как допустимый шаг, определяемый из режима однолучевого сканирования на СВЧ и более высоких частотах. Одним из путей увеличения шага решетки является использование треугольной сетки расположения излучателей.

Второй возможный путь увеличения шага решетки — применение неэквидистантного размещения излучателей. В остронаправленной антенне допустимый шаг может быть также увеличен путем объединения излучателей в подрешетки, управляемые одним фазовращателем. Размеры подрешеток выбираются в соответствии с заданным сектором сканирования и допустимым уровнем дифракционных максимумов высших порядков.

Изменение характеристик направленности в секторе сканирования

В рабочем диапазоне частот и секторе сканирования происходят изменения ширины ДН, КНД и УБЛ; в ФАРс круговой или управляемой поляризацией изменяется поляризационная характеристика. Наиболее важным для радиотехнической системы является коэффициент усиления (КУ) ФАР в секторе сканирования. КУ является интегральным параметром, учитывающим все изменения направленности и все тепловые потери в фазовращателях, излучателях и системе распределения мощности. На стадии проектирования ФАР произвести точный расчет ожидаемого КУ в секторе сканирования и диапазоне частот оказывается затруднительно. Приближенно оценить изменение КУ в секторе сканирования с учетом изменения КНД при дискретном фазировании (11.15) можно с помощью выражения [2—5]

$$G(\theta_{\rm rn}) = \frac{4\pi}{\lambda^2} S \nu \left(\frac{\sin\frac{\Delta}{2}}{\frac{\Delta}{2}}\right)^2 F^2(\theta_{\rm rn})\eta, \qquad (11.16)$$

где S — площадь изучающего раскрыва; v — апертурный коэффициент использования поверхности раскрыва, учитывающий амплитудное распределение; $F(\theta_{rn})$ — нормированная ДН излучателя в решетке по напряженности поля с учетом взаимодействия элементов; η — КПД ФАР, учитывающий все потери в излучателях, фазовращателях и системе возбуждения.

ДН излучателя в решетке $F(\theta)$ может существенно отличаться от идеальной ДН $F(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$ наличием провалов в для некоторых направлений и меньшим КНД для углов $\theta \le 45^\circ$. Эти обстоятельства приводят к значительному падению КУ при отклонении ДН [2—5, 14]. Провалы в ДН элемента при сканировании могут возникать, например вследствие рассогласования элемента с трактом питания из-за взаимного влияния соседних элементов. Это вызывает так называемое «ослепление» ФАР для определенных направлений и сопровождается резким возрастанием УБЛ ДН и снижением КНД и КУ ФАР [2—5, 14]. Ослепление ФАР недопустимо, поэтому для исключения этого явления проводится оптимизация парциальной ДН путем выбора типа излучателя, его размещения, уменьшения взаимной связи с другими элементами и т. д.

КПД ФАР существенно зависит от рабочего диапазона частот и характеристик элементной базы. В СВЧ диапазоне потери в фазовращателях могут составлять приблизительно 1—1,5 дБ; потери в системе возбуждения обычно оказываются такого же порядка. В результате КПД ФАР составляет 50—60 % [3—5, 14]. Потери в p-i-n-диодных ФВ в диапазонах СВЧ и КВЧ несколько выше и составляют единицы дБ. В последние годы в качестве альтернативы p-i-n-диодам все шире используются микроэлектромеханические переключатели (MEMS), несколько уступающие по быстродействию (1—10 мкс), но более экономичные и позволяющие снизить потери до 1—3 дБ на частотах до 30—40 ГГц. На сегодняшний день рабочие частоты ФВ на MEMS достигают 100—110 ГГц.

Наряду с традиционными ФАР в РТС различного назначения все шире применяются активные фазированные антенные решетки ($A\Phi AP$) [2—5, 14], отличающиеся наличием в тракте каждого излучателя (или небольшой группы излучателей) собственного фазируемого генератора, усилителя, преобразователя или умножителя частоты. Обычно A Φ AP состоит из интегрированных модулей. Достоинства передающих A Φ AP: отсутствие общего тракта питания, по которому передавались бы колебания высокого уровня мощности, соответственно, повышенная надежность; меньшие потери и, следовательно, более высокий КПД. Приемные A Φ AP имеют меньший уровень собственных шумов по сравнению с обычными Φ AP. В целом A Φ AP отличает повышенная живучесть в плане сохранения работоспособности при выходе из строя одного или нескольких модулей [2—5, 14, 48]. В последние годы широко применяются и цифровые Φ AP, принципы построения и функционирования которых подробно описаны в [49].

11.2. Многолучевые антенные решетки

Электрическое сканирование ДН может осуществляться с помощью многолучевых антенных решеток (МАР), представляющих собой антенны с несколькими независимыми входами, каждому из которых соответствует собственная (парциальная) ДН, часто условно называемая лучом [2—5, 14, 48]. При подаче колебаний на любой вход МАР в раскрыве решетки создается равноамплитудное распределение с линейным законом изменения фазы вдоль раскрыва. При этом величина фазового сдвига колебаний в соседних излучателях и направление максимального излучения зависит от номера входа МАР. Требуемое фазовое распределение создается с помощью специального многополюсного устройства, называемо-го диаграммообразующей системой (ДОС) или матрицей. ДОС чаще всего выполняется на основе таких многополюсников, как направлением ДН (луча) МАР производится простым переключением входов ДОС с помощью электронного коммутатора. Кроме сканирования ДН, МАР могут обеспечивать одновременное формирование нескольких лучей в пространстве. Это, в частности, позволяет применять МАР для одновременной работы с нескольки-ми передатчиками (приемниками).

