

Оглавление

1. Малошумящие транзисторные усилители мощности. Принципы проектирования.....	2
2. Транзисторные усилители мощности. Виды нелинейных искажений.....	9
3. Расчёт электромагнитного поля антенны в дальней зоне.....	11
4. Основные параметры и характеристики антенн.....	20
5. Векторный потенциал и структура поля элементарного.....	26
6. Элементарные излучатели.....	36
7. Теорема перемножения диаграммы направленности излучающей системы. Множитель направленности.....	47
8. Связанные вибраторы и директорные антенны.....	51
9. Щелевые антенны. Полосковые печатные платы.....	58
10. Антенны бегущей волны: диэлектрические, логопериодические.....	72
11. Печатные спиральные антенны.....	79
12. Линейные излучающие системы. Множитель направленности.....	85
13. Основные типы и характеристики апертурных антенн.....	101
14. Конструкции и характеристики рупорных антенн.....	102
15. Конструкции и характеристики линзовых антенн.....	109
16. Конструкции и характеристики зеркальных антенн. Факторы, влияющие на КИП зеркальной антенны.....	113
17. Излучающие раскрыты. Множитель направленности.....	124
18. Фазированные антенные решетки. Расположение облучателей. Способы питания.....	128
19. Анализ производственных погрешностей изготовление зеркальных и линзовых антенн.....	134

1. Малошумящие транзисторные усилители мощности. Принципы проектирования.

Радиоприемные устройства СВЧ широко применяются в радиолокации, системах космической связи,adioастрономии, системах высококачественного телевидения и т. п. По сравнению с приемниками длинных, средних, коротких и ультракоротких волн радиоприемные устройства СВЧ обладают рядом особенностей. Так, в диапазоне СВЧ уровень внешних помех чрезвычайно мал, если, конечно, помехи не создаются преднамеренно. Основную роль играют внутренние шумы радиоприемного устройства, которые и ограничивают его чувствительность. В связи с этим в радиоприемных устройствах диапазона СВЧ большое внимание уделяется уменьшению уровня шумов всех элементов: частотно-избирательных систем, усилителей, преобразователей частоты и др. Первые каскады радиоприемного устройства обязательно должны быть малошумящими. Отметим, что создание малошумящих усилителей СВЧ — одна из важнейших проблем современной радиоприемной техники.

Успехи в развитии физики и технологии полупроводников сделали возможным создание транзисторов, обладающих хорошими шумовыми и усильтельными свойствами и способных работать в диапазоне СВЧ. На основе этих транзисторов были

разработаны СВЧ малошумящие усилители (МШУ), первые сообщения о которых появились в печати в начале 60-х годов. *Транзисторные усилители* в отличие от усилителей на полупроводниковых параметрических и туннельных диодах являются нерегенеративными, поэтому обеспечить их устойчивую работу значительно проще, чем, например, усилителей на туннельных диодах. Кроме того, транзистор СВЧ обладает невзаимными (в первом приближении) свойствами, поэтому транзисторный усилитель в принципе может включаться в радиотракт без внешних связывающих устройств.

В МШУ СВЧ применяются малошумящие транзисторы, как биполярные (германевые и кремниевые), так и полевые с затвором типа барьера Шотки (на кремнии и арсениде галлия). Германевые биполярные транзисторы позволяют получить меньший коэффициент шума, чем кремниевые, однако последние более высокочастотны. Полевые транзисторы с затвором типа барьера Шотки превосходят биполярные транзисторы по усильтельным свойствам и могут работать на более высоких частотах, особенно арсенид-галлиевые транзисторы. Шумовые характеристики на относительно низких частотах лучше у биполярных транзисторов, а на более высоких частотах — у полевых. Недостатком полевых транзисторов являются высокие входное и (или) выходное сопротивление, что затрудняет широкополосное согласование.

Чтобы транзистор работал в диапазоне СВЧ, надо сильно сократить размеры его активных областей (особенно базы, затвора), а также минимизировать паразитные элементы $p-n$ -переходов и реактивности корпуса и выводов. Это, естественно, связано со значительными технологическими трудностями. Теоретический предел усиления биполярных транзисторов 10...15 ГГц, а полевых транзисторов с затвором типа барьера Шотки на арсениде галлия — примерно 90 ГГц. По прогнозам специалистов биполярные транзисторы будут применяться в основном на частотах до 4...5 ГГц, полевые транзисторы — на частотах выше 8 ГГц, а в промежуточной области частот, по-видимому, будут использоваться и те, и другие транзисторы.

В настоящее время транзисторные МШУ СВЧ изготавляются в основном в виде гибридных интегральных схем (ИС) на диэлектрических подложках с навесными активными элементами. Усилители в виде полупроводниковых ИС пока еще имеют больший коэффициент шума и недостаточную повторяемость параметров. Подложки гибридных ИС усилителей СВЧ выполняются из керамики, сапфира, кварца и др. Транзисторы используются как в корпусном, так и бескорпусном исполнении. Бескорпусные транзисторы по сравнению с корпусными имеют меньшие линейные размеры и в них минимизированы паразитные элементы. Такие транзисторы способны работать на более высоких частотах, однако их монтаж в схему технологически довольно сложен.

4.4.2. Малошумящие усилители радиочастоты

В микроволновом диапазоне уровень внешних шумов и естественных радиопомех значительно меньший, чем в других более низкочастотных радиодиапазонах, и следовательно, прием слабых сигналов ограничивается собственными шумами приемника. Поэтому на входе приемной системы СВЧ целесообразно устанавливать малошумящий усилитель.

Предназначенные для использования в технике связи и радиолокации МШУ должны удовлетворять следующим требованиям [105].

1. Иметь малый $K_{ш}$ и большой КУ. При этом снижается значение шумовой температуры приемной системы в целом, а следовательно, увеличивается отношение С/Ш на ее входе и становится возможным прием более слабых сигналов. Однако применять усилители с $T_{MШU} \ll T_a$ нерационально, так как это сопряжено со значительными техническими трудностями и не приводит к существенному уменьшению шумовой температуры всей системы (T_a – шумовая температура антенны).

На практике для снижения шумовой температуры приемной системы МШУ устанавливают как можно ближе к ее входу, зачастую перед входным фильтром (чтобы уменьшить влияние его потерь), а иногда его даже размещают в облучателе антенны.

2. Ширина и форма полосы пропускания МШУ должна обеспечивать безыскаженный прием сигнала и заданную помехозащищенность. Перестройка входных МШУ затруднена, поэтому они, как правило, выполняются широко полосными, не перестраиваемыми в рабочем диапазоне. Перестраиваются или сменяются только пассивные узкополосные фильтры-преселекторы, пропускающие полосу частот принимаемого сигнала и защищающие усилитель от сильных помех вне этой полосы.

3. Коэффициент усиления МШУ максимален при полном согласовании его входа с трактом, а $K_{ш}$ минимален при некотором их рассогласовании. В связи с этим для минимизации $T_{ш}$ приемной системы в ряде случаев целесообразно некоторое рассогласование входа МШУ с трактом. Все остальные элементы тракта должны быть хорошо согласованы.

Поясним необходимость выполнения данного требования. Например, если МШУ, имеющий шумовую температуру $T_{ш}$, включен через Y-циркулятор, не полностью согласованный с антенной (ее коэффициент отражения Γ_a), то шумы согласованной нагрузки циркулятора, характеризуемые T_h , отражаясь от антенны, создают на входе МШУ дополнительные шумы $T_h|\Gamma_a|^2$, а принятый

антенной сигнал ослабляется в $1/(1 - |\Gamma_a|^2)$ раз. В результате шумовая температура МШУ возрастает до значения $T_{ш} = (T_{ш} + T_{н}|\Gamma_a|^2)/(1 - |\Gamma_a|^2)$.

4. Уровень сигнала, поступающего на вход МШУ, может изменяться в широких пределах, поэтому усилитель должен обладать достаточно большим динамическим диапазоном. Динамический диапазон транзисторного усилителя (и других активных устройств СВЧ) – это интервал между наименьшим и наибольшим рабочими значениями мощности усиливаемого (преобразуемого) входного сигнала.

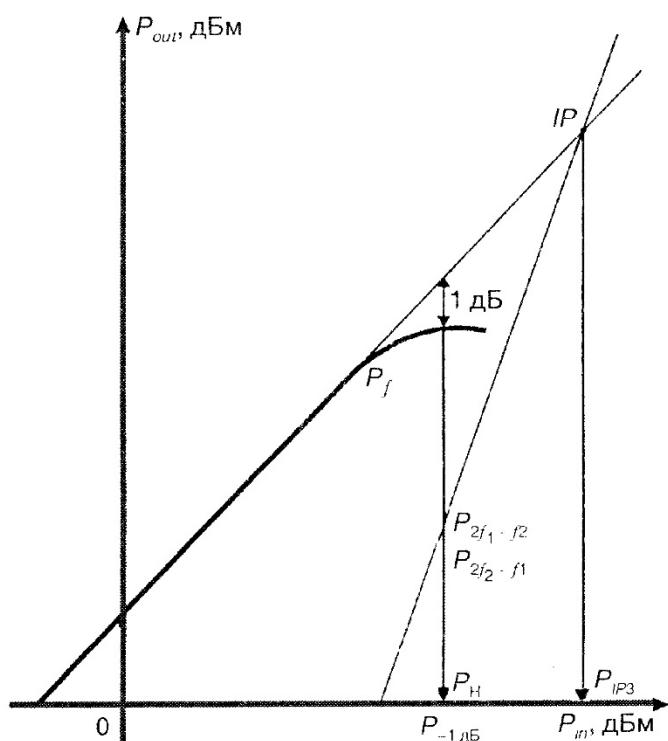
Нижняя граница $P_{ш}$ динамического диапазона D определяется эквивалентной входной мощностью шума $P = k_B T \Delta f$. За верхнюю границу принимают мощность насыщения, при превышении которой нелинейные искажения сигнала превышают допустимые по заданному критерию. Критериями нелинейности могут быть:

- уменьшение (сжатие, компрессия) КУ на заданное значение, чаще всего 1 дБ, т. е. в 1,25 раза;
- заданный уровень выходной мощности образующихся второй и третьей гармоник входного синусоидального сигнала, если они попадают в полосу пропускания широкополосного усилителя;
- изменение фазы коэффициента передачи на допустимую величину. Этот критерий существенен при усилении фазоманипулированных сигналов, при использовании транзисторного усилителя в фазированной антенной решетке;
- блокирование слабого сигнала частоты f_{RF} сильной помехой частоты $f_{П}$;
- заданный уровень мощности интермодуляционных продуктов при воздействии на вход усилителя двух гармонических сигналов с близкими частотами f_1 и f_2 и равными амплитудами.

При использовании последнего критерия чаще всего принимаются во внимание продукты нелинейности третьего порядка, т. е. частоты $2f_1 - f_2$ или $2f_2 - f_1$, попадающие в полосу пропускания УПЧ (если речь идет об МШУ или смесителе) и имеющие значительную амплитуду. Верхняя граница D и взаимосвязь указанных критериев часто устанавливается с помощью условной мощности насыщения по входу P_{IP3} , соответствующей точке IP (*Intercept Point*) (рис. 4.105).

Эта точка определяется экстраполированием результатов малосигнальных измерений как точка пересечения линейных зависимостей от входной мощности продуктов основного преобразования и учитываемого нелинейного. Она

является универсальным параметром для усилителей, смесителей и других активных устройств СВЧ.



5. Повышенная линейность АЧХ ФЧХ. Например, неравномерность АЧХ МШУ некоторых связных станций связей не должна превышать 0,5 дБ в полосе 500 МГц при усилении более 40 дБ.

6. Должно быть малое время выхода на рабочий режим и быстрое восстановление работоспособности усилителей после воздействия сильной помехи.

Рис. 4.105. Динамическая характеристика МШУ

7. Время наработки на отказ — не менее 100 тысяч часов, а время перехода с основного комплекта на резервный — не более нескольких десятых долей секунды (в многоканальных станциях спутниковой связи).

8. Простота обслуживания, контроля, минимальное количество регулировок. Замена МШУ в аппаратуре не должна сопровождаться подстройкой его элементов.

9. Малые габариты, масса и потребляемая мощность — это важно для бортовой и наземной мобильной аппаратуры (в частности, когда МШУ размещается в облучателе антенны).

Некоторые из этих требований противоречивы, и одновременное их выполнение, как правило, невозможно. На практике при выборе типа усилителя приходится принимать компромиссные решения.

Прежде чем рассматривать современные транзисторные МШУ, рассмотрим все еще используемый в старом связном оборудовании параметрический усилитель (ПУ), с появлением которого связывают возникновение самого понятия «малошумящий».