В МАР часто применяются параллельная ДОС (схема Батлера), формирующая восемь независимых лучей (рис. 11.6, а) и последовательная ДОС (схема Бласса, рис. 11.6, б) [2—5, 14, 48]. ДОС Батлера строится на основе трехдецибельных направленных ответвителей 1 и ФВ 2 с фиксированным фазовым сдвигом. ДОС Бласса строится на основе взаимно пересекающихся линий передачи, связанных в местах пересечений направленными ответвителями; фазовые сдвиги между полями соседних излучателей создаются за счет взаимного наклона линий передачи. На концах линий для поддержания режимов бегущей волны устанавливаются согласованные нагрузки, так что в совокупности с большим числом направленных ответвителей это приводит к существенным потерям и снижению КПД МАР. Разумеется, оба варианта ДОС применимы и для построения двумерных МАР, хотя в этом случае резко возрастает число составных элементов [2—5, 14].



а

210



Рис. 11.6. Параллельная (а) и последовательная (б) ДОС

12. Методы экспериментальных исследований антенн. Автоматизированное проектирование антенно-фидерных устройств

12.1. Измерение диаграмм направленности антенн

Простейший метод измерения диаграмм направленности (ДН) антенн СВЧ базируется на использовании понятий амплитудных характеристик направленности антенн по напряженности электрического поля и по мощности Детальное описание методики измерения ДН приводится в [10].

В состав типовой установки для измерения ДН антенны СВЧ (рис. 13.1) входят: ГСВЧ — генератор колебаний СВЧ диапазона, П — приемник (измеритель мощности с индикатором И или анализатор спектра), А_{прд} и А_{прм} — антенны с опорно-поворотными устройствами (ОПУ). Измерения проводят обычно на открытых полигонах (ровных площадках без посторонних объектов), или в безэховых камерах.



Рис. 13.1. Функциональная схема установки для измерения ДН антенны

Согласно принципу взаимности, исследуемая антенна может использоваться как в режиме излучения, так и в режиме приема. Рассмотрим случай, когда исследуемая антенна работает в режиме приема. Обе антенны — передающая и исследуемая устанавливаются на стойках так, чтобы центры их раскрывов находились на одинаковой высоте от поверхности земли (пола), расстояние R между раскрывами антенн устанавливается не менее величины $2(d_{makc}+D_{makc})^2/\lambda$, для обеспечения требований дальней зоны, допустимых фазовых и амплитудных искажений поля в раскрыве исследуемой антенны. Передающую антенну целесообразно выбрать такой, чтобы ГЛ ее ДН был не слишком узким, т.е. чтобы раскрыв исследуе-

мой антенны облучался практически равномерно (для антенн СВЧ диапазона в качестве передающей антенны хорошо подходят волноводный излучатель или пирамидальный рупор с коэффициентом усиления до 10—15 дБ). Обе антенны должны быть согласованы с соответствующими трактами так, чтобы коэффициенты стоячей волны (КСВ) на рабочей частоте (в полосе частот) не превышали 1,5—2,0. К выходу исследуемой антенны подключаются приемник, например анализатор спектра, либо измеритель мощности.

Максимумы ДН антенн ориентируются друг на друга (плоскости поляризации антенн должны совпадать). Уровень выходной мощности ГСВЧ устанавливается таким, чтобы обеспечивалась надежная регистрация мощности принятых колебаний СВЧ.

Затем исследуемая антенна поворачивается в нужной плоскости с помощью поворотного механизма с требуемым угловым шагом в пределах заданного углового сектора; при этом снимается зависимость мощности принятых колебаний СВЧ от угла поворота. После проведения измерений рассчитывается нормированная ДН по мощности:

 $F_P(\theta) = P(\theta) / P_{Makc}(\theta),$

определяются значения ширины ГЛ и УБЛ.

12.2. Измерение коэффициента усиления антенны

На сегодняшний день известно несколько методов измерения коэффициента усиления (КУ) антенн СВЧ [10]. Типовая методика измерения КУ вытекает из содержания самого понятия «коэффициент усиления антенны» и основана на сравнении исследуемой антенны с эталонной антенной с известным КУ. Как и при измерении ДН антенны, согласно принципу взаимности, исследуемая антенна может использоваться как передающая, так и как приемная. Типовая методика измерения поясняется рис. 13.2, на котором обозначено: A_3 и $A_{прм}$ — эталонная антенна с известным КУ на требуемой частоте (или в полосе частот) и приемная антенна, A_x — исследуемая антенна, устанавливаемая для сравнения вместо эталонной, ГСВЧ — генератор колебаний СВЧ, А — регулируемый аттенюатор, ПРМ — приемник (например, измеритель мощности, анализатор спектра), И — индикатор уровня мощности принятого СВЧ колебания; G_3 и G_x — КУ эталонной и исследуемой антенн, P_3 и P_x мощности СВЧ колебаний на выходе приемной антенны. U₃ и U_x —постоянные напряжения, регистрируемые на выходе полупроводникового диодного детектора при его использовании в качестве измерителя мощности.



Рис. 13.2. Функциональная схема измерения коэффициента усиления антенны

Из возможных вариантов измерения КУ методом сравнения ниже рассматриваются: вариант измерения путем определения отношения мощностей и вариант с использованием регулируемого аттенюатора.

Измерение путем непосредственного определения отношения мощностей

Эталонная передающая антенна и приемная антенна устанавливаются на стойках так, чтобы центры их раскрывов находились на одинаковой высоте от поверхности земли (пола), расстояние R между раскрывами антенн устанавливается в соответствии с такими же требованиями, как и при измерении ДН. Регулируемый аттенюатор в данном варианте не требуется, поэтому его можно либо исключить из волноводного тракта, либо установить вносимое им ослабление на уровне K=0 дБ. Все используемые антенны должны быть согласованы с соответствующими трактами так, чтобы коэффициенты стоячей волны (КСВ) на рабочей частоте (в полосе частот) не превышали 1,5—2,0. К выходу приемной антенны подключается измеритель мощности.