гружен, т. е. если сопротивления источника сигнала и нагрузки в плоскости транзистора имеют вполне определенные значения. Сопротивления же реальных источника сигнала и нагрузки, как правило, равны 50 Ом, поэтому усилитель должен включать в себя *согласующие цепи*, осуществляющие *трансформацию сопротивлений*. В соответствии с этим *структурная схема усилителя* может быть представлена в виде, изображенном на рис. 9.4. Здесь C_1 и C_2 — согласующие цепи на входе и выходе усилителя, причем C_1 трансформирует сопротивление реального источника сигнала $Z_r = Z_0$ в сопротивление Z_1 в плоскости транзистора, а C_2 трансформирует $Z_h = Z_0$ в Z_2 .

Структурная схема усилителя, представленная на рис. 9.4, является простейшей. При необходимости она может быть до-

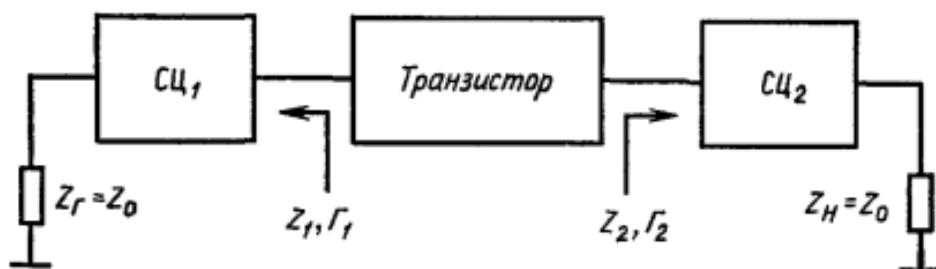


Рис. 9.4. Структурная схема однокаскадного усилителя

полнена другими цепями, например осуществляющими выравнивание амплитудно-частотной характеристики усилителя (при широкой полосе пропускания).

При расчете транзисторного усилителя СВЧ следует обращать внимание на обеспечение его устойчивости. Устойчивость усилителя определяется S -параметрами транзистора и сопротивлениями, на которые он нагружен. На сравнительно низких частотах транзистор обладает выраженным невзаимными свойствами и усилитель на таком приборе работает устойчиво. В диапазоне СВЧ транзистор в значительной степени утрачивает свойство невзаимности из-за наличия паразитных обратных связей (как внутренней, так и внешних), поэтому при некоторых сопротивлениях источника сигнала и нагрузки в плоскости транзистора усилитель может возбудиться.

Самовозбуждение усилителя возможно лишь в случае, когда активная составляющая входного и (или) выходного сопротивления транзистора становится отрицательной. Отрицательному активному сопротивлению соответствует коэффициент отражения, модуль которого больше единицы. Так, если отрицательной является активная составляющая входного сопротивления транзистора, то $|S'_{11}| > 1$, а если выходного, то $|S'_{22}| > 1$. Входное сопротивление транзистора зависит от сопротивления его выходной нагрузки, а выходное — от сопротивления входной.

Введем понятия безусловной (или абсолютной) и условной

устойчивости усилителя. Усилитель считается *безусловно устойчивым* в заданном диапазоне частот, если он не возбуждается в этом диапазоне при любых сопротивлениях пассивных внешних нагрузок (Z_1 и Z_2 на рис. 9.4). Если существуют нагрузки, способные привести усилитель к самовозбуждению, то он является *условно устойчивым* (или потенциально устойчивым, или потенциально неустойчивым). В безусловно устойчивом усилителе активные составляющие входного и выходного сопротивлений транзистора должны оставаться положительными при любых нагрузочных сопротивлениях Z_1 и Z_2 соответственно, если активные составляющие последних также положительны. Это можно представить в виде $|S'_{11}| < 1$ при $|\Gamma_2| < 1$; $|S'_{22}| < 1$ при $|\Gamma_1| < 1$.

Подставляя сюда выражения (9.1) и (9.4) и анализируя полученные неравенства, можно показать, что для безусловной устойчивости усилителя необходимо и достаточно выполнение следующих соотношений:

$$\begin{aligned} |S_{12}S_{21}| &< 1 - |S_{11}|^2, \\ |S_{12}S_{21}| &< 1 - |S_{22}|^2, \\ 2|S_{12}S_{21}| &< 1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2. \end{aligned} \quad (9.7)$$

где Δ — определяется формулой (9.5).

Последнее неравенство (9.7) принято записывать в виде $k_y > 1$, где параметр

$$k_y = \frac{1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12}S_{21}|} \quad (9.8)$$

называется *коэффициентом устойчивости* (отметим, что k_y — *инвариантный* коэффициент устойчивости, поскольку не зависит от системы матричных параметров, в которой он определяется). Условие $k_y > 1$, являющееся необходимым, но недостаточным условием безусловной устойчивости усилителя, означает, что возможно одновременное комплексно-сопряженное согласование на входе и выходе транзистора. При $k_y < 1$ транзистор можно согласовать только с одной стороны. Случай $k_y = 1$ является предельным, когда двустороннее согласование возможно.

2. Транзисторные усилители мощности. Виды нелинейных искажений.

Усилители мощности на полевых транзисторах СВЧ — один из наиболее распространенных элементов радиопередающих устройств. Современные полевые транзисторы на арсениде галлия успешно используются вплоть до частоты 30 ГГц.

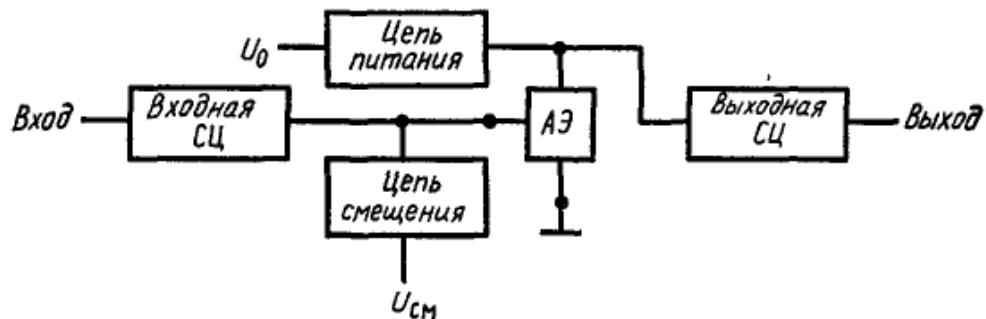


Рис. 7.1. Функциональная схема транзисторного усилителя мощности

На рис. 7.1 изображена функциональная схема транзисторного усилителя. В его состав входят активный элемент (полевой транзистор), входная и выходная согласующие цепи (СЦ), цепи питания и смещения. Кроме того, реальный усилитель мощности