Максимумы ДН антенн ориентируются друг на друга (плоскости поляризации антенн должны совпадать). Уровень выходной мощности ГСВЧ устанавливается таким, чтобы обеспечивалась надежная регистрация мощности принятых колебаний СВЧ от обеих передающих антенн. Регистрируется уровень мощности принятого колебания СВЧ P_3 . Затем вместо эталонной устанавливается исследуемая антенна (центр ее раскрыва должен быть расположен в той же плоскости, в той же точке, что и в случае эталонной антенны) и с использованием индикатора мощности принятого колебания ориентируется максимумом ДН на приемную антенну. Регистрируется уровень мощности принятого колебания СВЧ P_x . КУ исследуемой антенны рассчитывается по формуле

 $G_X = G_{\mathfrak{I}}(P_X/P_{\mathfrak{I}})$ и пересчитывается в дБ: $G_x \{\partial E\} = G_{\mathfrak{I}} \{\partial E\} + 10 lg(P_x/P_{\mathfrak{I}}).$

Измерение с использованием регулируемого аттенюатора

Антенны устанавливаются и согласуются так же, как и в предыдущем случае; в волноводный тракт на передающей стороне включается регулируемый аттенюатор. Начальное ослабление, вносимое аттенюатором, устанавливается на уровне K=0 дБ. Максимумы ДН антенн ориентируются друг на друга (плоскости поляризации антенн должны совпадать). Уровень выходной мощности ГСВЧ устанавливается таким, чтобы обеспечивалась надежная регистрация мощности принятых колебаний СВЧ от обеих передающих антенн. Регистрируется мощность принятого колебания СВЧ P_3 . Затем вместо эталонной устанавливается исследуемая антенна. Регулируемым аттенюатором вводится ослабление $K \{ дБ \}$ такое, чтобы мощность P_x на выходе приемной антенны снизилось до уровня $P_X=P_3$ (при этом плотности потоков мощности в раскрыве приемной антенны, создаваемые эталонной и исследуемой антенной, равны).

КУ {дБ} исследуемой антенны рассчитывается по формуле

 $G_x \{\partial E\} = G_{\Im} \{\partial E\} + K \{\partial E\}.$

12.3. Программные средства компьютерного моделирования и системы автоматизированного проектирования устройств СВЧ и антенн

Проектирование антенн для современных РТС во многих случаях представляет собой достаточно сложную инженерную задачу. Не всегда оказывается возможным выбрать

какую-либо типовую антенну и по уже разработанной для нее методике рассчитать параметры конструкции, гарантирующие заданные электрические характеристики. Более того, даже для типовой антенны обычно нужно решать вопросы определения АФР токов (возбуждающих полей) в антенне для формирования ДН с заданными параметрами, изменения конструкции антенны для реализации требуемого АФР, согласования с питающей линией передачи в рабочей полосе частот, учета влияния на характеристики антенны разброса электрофизических параметров материалов и размеров конструкции, элементов ее крепления, корпуса носителя и др. В ряде случаев отсутствие подходящих типовых вариантов антенн заставляет разработчиков находить новые технические решения. Построение оптимального варианта антенной системы по заданным техническим и экономическим требованиям может быть довольно продолжительным и трудоемким процессом, требующим выполнения значительного объема вычислений, изготовления опытных образцов антенн, их всесторонних экспериментальных исследований. На сегодняшний день разработаны инженерные методики расчета многих антенн, основанные на ряде упрощений и приближений. Обычно они применяются на этапе предварительного проектирования антенн. Полученные результаты служат основой для последующего использования систем автоматизированного проектирования (САПР) или специализированных программ компьютерного моделирования, созданных на основе численных математических методов электродинамики и позволяющих получать оптимальные технические решения, требующих минимальной коррекции с учетом результатов испытаний экспериментальных образцов антенно-фидерных устройств. Использование САПР и специализированных программ существенно сокращает финансовые затраты и сроки проектирования, особенно таких сложных и дорогостоящих антенных систем, как ФАР, АФАР, больших зеркальных антенн.

Процесс автоматизированного проектирования антенн и фидерных устройств можно разбить на следующие основные этапы: 1 — постановка задачи; 2 — структурный синтез конструкции; 3 — математическое моделирование и анализ электрических характеристик; 4 — параметрическая оптимизация конструкции; 5 — конструирование. Таким образом, проектирование заключается в последовательном приближении к оптимальному по заданным критериям варианту. Особенность автоматизированного проектирования антенн состоит в необходимости комплексного решения задач разработки структуры и конструкции, обеспечивающих требуемое АФР в излучающем раскрыве, а также вопросов технологии производства антенны.

На этапе постановки задачи решаются следующие вопросы:

- анализ технического задания (ТЗ) с позиций выполнения всех его требований;

- разработка предложений по реализации требований ТЗ с учетом современного состояния антенной техники;

- выбор основных критериев оценки качества проектируемой антенны.

Как правило, ТЗ на разработку антенны содержит требования к электрическим характеристикам в заданной полосе частот, требования к массогабаритным параметрам, надежности, устойчивости к механическим воздействиям, изменяющемуся состоянию окружающей среды и т.д.

На этапе структурного синтеза определяется оптимальная по выбранным критериям конструкция антенны. Ввиду сложности формализации этой задачи ее успешное решение в большой степени зависит не только от наличия информации об известных конструкциях, но и от практического опыта и интуиции разработчика.

На этапе математического моделирования определяются свойства антенны при выбранной конструкции путем построения ее математической модели и расчета необходимых электрических характеристик. Эффективность выбора или построения математической модели и реализующего ее алгоритма расчета в основном и определяет трудоемкость всего процесса проектирования и качество разработанной антенны. Обычно на этом этапе анализируется чувствительность характеристик антенны к изменению параметров ее конструкции, в том числе, с учетом технологических допусков, изменения условий эксплуатации и т.п.; оценивается адекватность модели. Это наиболее ответственный этап проектирования.

На этапе параметрической оптимизации физические представления о качестве работы антенны преобразуются в математическую формулировку экстремальной задачи определяется цель оптимизации и формализуется понятие оптимальности. На этом этапе используются критерии оптимальности — правила предпочтения сравниваемых вариантов. Основу критерия оптимальности составляет целевая функция, формируемая так, чтобы по ее значениям можно было определить степень достижения цели. Аргументами целевой функции служат варьируемые параметры математической модели. Затем выполняется минимизация (или максимизация) целевой функции в пределах множества значений варьируемых параметров. В зависимости от частотного диапазона и конструктивных особенностей антенны с учетом требований к точности реализации геометрических размеров элементов антенны может возникнуть необходимость оптимизации допусков. Она состоит, например, в определении номинальных значений параметров конструкции, максимально отличных от параметров, ограничивающих сохранение заданных электрических и других характеристик антенны. Это гарантирует выполнение требований ТЗ даже при завышенных погрешностях изготовления, что, в конечном счете, позволяет удешевить производство антенны.

На этапе конструирования по полученным в результате параметрической оптимизации электродинамическим и конструктивным параметрам уточняется окончательный вариант конструкции антенны.

В процессе проектирования может быть обнаружено, что исходная конструкция антенны не удовлетворяет каким-либо из требований ТЗ. В этом случае приходится вносить изменения в конструкцию, выбирать другую из числа известных, или же создавать новую и повторять весь процесс проектирования до получения нужного результата.

Первые САПР антенн и устройств СВЧ, созданные в 80-х годах прошлого столетия отличались сравнительной простотой математического обеспечения. Последующее развитие САПР антенно-фидерных устройств было связано с созданием графического интерфейса пользователя и переходом к электродинамическому анализу устройств. Здесь можно отметить САПР Microwave Office фирмы Applied Wave Research, в которой сочетаются электродинамический анализ устройства (EM Sight), представляемого в виде набора базовых элементов (Schematic). Система Microwave Office содержит также практически полный набор опций, используемых в САПР низкочастотных устройств для нелинейного анализа схемы, оптимизации, анализа чувствительности, статистического анализа. Здесь видна тенденция к созданию интегрированных САПР, поддерживающих весь цикл проектирования РЭА вплоть до изготовления схемы. В ряду таких систем необходимо отметить Advanced Design System (ADS), содержащую блок электродинамического анализа ADS Momentum. Системы Microwave Office и ADS не являются в полной мере системами трехмерного электродинамического моделирования, так как они ориентированы на анализ исключительно многослойных печатных схем. Максимальной универсальностью с точки зрения решения трехмерных задач электродинамики обладают такие системы, как High Frequency System Simulator (HFSS) [52—54], CST Microwave Studio (MWS) [55], FEKO [56]. Эти программные продукты могут быть использованы с такими широко распространенными операционными системами, как Windows XP Professional, Windows 7.

В современных САПР реализуются разнообразные численные математические методы технической электродинамики. Среди них можно отметить прямые методы решения граничных задач, такие, как FEM — метод конечных элементов (МКИ) и Finite Difference Time Domain (FDTD) — метод конечных разностей во временной области [52—55]. Эти методы отличаются универсальностью и позволяют анализировать практически любую структуру, но в случае сложных структур больших электрических размеров требуют больших затрат компьютерных ресурсов и времени (под электрическим размером понимается отношение геометрического размера к длине волны в свободном пространстве). Это обусловлено дискретизацией пространства, лежащей в основе FEM и FDTD. Количество эле-
ментов разбиения анализируемой структуры определяет размерность решаемой задачи; в случае FEM и FDTD оно оказывается максимально возможным из всех известных методов. FEM изначально был базовым методом HFSS, а FDTD — MWS. Альтернативным направлением в решении задач электродинамики являются непрямые методы. Среди них следует отметить метод моментов (MOM). Отличие его от FEM и FDTD состоит в том, что численное определение ЭМП основывается на аналитическом решении некоторой ключевой задачи, а именно задачи о возбуждении структуры элементарным источником тока с использованием функции Грина. МОМ оказывается эффективным, если функция Грина может быть записана аналитически в простой форме. В этом случае дискретизируется не пространство, а лишь поверхность, что сильно снижает размерность задачи. К сожалению, функция Грина может быть достаточно просто найдена лишь для ограниченного числа структур, в частности, плоскослоистых. По этой причине именно для таких структур были разработаны САПР на основе МОМ. МОМ используется в Microwave Office, ADS, FEKO.

Особое место среди задач, решаемых САПР АФУ, занимают задачи излучения и рассеяния электромагнитных волн. Их отличие от задач анализа полосковых или волноводных систем состоит в необходимости определения ЭМП в области больших электрических размеров. Дискретизация больших областей порождает задачи огромной размерности, поэтому использование таких методов, как FEM и FDTD здесь заведомо неэффективно. Зачастую оказывается неэффективным и существенно более экономичный МОМ. В этом случае строгие методы электродинамики дополняются так называемыми асимптотическими методами: физической оптики (ФО), геометрической теории дифракции (ГТД) и т.д. Гибридные подходы, использующие ФО и ГТД, реализованы в программе FEKO.

Появление систем электродинамического моделирования и автоматизированного проектирования существенно изменило требования к уровню подготовки пользователя САПР. Может показаться, что эти требования снизились, так как теперь пользователь — разработчик антенно-фидерных устройств не обязан знать детали решения электродинамической задачи. Однако современные САПР СВЧ являются сложнейшими системами, эффективность функционирования которых существенно зависит от множества настроек и параметров, устанавливаемых пользователем. Настройки зависят от требований к качеству решения задачи, которые также определяет пользователь. Поэтому пользователь все-таки должен иметь представление основах технической электродинамики и теории антенн. Можно вполне обоснованно утверждать, что отсутствие знаний такого характера почти наверняка приведет к ошибочному или, в лучшем случае, неоптимальному решению.