может содержать антипаразитные цепочки, элементы стабилизации режима работы транзистора по постоянному току. Активный элемент (АЭ) преобразует мощность источника питания U_0 в мощность колебаний, усиливая входную мощность. Входная СЦ трансформирует входное сопротивление транзистора в сопротивление, равное внутреннему сопротивлению источника входной мощности. Выходная СЦ трансформирует сопротивление нагрузки усилителя в некоторое оптимальное сопротивление на выходных электродах транзистора, при котором транзистор работает в наиболее выгодном энергетическом режиме. Цепи питания и смещения служат для подачи постоянных напряжений на электроды транзистора и блокировки источников питания U_0 и смещения $U_{\text{см}}$ от мощности СВЧ. Кроме того, СЦ формируют колебания напряжения и тока определенной формы, соответствующие оптимальному режиму работы АЭ. Согласующие цепи обычно выполняют в виде шлейфовых трансформаторов на МПЛ. Цепи питания и смещения — это, как правило, ФНЧ и полосно-загражающие фильтры.

Для оценки качества усилителей мощности диапазона СВЧ применяют следующие параметры: коэффициент передачи мощности $K_p = P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}$; коэффициент полезного действия $\eta = P_{\text{вых}}/(P_{\text{вх}} + P_0)$ или $\eta = (P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}})/P_0$, где $P_{\text{вх}}, P_{\text{вых}}$ — входная и выходная мощности усилителя; P_0 — мощность, потребляемая от источника питания. Кроме того, усилители характеризуются полосой рабочих частот, задаваемой верхней f_v и нижней f_n граничными частотами.

В зависимости от ширины полосы пропускания $\Delta f = f_v - f_n$ различают узкополосные и широкополосные усилители мощности. В узкополосных усилителях относительная ширина полосы $\Delta f/f_{cp}$, где $f_{cp} = (f_v + f_n)/2$, составляет единицы процентов, в широкополосных она достигает $\sim 60\%$.

Наибольшее распространение получил метод покаскадного проектирования усилителей мощности. В этом случае производят расчет каждого усилительного каскада в предположении, что источник входной мощности имеет стандартное внутреннее сопротивление 50 Ом, а сопротивление нагрузки усилителя активно и также равно стандартному значению 50 Ом.

Чтобы спроектировать каскад усилителя мощности, нужно, выбрав транзистор, рассчитать оптимальный режим его работы и внешние цепи. Расчетный режим может быть реализован, если к транзистору подвести определенную входную мощность $P_{вх}$, обеспечить расчетные значения напряжений источников питания и смещения и так выполнить выходную СЦ, чтобы действительная и мнимая части ее входного сопротивления Z_n имели на рабочей частоте (или в заданной полосе) оптимальные значения. Критерием оптимальности режима обычно выбирают максимум коэффициента передачи мощности K_p . Иногда выбирают

более сложные критерии, учитывающие такие параметры усилителя, как $P_{вых}$, K_p , КПД.

В результате расчета режима работы транзистора становится известными усредненное по первой гармонике рабочей частоты входное сопротивление транзистора $Z_{вх} = \dot{U}_{вх1}/I_{вх1}$, где $\dot{U}_{вх1}$, $I_{вх1}$ — комплексные амплитуды напряжения и тока на входном электроде транзистора, и оптимальное сопротивление его нагрузки Z_n .

Далее рассчитывают согласующие цепи. Предварительно выбирают структуру СЦ, а затем вычисляют геометрические размеры ее элементов. При этом предполагается, что входная СЦ нагружена на сопротивление $Z_{вх}$ и на центральной частоте должна иметь чисто активное и равное 50 Ом входное сопротивление, выходная СЦ нагружена на сопротивление 50 Ом и должна иметь входное сопротивление $Z_n = R_n + jX_n$, обеспечивающее оптимальный режим работы транзистора.

Затем производится расчет цепей питания, смещения, подавления паразитных колебаний и др.

3. Расчёт электромагнитного поля антенны в дальней зоне

Антенны, как правило, относятся к пассивным элементам радиосистемы и в конструктивном отношении состоят из сочетания проводников, диэлектриков и магнитодиэлектриков. Любую конкретную антенну можно условно разделить на следующие составные части: 1) вход; 2) согласующее устройство; 3) распределитель; 4) излучающая система (рис. В-2). Рассмотрим подробнее определение и назначение этих частей.

Под *входом* антенны обычно понимается сечение какой-либо линии передачи с единственным распространяющимся типом волны. Положение этого сечения должно быть указано точно, что необходимо для однозначности электрического расчета фидерной системы. Современные антенны могут иметь несколько, а иногда сотни и тысячи входов. Отдельные входы могут использоваться для одновременной работы антенны на различных рабочих частотах или же для независимого формирования одной и той же антенной системой нескольких различающихся характеристик направленности.



Рис. В-2. Структурная схема антенны.

Согласующее устройство предназначается для обеспечения режима питающей линии, как можно более близкого к бегущей волне во всей рабочей полосе частот радиосистемы. Наряду с обычными схемами согласования, используемыми в технике СВЧ, в антенах обычно используются дополнительные возможности согласования входа путем рационального выбора ряда конструктивных размеров в распределителе и излучающей системе. Благодаря этому в конструкциях антенн согласующее устройство может оказаться совмещенным с распределителем.

Распределитель антенны представляет собой конструкцию из проводников и диэлектриков и предназначен для получения необходимого закона распределения излучающего тока в пределах антенны, обеспечивающего формирование требуемой характеристики направленности.

И, наконец, *излучающая система* представляет собой область пространства, заполненную токами, которые возбуждают электромагнитные волны¹. В качестве излучающей системы могут фигурировать как реальные электрические токи, текущие по металлической поверхности, так и эквивалентные фиктивные электрические и магнитные токи на замкнутых поверхностях, окружающих антенну, а также токи электрической и магнитной поляризации в объемах, занимаемых диэлектриками и магнитодиэлектриками. Специальное выделение в составе антенны распределителя и излучающей системы связано с традиционным подходом, согласно которому расчет антенны разделяется на две части: «внутреннюю задачу» и «внешнюю задачу». Внутренняя задача состоит в нахождении функций распределения высокочастотных токов по излучающей системе. Во внешней задаче по известному распределению токов определяются электромагнитное поле излучения антенны и такие его числовые характеристики, как ширина луча, уровень боковых лепестков, коэффициент направленного действия и т. д. Разделение на

Современная теория антенн базируется на основных уравнениях электродинамики — уравнениях Максвелла. Эти уравнения являются обобщением данных опыта, и их справедливость подтверждается практикой.