Одной из компьютерных программ, широко используемых для анализа и разработки устройств CBЧ и антенн является программа Ansys HFSS для анализа трехмерных CBЧ структур, включая антенны и невзаимные устройства с ферритовыми элементами. В числе функциональных возможностей текущей версии Ansys HFSS (14) можно отметить [54]:

- возможность использования периодических граничных условий при анализе антенных решеток;

- систему макросов, значительно расширяющую возможности программы;

- подпрограмму анализа собственных колебаний и собственных волн электродинамических структур (eigenmode solver);

- новые возможности визуализации результатов анализа, в частности, анимации картин поля, построение трехмерных диаграмм направленности и т.д.;

- адаптивный алгоритм решения электродинамических задач, обеспечивающий высокую эффективность моделирования сложных структур;

- возможность анализа многополюсников с многомодовыми портами;

- обширные базы данных по СВЧ материалам и СВЧ компонентам;

- возможность параметрического анализа и оптимизации параметров структуры.

Электродинамическое моделирование в HFSS основано на использовании метода конечных элементов (Finite Element Method, FEM). Решение граничной задачи ищется в частотной области. Использование метода конечных элементов обеспечивает высокую степень универсальности численных алгоритмов, которые оказываются весьма эффективными для широкого круга задач от анализа волноводных и полосковых структур до моделирования антенн и сложных невзаимных устройств, содержащих гиротропные среды.

Процесс проектирования с помощью HFSS включает в себя ряд стандартных шагов:

1. Создание модели анализируемой структуры, в том числе построение трехмерной графической модели структуры (чертежа) и задание параметров материалов, из которых состоит структура.

2. Определение электродинамических параметров структуры, включающее задание граничных условий на поверхностях, формирующих анализируемый объект; определение и калибровку портов; задание параметров решения.

3. Электродинамический анализ исследуемого объекта, в том числе расчет электрических характеристик объекта в полосе частот; параметрический анализ и оптимизация объекта.

4. Визуализация результатов электродинамического анализа, включающая построение графиков в декартовых, полярных координатах или сферических координатах, диаграмм Смита, диаграмм направленности и т.д.; анимацию распределений электромагнитного поля и электрического тока; сохранение результатов анализа в файлах данных.

HFSS включает в себя ряд подпрограмм, реализующих различные функции. В их число входит подпрограмма решения граничных задач электродинамики, которую называют решающим устройством. Эта подпрограмма с доказанной надежностью обеспечивает получение достоверных и точных результатов.

Постпроцессор HFSS — это специальная программа, обеспечивающая анимацию и визуализацию компонент электромагнитного поля, а также обработку статических и анимационных чертежей на любой поверхности.

Визуализация поля и трехмерной диаграммы направленности, использующая мягкие цветовые переходы, позволяет изучить ближние поля и поля излучения с высокой точностью. Пользователи могут вращать структуру в реальном масштабе времени с мгновенными модификациями графиков. Постпроцессор также выполняет обработку расчетных данных и связанных с ними характеристик.

Калькулятор поля — это подпрограмма, предназначенная для обработки результатов решения граничной задачи в виде распределений векторов электрического и магнитного полей. Калькулятор может вычислить производные от векторов поля и их компонент, преобразовать и записать полученные данные в файл и многое другое. Калькулятор не выполняет расчеты, пока они не нужны для дальнейшего использования или вывода в виде графиков. Это существенно экономит вычислительные ресурсы и время.

HFSS имеет мощный макрокомандный язык с возможностью автоматической записи и модификации. Эти возможности реализованы в программе Optimetrics, которая выполняет параметрический анализ и оптимизацию структуры, изменяя форму и размеры входящих в нее элементов.

В качестве целевой функции при оптимизации могут использоваться как отдельные S-параметры, так и другие характеристики, включая диаграмму направленности и параметры антенны.

HFSS позволяет учесть влияние корпуса объекта-носителя на характеристики антенны. Используя оптимизацию с помощью утилиты Optimetrics, разработчик может минимизировать это влияние и оптимизировать структуру по критерию максимума коэффициента усиления и минимума кросс-поляризационного излучения.

HFSS непрерывно совершенствуется. В одной из его последних версий — ANSYS HFSS 14.0 предложены новые способы решения таких задач, как определение эффективной площади рассеяния различных крупногабаритных объектов (морских судов, самолетов и др), анализ больших рефлекторных антенн, антенных платформ, спутниковых систем. Из-за значительных электрических объемов объектов решить такие задачи методами конечных

элементов (FEM) или интегральных уравнений (IE), используемых в предыдущих версиях HFSS, не представляется возможным. Поэтому версия HFSS 14.0 дополнена новой решающей подпрограммой PO (Physical Optics — физическая оптика).

Отличительной особенностью HFSS 14.0 от предыдущих версий является введение граничных условий типа IERegion. Объединение метода интегральных уравнений и метода конечных элементов позволило с достаточной точностью напрямую решать внутреннюю и внешнюю задачи электродинамики и моделировать экстремально крупные объекты с использованием небольших вычислительных ресурсов и времени.

Не меньшей популярностью у разработчиков антенно-фидерных устройств пользуется система моделирования СВЧ трехмерных структур CST MICROWAVE STUDIO [55].

CST MICROWAVE STUDIO (CST MWS) представляет собой программу, предназначенную для быстрого и точного численного моделирования высокочастотных устройств (антенн, фильтров, ответвителей мощности, планарных и многослойных структур), а также анализа проблем целостности сигналов и электромагнитной совместимости во временной и частотных областях с использованием прямоугольной или тетраэдральной сеток разбиения.

Главным преимуществом вычислительных технологий компании CST является использование аппроксимации для идеальных граничных условий (Perfect Boundary Approximation, PBA). При моделировании трехмерных (3D) структур, содержащих поверхности сложной кривизны, использование классической прямоугольной сетки разбиения приводит к необходимости использовать слишком мелкую сетку и неоправданно большое число ячеек. Использование тетраэдральной сетки частично решает проблему и позволяет снизить требования к вычислительным ресурсам. Технология PBA использует преимущества обоих перечисленных подходов, но обеспечивает высокий прирост производительности без потери точности вычислений.