В дальнейшем изложении будут иметься в виду электромагнитные процессы, гармонические во времени, т. е. изменяющиеся во времени по закону $\sin \omega t$ или в комплексной форме по закону $\exp(j\omega t)$. При этом вектор мгновенного значения напряженности электрического поля записывается в виде $\mathbf{e} = \text{Im}[\mathbf{E} \exp(j\omega t)]$, где \mathbf{E} — вектор комплексной амплитуды поля; для простоты записи комплексные амплитуды будут в дальнейшем писаться без точки над буквой. Электромагнитные колебания сложной во времени формы могут рассматриваться как суммы гармонических колебаний, т. е. представляться в виде разложения Фурье.

Всюду в дальнейшем будет использоваться международная система единиц измерения СИ. Будет иметься также в виду однородная и изотропная среда, в некоторых областях которой задано распределение возбуждающих электрических и магнитных токов (излучающая система антенны). При указанных условиях уравнения

Максвелла в дифференциальной форме записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= j\omega \epsilon'_{\text{a}} \mathbf{E} + \mathbf{j}^{\text{a}}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -j\omega \mu_{\text{a}} \mathbf{H} - \mathbf{j}^{\text{m}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

Здесь \mathbf{E} — вектор комплексной амплитуды напряженности электрического поля, В/м; \mathbf{H} — вектор комплексной амплитуды напряженности магнитного поля, А/м.

$$\epsilon'_{\text{a}} = \epsilon_{\text{a}} \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_{\text{a}}} \right)$$

— комплексная диэлектрическая проницаемость среды;
 ϵ_{a} — диэлектрическая проницаемость среды, Ф/м для вакуума

$$\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi}, \text{ Ф/м};$$

μ_{a} — магнитная проницаемость среды, Г/м для вакуума
 $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$, Г/м;

σ — удельная объемная проводимость среды, См/м;
 \mathbf{j}^{a} — вектор комплексной амплитуды объемной плотности стороннего электрического тока, А/м²;

\mathbf{j}^{m} — вектор комплексной амплитуды объемной плотности стороннего магнитного тока, В/м².

Параметр $W_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi$, Ом, носит название волнового сопротивления свободного пространства.

Также заметим, что $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \omega / c = 2\pi / \lambda_0$ есть волновое число (коэффициент фазы) и λ_0 — длина волны колебаний, распространяющихся в свободном пространстве.

Из уравнений (1-1) следует, что при определении полей можно исходить только из наличия токов, поскольку заряды сразу определяются, как только задано распределение токов в излучающих системах.

Для решения уравнений Максвелла (1-1) обычно вводят два вспомогательных векторных поля: векторный потенциал электрических токов \mathbf{A}^{a} и векторный потенциал магнитных токов \mathbf{A}^{m} . Векторы электромагнитного поля \mathbf{E} и \mathbf{H} определяются через эти вспомогательные векторы следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= -j\omega \mu_{\text{a}} \mathbf{A}^{\text{a}} + \frac{1}{j\omega \epsilon'_{\text{a}}} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A}^{\text{a}} - \operatorname{rot} \mathbf{A}^{\text{m}}, \\ \mathbf{H} &= -j\omega \epsilon'_{\text{a}} \mathbf{A}^{\text{m}} + \frac{1}{j\omega \mu_{\text{a}}} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A}^{\text{m}} + \operatorname{rot} \mathbf{A}^{\text{a}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-4)$$

При подстановке (1-4) в (1-1) получаются следующие векторные неоднородные уравнения Гельмгольца относительно вспомогательных потенциалов:

$$\left. \begin{aligned} \Delta A^a + k^2 A^a &= -j^a; \\ \Delta A^m + k^2 A^m &= -j^m, \end{aligned} \right\} \quad (1-5)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta A &= \operatorname{grad} \operatorname{div} A - \operatorname{rot} \operatorname{rot} A; \\ k &= \omega \sqrt{\epsilon'_a \mu_a}. \end{aligned}$$

Таким образом, интегрирование уравнений Максвелла сводится к нахождению решений векторных неоднородных уравнений (1-5).

1-2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧАЮЩИХ СИСТЕМ В ДАЛЬНЕЙ, ПРОМЕЖУТОЧНОЙ И БЛИЖНЕЙ ЗОНАХ

При расчете электромагнитных полей излучающих систем с известным распределением возбуждающих электрических и магнитных токов $j^{a,m}(x', y', z')$ обычно используется ряд стандартных упрощающих предположений. Первое из них состоит в том, что излучающая система исследуемой антенны располагается в неограниченном однородном пространстве¹. В этом случае, как известно из электродинамики, векторный потенциал в произвольной точке наблюдения $P(x, y, z)$ определяется выражением

$$A^{a,m}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_V j^{a,m}(x', y', z') \frac{\exp(-jk|r|)}{|r|} dV, \quad (1-11)$$

где $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ — расстояние между точками наблюдения $P(x, y, z)$ и интегрирования $Q(x', y', z')$, а V — объем, занимаемый токами излучающей системы. Выражение (1-11) представляет собой строгое решение векторных неоднородных уравнений Гельмгольца (1-5). Оно является единственным, поскольку удовлетворяет условию на бесконечности и имеет всюду конечную величину. Последующая подстановка (1-11) в (1-4) позволяет определить векторы полей E и H для любой точки пространства.

Сокращено можно записать:

$$\left. \begin{aligned} E(x, y, z) &= \hat{\mathcal{E}} \{ j^{a,m}(x', y', z') \}; \\ H(x, y, z) &= \hat{\mathcal{H}} \{ j^{a,m}(x', y', z') \}, \end{aligned} \right\} \quad (1-12)$$

где $\hat{\mathcal{E}} \{ \}$ и $\hat{\mathcal{H}} \{ \}$ — векторные интегро-дифференциальные операторы, задающие последовательность вычислений нужных компонентов поля. Операторы $\hat{\mathcal{E}} \{ \}$ и $\hat{\mathcal{H}} \{ \}$ ставят в соответствие заданному распределению токов в области V распределение полей E и H .

в пространстве. Эти операторы являются строгими и применимы при любых взаимных расположениях точек источников $Q(x', y', z')$ и точек наблюдения $P(x, y, z)$. Однако, идя по такому пути, как правило, не удается получить простых замкнутых выражений даже для сравнительно простых излучающих систем. В связи с этим в теории антенн приходится прибегать к дальнейшим упрощающим предположениям, связанным с разбиением окружающего антенну пространства на *дальнюю, промежуточную и ближнюю зоны*.

Введем сферическую систему координат R, θ, φ , центр O которой помещен внутри излучающей системы (рис. 1-1, а). Точки $Q(x', y', z')$ и $P(x, y, z)$ будут изображать соответственно текущую точку интегрирования внутри излучающей системы и точку наблюдения.

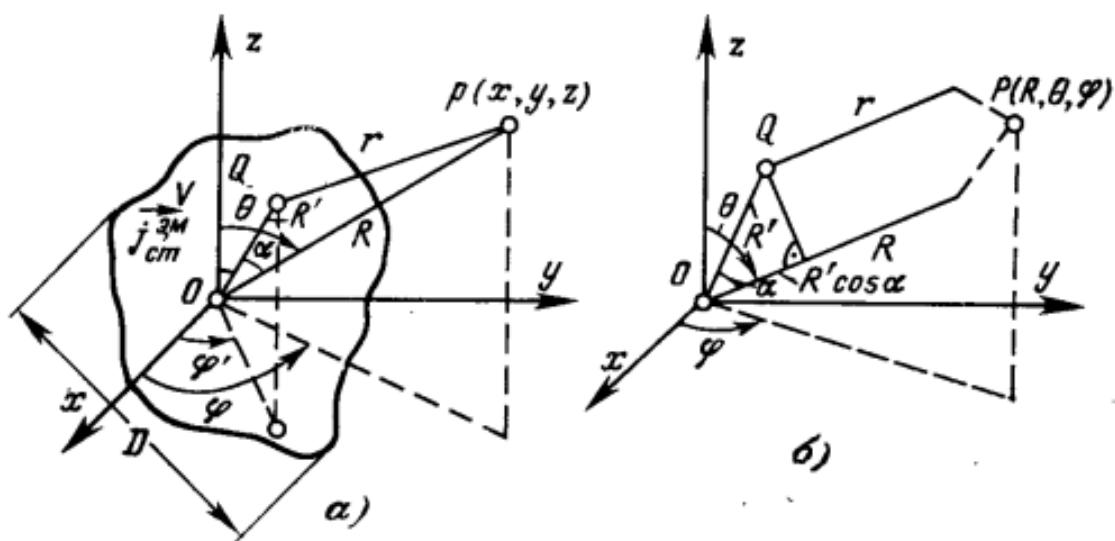


Рис. 1-1. К расчету электромагнитных полей излучающих систем.
а — общий случай; б — точка наблюдения в дальней зоне.

ния в окружающей однородной среде. Расстояние r , входящее в показатель экспоненты и в знаменатель подынтегрального выражения (1-11), равно:

$$r = \overline{QP} = \sqrt{R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \alpha}, \quad (1-13)$$

где α — угол между направлениями OQ и OP .

Если $R > R'$, т. е. точка наблюдения P находится на достаточноном удалении от объема V , занятого токами излучающей системы, то расстояние r можно приближенно представить в виде ряда по возрастающим степеням отношения R'/R :

$$r = R \left[1 - \frac{R'}{R} \cos \alpha + \frac{R'^2}{2R^2} (1 - \cos^2 \alpha) + \frac{R'^3}{2R^3} \cos \alpha (1 - \cos^2 \alpha) + \dots \right]. \quad (1-14)$$

Пусть $R \gg R'$, что соответствует наиболее важной для теории антенн *дальней зоне*. При этом в формуле (1-11) возможны следующие упрощения:

1. Величина r в знаменателе подынтегрального выражения принимается приближенно равной R , т. е. полагается $r = R$. Таким образом, множитель $1/R$ можно вынести из-под знака интеграла.

2. Величина r в мнимом показателе экспоненты подынтегральной функции полагается равной

$$r \approx R - R' \cos \alpha, \quad (1-15)$$

что соответствует отбрасыванию в ряде (1-14) членов выше первой степени. Благодаря этому приближению функция $\exp(-jkR)$ также выносится из-под знака интеграла.

Более аккуратный подход к замене r на приближенное выражение в показателе мнимой экспоненты объясняется тем, что здесь величина отбрасываемых членов должна быть мала не по сравнению с остающимися, а по сравнению с периодом мнимой экспоненты 2π . Фактически использование второго предположения и формулы (1-15) означает, что лучи, проведенные в точку наблюдения дальней зоны из начала координат и из текущей точки интегрирования в объеме V , считаются параллельными (рис. 1-1,б). Добавок $R' \cos \alpha$ к величине R носит название *разности хода лучей*, учитывающей относительное запаздывание сферических волн, приходящих в бесконечно удаленную точку наблюдения P от двух элементарных источников, располагающихся в начале координат и в текущей точке интегрирования $Q(x', y', z')$.

$$\begin{aligned} R' \cos \alpha &= x' \sin \theta \cos \varphi + y' \sin \theta \sin \varphi + z' \cos \theta = \\ &= R' [\sin \theta \sin \theta' \cos (\varphi - \varphi') + \cos \theta \cos \theta']. \end{aligned} \quad (1-18)$$

Использование сформулированных выше упрощений пп. 1 и 2 в формуле (1-11) приводит к асимптотической формуле для векторного потенциала в дальней зоне:

$$A_{\infty}^{\text{э.м}}(R, \theta, \varphi) = \frac{\exp(-jkR)}{4\pi R} \int_V \mathbf{j}_{\text{э.м}}(x', y', z') \exp(jkR' \cos \alpha) dV. \quad (1-19)$$

Здесь нижний индекс ∞ показывает, что это выражение справедливо при $R \rightarrow \infty$. Граница применимости формулы (1-19) будет найдена несколько позже.

Как следует из (1-18), величина интеграла в (1-19) зависит только от угловых координат точки наблюдения θ, φ .

Подставляя (1-19) в (1-4) с учетом (1-20) и пренебрегая членами, имеющими радиальную зависимость $1/R^2$ и $1/R^3$ в соответствии с определением дальней зоны, после ряда тождественных преобразований получаем:

$$\left. \begin{aligned} E_{\theta} &= \frac{-j2\pi}{\lambda} [W A_{\theta\infty}^{\text{э}} + A_{\varphi\infty}^{\text{м}}], & H_{\varphi} &= \frac{E_{\theta}}{W}; \\ E_{\varphi} &= \frac{-j2\pi}{\lambda} [W A_{\varphi\infty}^{\text{э}} - A_{\theta\infty}^{\text{м}}], & H_{\theta} &= \frac{-E_{\varphi}}{W}; \\ E_R &= 0, & H_R &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1-21)$$

где $W = \sqrt{\mu_a/\epsilon_a}$ — волновое сопротивление среды; λ — длина волны в среде, т. е. $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon \mu}$, λ_0 — длина волны генератора, ϵ и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости.