С помощью пакета CST MWS, как и ANSYS HFSS, можно с высокой точностью исследовать практически любые устройства СВЧ и антенны:

- волноводные и микрополосковые направленные ответвители мощности;

- делители и сумматоры мощности;

- волноводные, микрополосковые и диэлектрические фильтры;

- одно- и многослойные микрополосковые структуры;

- различные линии передачи;

- коаксиальные и многовыводные соединители;
- коаксиально-волноводные и коаксиально-полосковые переходы;
- оптические волноводы и коммутаторы;

- различные типы антенн — от простейших резонаторных полосковых излучателей до сложных многоэлементных ФАР.

Пакет CST MWS является законченным программным продуктом, имеющим в своем составе все необходимые модули, начиная с графического редактора для рисования трехмерной структуры и заканчивая модулем построения рассчитанных частотных зависимостей. Система построения исследуемых структур базируется на ядре ACIS, используемом большинством известных CAD систем, например известной программой AutoCAD. С помощью этой технологии рисование сложных конструкций объемных CBЧ устройств производится легко и быстро. Пакет предусматривает возможность логической сборки компонентов структуры, причем отдельные части таких компонентов могут быть построены из различных материалов. Изменение параметров материалов может выполняться как вручную по отдельности, так и глобальной заменой базы данных материалов. Реализовано выделение нескольких объектов непосредственно в поле рисования трехмерной структуры, а также на дереве проекта на панели навигации, после чего возможно одновременное изменение их параметров или геометрических размеров.

Особое внимание разработчики программы CST MWS уделили ее интеграции в существующий поток проектирования и обеспечили связи с другими EDA и CAD пакетами.

В новой версии переработаны модули импорта и экспорта популярных 3D форматов STEP, SAT, IGES и STL, а также двумерного формата DXF. Реализован импорт двумерных форматов GDSII, Gerber и Sonnet EM, а также объемного описания человеческого тела.

Программа CST MWS использует метод конечных интегралов (FIT) — достаточно общий подход, который сначала описывает уравнения Максвелла на пространственной сетке с учетом закона сохранения энергии, а затем по ним формирует систему дифференциальных уравнений, например волновых. Метод может быть реализован как во временной, так и в частотной области. Кроме того, не накладывается никаких ограничений на тип используемой сетки разбиения структуры объекта. Наряду со структурированной сеткой в декартовой системе координат поддерживаются неортогональные сетки, например, тетраэдральная. Таким образом, пакет CST MWS позволяет выбирать оптимальные для данной задачи метод решения и способ разбиения.

Подпрограмма вычислений во временной области (Time Domain Solver) позволяет рассчитать характеристики устройств CBЧ и антенн в широком диапазоне частот со сколь угодно высокой разрешающей способностью по частоте, в результате чего снижается вероятность пропуска, например острых резонансных пиков в частотных характеристиках модуля коэффициента отражения напряжения или КСВ. Подпрограмма вычислений в частотной области (Frequency Domain Solver) имеет адаптивный алгоритм частотного свипирования, позволяющий получить точные характеристики при автоматически выбираемом минимальном числе частотных точек. CST MWS включает периодический (Floquet) вычислитель мод в граничных портах, обеспечивающий высокую точность для широкого диапазона углов излучения антенн, что необходимо для расчета характеристик ФАР. CST MWS позволяет использовать механизм распределенных вычислений на нескольких компьютерах в рамках локальной сети. Результаты анализа накапливаются в центральном компьютере, который автоматически формирует задачи для простаивающих машин. Использование распределенных вычислений существенно уменьшает затраты времени.

Программа FEKO [56] предназначена для решения широкого круга задач, связанных с проектированием CBЧ устройств и антенн, рассеянием электромагнитных волн на сложных объектах, распространением радиоволн в городских условиях и т.д. Главной особенностью программы FEKO, отличающей ее от аналогичных продуктов (Microwave Office, HFSS и т.д.) является удачное сочетание численных методов решения трехмерных электродинамических задач (метод моментов) с приближенными аналитическими методами: физической оптики и однородной теории дифракции. Такое сочетание позволяет преодолеть главный недостаток программ компьютерного моделирования высокочастотных структур: большие затраты ресурсов при моделировании объектов с размерами много большими длины волны. В результате появляется возможность решения таких задач, как рассеяние радиоволн на самолете или корабле и распространение радиоволн в городских условиях с высокой точностью.

Программа FEKO позволяет решать задачи анализа электромагнитной совместимости в информационных сетях: рассчитывать электромагнитные поля, создаваемые информационными линиями (коаксиальные кабели, витые пары, двухпроводные линии и т.д.), а также исследовать их взаимное влияние. Кроме того, программа содержит средства, поддерживающие решение задач прохождения информационных сигналов по различным линиям передачи.

Большой интерес представляют на современном этапе задачи оптимизации антенн мобильных телефонов, а также расчет поля, наводимого такой антенной в передающем режиме в голове человека. Основную сложность представляет здесь расчет поля в голове человека, которая с точки зрения электродинамики является сложной структурой, состоящей из различных сред с потерями. Для анализа подобных структур в программе FEKO используются метод эквивалентных поверхностных токов и метод объемных токов поляризации. Сочетание этих методов позволяет осуществлять расчет электромагнитного поля в салоне транспортного средства и голове человека с достаточно хорошей точностью. В радиолокации важной задачей является нахождение поля дифракции электромагнитных волн на объекте (самолете, корабле, автомобиле и т.д.) и определение его эффективной площади рассеяния. В подобных задачах наиболее полно раскрываются преимущества программы FEKO, использующей приближенные методы решения электродинамических задач для объектов больших электрических размеров. В принципе, к такому же классу задач относится и задача об излучении антенны мобильного телефона, установленной на крыше автомобиля.