Чаще всего в практических расчетах вычисление интегралов типа (1-19) удобно производить через декартовы составляющие

$$A_{x,y,z,\infty}^{e,m} = \frac{\exp(-jkR)}{4\pi R} \int_V j_{x,y,z}^{e,m} \exp[jk(x' \sin \theta \cos \varphi + y' \sin \theta \sin \varphi + z' \cos \theta)] dx' dy' dz', \quad (1-22)$$

переходя впоследствии к сферическим координатам с помощью соотношений

$$\begin{aligned} A_\theta &= A_x \cos \theta \cos \varphi + A_y \cos \theta \sin \varphi - A_z \sin \theta; \\ A_\varphi &= -A_x \sin \varphi + A_y \cos \varphi. \end{aligned} \quad (1-23)$$

Сформулируем главные свойства электромагнитного поля излучающей системы в дальней зоне:

1. Поле дальней зоны имеет поперечный характер, т. е. составляющие векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в направлении распространения отсутствуют.

2. Векторы полей \mathbf{E} и \mathbf{H} имеют в общем случае по два компонента E_θ , E_φ и H_θ , H_φ . Так как компоненты E_θ и E_φ могут быть сдвинуты по фазе один относительно другого, то вектор \mathbf{E} (а также

Установим теперь, на каком расстоянии от излучающей системы можно пользоваться формулами (1-19) и (1-21) для расчета полей, т. е. найдем границу дальней зоны. Основное упрощение, которое использовалось, заключалось в замене точного выражения

$$r = \sqrt{R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \alpha}$$

приближенным $r \approx R - R' \cos \alpha$. Как уже отмечалось выше, это можно делать в том случае, когда возникающая фазовая ошибка в показателе подынтегральной экспоненты в (1-11) мала по сравнению с 2π . Эта ошибка с учетом разложения (1-14) приближенно равна:

$$k \{ \sqrt{R^2 + R'^2 - 2RR' \cos \alpha} - (R - R' \cos \alpha) \} \approx \frac{kR'^2 \sin^2 \alpha}{2R}. \quad (1-27)$$

Так как максимальное значение R' составляет примерно половину наибольшего размера излучающей системы D (см. рис. 1-1), то наибольшая величина фазовой ошибки может составлять $kD^2/8R$. Эта величина должна быть ограничена условием

$$\frac{kD^2}{8R} \leq \frac{2\pi}{N}, \quad (1-28)$$

где N — достаточно большое число, принимаемое обычно равным 16 (допустимая фазовая ошибка $22,5^\circ$). Разрешая (1-28) относительно R при $N=16$, получаем некомое неравенство

$$R \geq \frac{2D^2}{\lambda} \quad (1-29)$$

определяющее область, занимаемую дальней зоной излучающей системы. При увеличении размера излучающей системы в длинах волн граница дальней зоны быстро отодвигается. Если $D/\lambda=10$, то дальнняя зона начинается с расстояний $R>200\lambda$, а при $D/\lambda=100$ начало дальней зоны соответствует расстоянию $20\,000\lambda$.

Поскольку диаграммы направленности антенн определяют угловую зависимость полей излучения именно в дальней зоне, то выполнение условия (1-29) является важным требованием при экспериментальном снятии диаграмм направленности с помощью пробной приемной антенны, перемещаемой по сферической поверхности вокруг исследуемой антенны.

При расстояниях $R<2D^2/\lambda$ дальнняя зона излучающей системы плавно переходит в промежуточную зону, иногда называемую

областью Френеля. При расчете полей излучающих систем в промежуточной зоне делаются следующие упрощения:

Таким образом, в промежуточной зоне векторные потенциалы определяются по формуле:

$$A_{\text{Френ}}^{e,m}(R, \theta, \varphi) = \frac{\exp(-jkR)}{4\pi R} \int_V \mathbf{j}^{e,m}(x', y', z') \times \\ \times \exp\left\{jk\left[R' \cos\alpha - \frac{R'^2}{2R}(1 - \cos^2\alpha)\right]\right\} dV, \quad (1-31)$$

где разность хода $R' \cos\alpha$ по-прежнему определяется формулами (1-18).

3. При выполнении операций пространственного дифференцирования (1-20) в процессе вычисления компонент поля по правилам (1-4) отбрасываются все члены, имеющие радиальную зависимость $1/R^2$ и $1/R^3$, аналогично тому, как это делалось при вычислении полей дальней зоны. Следовательно, компоненты векторов поля \mathbf{E} и \mathbf{H} в промежуточной зоне могут быть найдены по формулам (1-21) с заменой в них векторных потенциалов $A_{\infty}^{e,m}$ на векторные потенциалы $A_{\text{Френ}}^{e,m}$ согласно (1-31).

В целом электромагнитное поле излучающей системы в промежуточной зоне носит более сложный характер по сравнению с полем дальней зоны. Основные свойства поля промежуточной зоны характеризуются следующим. Сформулированные выше свойства в пп. 1, 2 и 3, относящиеся к полю дальней зоны, о поперечном характере поля, о его поляризации и о локальном подобии поля в окрестности любой точки наблюдения плоской электромагнитной волны, сохраняются неизменными. Однако зависимость поля от расстояния уже не имеет характера сферической волны $\exp(-jkR)/R$, так как расстояние R дополнительно входит в показатель степени подынтегральной экспоненты в (1-31). Расчеты показывают, что из-за этого в промежуточной зоне на монотонное убывание поля по закону $1/R$ накладывается осциллирующее затухающее колебание. Наконец, угловое распределение составляющих векторов поля оказывается зависящим от расстояния R , т. е. диаграммы направленности излучающей системы в промежуточной зоне искажаются.

Анализ точности приближения промежуточной зоны показывает, что расстояние R должно находиться в пределах

$$\frac{D}{4} + \frac{D}{2} \left(\frac{D}{\lambda} \right)^{1/3} \leq R \leq \frac{2D^2}{\lambda}, \quad (1-32)$$

где D — максимальный размер излучающей системы.

Величина $D/4$ в левой части неравенства играет роль только для антенн малых в сравнении с длиной волны размеров и учитывает амплитудную ошибку, возникающую в этих случаях в связи с заменой $1/r \rightarrow 1/R$ с последующим вынесением $1/R$ из-под знака интеграла в (1-11). При $D=10\lambda$ промежуточная зона занимает область расстояний $13,5\lambda \leq R \leq 200\lambda$. С увеличением размера антennы промежуточная зона расширяется и при $D=100\lambda$ она уже занимает область расстояний $250\lambda \leq R \leq 20000\lambda$.