Таким образом, пакеты прикладных программ HFSS, CST MWS и FEKO являются высокоэффективными средствами, в которых сосредоточены все лучшие последние достижения в области создания программ компьютерного моделирования и САПР устройств СВЧ и антенн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Казаринов Ю.М. Радиотехнические системы / Ю.М. Казаринов. — М.: Высшая школа, 1990. — 496 с.

2. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн: учебник для вузов / Г.А. Ерохин [и др.]; под ред. Г.А. Ерохина. — М.: Горячая линия-Телеком, 2004. — 491 с.

3. Устройства СВЧ и антенны / Д. И. Воскресенский [и др.]; под ред. Д. И. Воскресенского. — М.: Радиотехника, 2006. – 376 с.

4. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток: учеб. пособие для вузов / Д. И. Воскресенский [и др.]; под ред. Д. И. Воскресенского. — М.: Радиотехника, 2003. — 632 с.

5. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ / Д.М. Сазонов. — М.: Высшая школа, 1988. — 432 с.

6. Федоров Н.Н. Основы электродинамики: учеб. пособие для вузов / Н.Н. Федоров. — М.: Высшая школа, 1980. — 399 с.

7. Юдин В.И. Электромагнитные поля и волны. Часть 1. Волны в безграничных и полубесконечных средах: учеб. пособие / В.И. Юдин, А.В. Останков; под общ. ред. В.И. Юдина. — Воронеж: Междунар. ин-т компьют. технологий, 2007. — 178 с.

8. Петров Б.М. Электродинамика и распространение радиоволн: Учебник для вузов / Б.М. Петров. — М.: Радио и связь, 2000. — 599 с.

9. Balanis C. A. Antenna Theory: Analysis and Design / C. A. Balanis. —Wiley-Interscience, 2005. — 1136 p.

10. Драбкин А.Л. Антенно-фидерные устройства / А.Л. Драбкин, В.Л. Зузенко, А.Г. Кислов. — М.: Сов. Радио, 1974. — 536 с.

11. Кочержевский Г.Н. Антенно-фидерные устройства / Г.А. Ерохин, Н.Д. Козырев, Г.Н. Кочержевский. — М.: Радио и связь, 1989. — 352 с.

12. Бова Н.Т. Антенны и устройства СВЧ / Н.Т. Бова, Г.Б. Резников. — Киев: Вища школа, 1982. — 278 с.

13. Volakis J.L. Antenna Engineering Handbook / J.L. Volakis. — McGraw-Hill, 2007. — 1755 p.

14. Mailloux R. J. Phased Array Design Handbook / R. J. Mailloux. — Artech House, Inc., 2005. — 496 P.

15. Конструирование экранов и СВЧ-устройств / А.М. Чернушенко [и др.]; под ред. А.М. Чернушенко. — М.: Радио и связь, 1990. — 352 с.

16. Айзенберг Г.З. Антенны УКВ. В 2-х ч. Ч. 1. / Г.З. Айзенберг, В.Г. Ямпольский, О.Н. Терешин; под ред. Г.З. Айзенберга. — М.: Связь, 1977. — 384 с.

17. Гошин Г.Г. Устройства СВЧ и антенны: Учебное пособие. В 2-х частях. Ч. 2: Антенны / Г.Г. Гошин. — Томск: Томский межвузовский центр дистанционного образования, 2003. — 130 с.

18. Pat. 7518554 B2 (US), H 01 Q 1/38. Antenna Arrays and Method of Making the Same / R. Bancroft, B. Bateman (US). — N 11/382190: 08.05.2006; Date of Patent 14.04.2009.

19. Ando M. A Linearly Polarized Radial Line Slot Antenna / M. Ando [et al.] // IEEE Trans. Antennas and Propag. — 1988. — V. 36. — N 12. — P. 1675—1680.

20. Ando M. Planar Waveguide Arrays for Millimeter Wave Systems / M. Ando // IEICE Trans. Commun. — V. E93-B. — N. 10, October 2010. — P. 2504—2513.

21. Radial Line Slot Antenna [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <u>http://www.tms.chiba-u.jp/~takahashi/rlsa.html</u> (дата обращения: 10.05.2012).

22. Pat. 5661498 (US), H 01 Q 13/10. Polarization-Universal Radial Line Slot Antenna / N. Goto, M. Ando, Y. Okazaki (Japan). — N 284467: 18.12.1992; Date of Patent 26.08.1997.

23. Ando M. A Post-Wall Center-Feed Waveguide Circuit Consisting of T-Junctions for Reducing the Slot-Free Area in a Parallel Plate Slot Array Antenna / M. Ando, K. Hashimoto, J. Hirokawa // IEICE Transactions. — 2010. — P. 1047—1054.

24. Панченко Б. А. Микрополосковые антенны / Б. А. Панченко, Е. И. Нефедов. — М.: Радио и связь, 1986. — 144 с.

25. Лось В. Ф. Микрополосковые и диэлектрические резонаторные антенны. САПРмодели: методы математического моделирования / В.Ф. Лось; под ред. Л. Д. Бахраха. — М.: ИПРЖР, 2002. — 96 с.

26. Garg R. Microstrip Antenna Design Handbook / R. Garg, P. Barthia, I. Bahl, A. Ittipiboon. — Ed. Artech House, 2001. — 685 p.

27. Bahl I. J. Microstrip Antennas / I. J. Bahl, P. Barthia. — Ed. Artech House, 1980. — 845 p.

28. James J. R. Handbook on Microstrip Antennas / J. R. James, P. S. Hall. — London: Peter Peregrinus Ltd, 1989. — 1311 p.

29. Liu D. Advanced Millimeter-Wave Technologies: Antennas, Packaging and Circuits / D. Liu, U. Pfeiffer, J. Grzyb. — Wiley: 2009. — 827 p.

30. Huang Kao-Cheng. Millimetre Wave Antennas for Gigabit Wireless Communications: a Practical Guide to Design and Analysis in a System Context / Kao-Cheng Huang, David J. Edwards. – JohnWiley & Sons Ltd , 2008. – 271 p.

31. ALLSAT W.S. GMBH. Products [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <u>http://www.alibaba.com/member/de103572208/contactinfo.html /</u> (дата обращения: 01.06.2012).

32. Продукция компании СИМИКОН [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <u>http://www.simicon.ru/</u> (дата обращения: 14.10.2012).

33. Gross Frank B. Frontiers in Antennas: Next Generation Design & Engineering / Frank B. Gross. — NY: McGraw-Hill Comp., 2011. — 526 p.

34. Климов А.И. Разработка и исследование плоских дифракционных антенн СВЧ и КВЧ диапазонов с электрически управляемыми характеристиками / А.И. Климов. — Воронеж: Научная книга, 2010. — 117 с.

35. Уолтер К. Антенны бегущей волны: пер. с англ./ К. Уолтер; под ред. А.Ф. Чаплина. — М.: Энергия, 1970. — 448 с.

36. Oliner A. Scannable Millimeter Wave Arrays / A. Oliner. — Brooklin: Weber Research Institute, 1989. — 523 P.

37. Baccarelli P. 1-D Periodic Leaky-Wave Antennas: Radiation Properties and Design Aspects / P. Baccarelli // Roma: Italy. — April 26—29, 2011. — 65 p.

38. Kawamura T. Dual-Layer Parallel-Plate Waveguide Feed for Dielectric Leaky-Wave Antenna / T. Kawamura [et al.] // Proceedings of ISAP2007: Niigata, Japan. — P. 117—120.

39. Kawamura T. Experiments on Dielectric Leaky-Wave Antennas with Parallel-Plate Waveguide Feed / Т. Kawamura [et al.] [Электронный ресурс]. — Режим доступа: http://aps.ei.tuat.ac.jp/isapx/2008/pdf/1644981.pdf/ (дата обращения: 14.10.2012).

40. Pat. WO 209/014446 A1 (WO), H 01 Q 13/28. Leaky Wave Antenna Using Waves Propagating between Parallel Surfaces / A. Neto [et al]. (IT.NL). — N 071131338: 25.07.2007; Int. Publ. Date 29.09.2009.

41. Шестопалов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1. Открытые структуры / В.П. Шестопалов. — Киев: Наук, думка, 1985. — 216 с.

42. Шестопалов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 2. Источники. Элементная база / В.П. Шестопалов. — Киев: Наук. думка. 1985. — 256 с.

43. Пастернак Ю.Г. Математическое моделирование, оптимизация и автоматизированное проектирование дифракционных и вибраторных мобильных антенных решеток / Ю. Г. Пастернак; под ред. В. И. Юдина. — Воронеж: Изд-во ВГТУ, 1999. — 257 с.

44. Айзенберг Г.З. Антенны УКВ. В 2-х ч. Ч. 2. / Г.З. Айзенберг, В.Г. Ямпольский, О.Н. Терешин; под ред. Г.З. Айзенберга. — М.: Связь, 1977. — 288 с.

45. Вендик О.Г. Плоская отражательная печатная антенна или параболическая антенна — что технологичнее? / О.Г. Вендик [и др.] // Беспроводные технологии. — 2007. — № 1. — С. 46—49.

46. Линзовые антенны с электрически управляемыми диаграммами направленности / С. М. Авдеев, Н. А. Бей, А. Н. Морозов; под ред. Н. А. Бея. — М.: Радио и связь, 1987. — 128 с.

47. Вендик О.Г. Антенны с электрическим сканированием (введение в теорию) / О.Г. Вендик, М.Д. Парнес; под ред. Л.Д. Бахраха. — М.: Советское радио, 2001. — 252 с.

48. Хансен Р.С. Фазированные антенные решетки. Второе издание / Р.С. Хансен. — М.: Техносфера, 2012. — 560 с.

49. Григорьев Л.Н. Цифровое формирование диаграммы направленности в фазированных антенных решетках / Л.Н. Григорьев. — М.: Радиотехника, 2010. — 144 с.

50. Монзинго Р.А. Адаптивные антенные решетки: пер. с англ. / Р.А. Монзинго, Т.Ч. Миллер; под ред. В.А. Лексаченко. — М.: Радио и связь, 1986. — 446 с.

51. Баланис Константин А. Введение в смарт-антенны / Константин А. Баланис, Панайотис И. Иоанидис. — М.: Техносфера, 2012. — 200 с.

52. Вишневский В.М. Широкополосные беспроводные сети передачи информации / В.М. Вишневский [и др.]. — Техносфера, 2005. — 592 с.

51. Ермолаев В.Т. Современные методы пространственной обработки сигналов в информационных системах с антенными решетками / В.Т. Ермолаев, А.Г. Флаксман. — Нижний Новгород, ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2007. — 99 с.

52. Банков Е.А. Анализ и оптимизация трехмерных СВЧ структур с помощью HFSS / Е.А Банков, А.А. Курушин, В.Д.Разевиг — М.: Солон, 2004. — 208 с.

53. Банков С.Е. Проектирование СВЧ устройств и антенн с Ansoft HFSS / С.Е. Банков, А.А. Курушин. — М.: 2009. — 736 с.

54. ANSYS Products: HFSS / [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <u>http://www.ansys.com/Products</u> / (дата обращения: 30.04.2013).

55. Computer Simulation Technology / [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <u>http://www.cst.de/</u> (дата обращения: 30.04.2013).

56. Overview of FEKO / [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <u>http://www.feko.info/product-detail/overview-of-feko</u> (дата обращения: 30.04.2013).

Учебное издание

Ерошенко Денис Александрович, Климов Александр Иванович, Пастернак Юрий Геннадьевич, Фёдоров Сергей Михайлович.

АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА

В авторской редакции

Компьютерная верстка С.М. Фёдорова

Подписано к изданию 05.02.2016. Объем данных 9000 Кб

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»

394026 Воронеж, Московский просп., 14