Более строгое рассмотрение говорит о том, что границы промежуточной и дальней зон излучающей системы оказываются функциями не только расстояния R , но и углов наблюдения. Они зависят также от формы области, занимаемой излучающими токами, и от характера распределения возбуждающих токов.

На расстояниях $R < \frac{D}{4} + \frac{D}{2} \left(\frac{D}{\lambda} \right)^{1/3}$ располагается *ближняя зона* излучающей системы. В этой зоне электромагнитное поле носит сложный характер и при его расчете необходимо пользоваться строгими операторами (1-12), эквивалентными выражениями (1-11) и (1-4). В ближней зоне в общем случае присутствуют все компоненты поля, зависимость поля от расстояния носит нерегулярный характер, вектор Пойнтинга является комплексным и по направлению может не совпадать с радиусом-вектором R . В ближней зоне излучающей системы всегда находится некоторый запас электромагнитной энергии, как правило, затрудняющий хорошее согласование входа антенны в широкой полосе частот.

4. Основные параметры и характеристики антенн.

Первичные:

1. Функция направленности антенны (диаграмма направленности)

Входящая в (7.11) комплексная векторная нормированная диаграмма направленности $\dot{F}(\theta, \varphi)$ характеризует угловое распределение поля, а также его поляризационные и фазовые свойства. При задании этой важнейшей характеристики антенны следует обязательно оговаривать положение начала координат, относительно которого ведется отсчет разности фаз. В самом общем случае функция $\dot{F}(\theta, \varphi)$ состоит из произведения трех сомножителей

$$\dot{F}(\theta, \varphi) = \dot{F}(\theta, \varphi) \dot{\mathbf{p}}(\theta, \varphi) e^{j\Phi(\theta, \varphi)}, \quad (7.12)$$

описывающих соответственно амплитудную, поляризационную и фазовую структуры поля дальней зоны антенны. Рассмотрим последовательно сомножители выражения (7.12).

Амплитудная диаграмма направленности по полю $F(\theta, \varphi)$. Эта вещественная положительная функция нормируется таким образом, что $\max F(\theta, \varphi) = 1$. Очевидно, что квадрат $F^2(\theta, \varphi)$ совпадает с нормированным угловым распределением вектора Пойнтинга, определенным соотношением (7.9).

Амплитудная ДН антенны может быть получена как расчетным, так и экспериментальным путем. Для ее наглядного представления привлекают различные способы графического изображения. При этом пользуются представлением об амплитудной ДН как о поверхности, соединяющей концы радиальных векторов, исходящих из начала координат и имеющих в каждом направлении длину, равную в заданном масштабе значению функции $F(\theta, \varphi)$. Наиболее часто встречаются тороидальные, игольчатые, веерные и косекансные диаграммы направленности.

Поляризационные свойства. Векторный сомножитель $\dot{\mathbf{p}}(\theta, \varphi)$ в (7.12) представляет собой единичный вектор поляризации с двумя компонентами, ориентированными по базисным ортам сферической системы координат:

$$\dot{\mathbf{p}}(\theta, \varphi) = \mathbf{i}_\theta \dot{p}_\theta(\theta, \varphi) + \mathbf{i}_\varphi \dot{p}_\varphi(\theta, \varphi) = (\mathbf{i}_\theta, \mathbf{i}_\varphi) \begin{pmatrix} \dot{p}_\theta \\ \dot{p}_\varphi \end{pmatrix} = \langle \mathbf{i} \dot{\mathbf{p}} \rangle. \quad (7.13)$$

Модуль вектора $\dot{\mathbf{p}}$ равен единице независимо от направления, т. е. $|\dot{p}_\theta|^2 + |\dot{p}_\varphi|^2 = 1$. Компоненты \dot{p}_θ и \dot{p}_φ показывают соотношение между вертикальной и горизонтальной составляющими поля в дальней зоне антенны в выбранном направлении, а также фазовый сдвиг между ними.

Фазовая характеристика антенны. Минимый показатель степени $\Phi(\theta, \phi)$ в третьем сомножителе формулы (7.12) носит название *фазовой характеристики направленности* антенны по главной поляризации излучения. Функция $\Phi(\theta, \phi)$ характеризует изменение фазового сдвига компонента главной поляризации при перемещении точки наблюдения по поверхности большой сферы радиуса R с центром в начале выбранной системы координат и, таким образом, существенно зависит от этого выбора.

2. Сопротивление излучения. Его не измерить, оно он нужен для понимания того, как антenna взаимодействует с сопротивлением свободного пространства.

$$P_{\text{изл.}} = \frac{1}{2} |I_a^2| R_{\text{и.}}$$

3. Входное сопротивление антенны – для согласования.

4. КПД – отношение $P_{\text{изл}}$ к $P_{\text{подводимо.}}$ $P_{\text{потеря}}$ возникают из-за протекания токов по конструкции антенны.

$$\eta = \frac{P_{\text{изл}}}{P_{\text{потеря}} + P_{\text{изл}}} = \frac{R_{\text{изл}}}{R_{\text{потеря}} + R}$$

5. Мощность пробоя.

Вторичные параметры:

1. Форма ДН – геометрическая фигура, которая описывается концом радиус-вектора, проведённого из начала системы координат в точку, которая нас интересует. ДН – доля излучаемой мощности, поэтому за главное направление считается направление максимального излучения.

Характерной особенностью тороидальной ДН (рис. 7.4, а) является почти равномерное излучение в плоскости, перпендикулярной оси тороида. Область применения антенн с тороидальными ДН – радиосвязь, радионавигация и радиовещание. Игольчатые ДН имеют на фоне многих боковых лепестков ярко выраженный главный лепесток почти симметричной формы (рис. 7.4, б). В *веерных* ДН (рис. 7.4, в) ширина главного лепестка в двух взаимно перпендикулярных плоскостях сильно отличается. Антенны с иголь-

чатыми и веерными ДН применяют в радиолокационных станциях (РЛС) и связных радиосистемах. В *косекансных* ДН веерный главный лепесток имеет несимметричную форму (рис. 7.4, г), причем его рабочая часть в одной из плоскостей (обычно вертикальной) определяется уравнением $F(\theta) = \text{ cosec } \theta$, а в другой плоскости лепесток симметричен и имеет малую ширину. Косекансные ДН предпочтительны для самолетных РЛС обзора земной поверхности

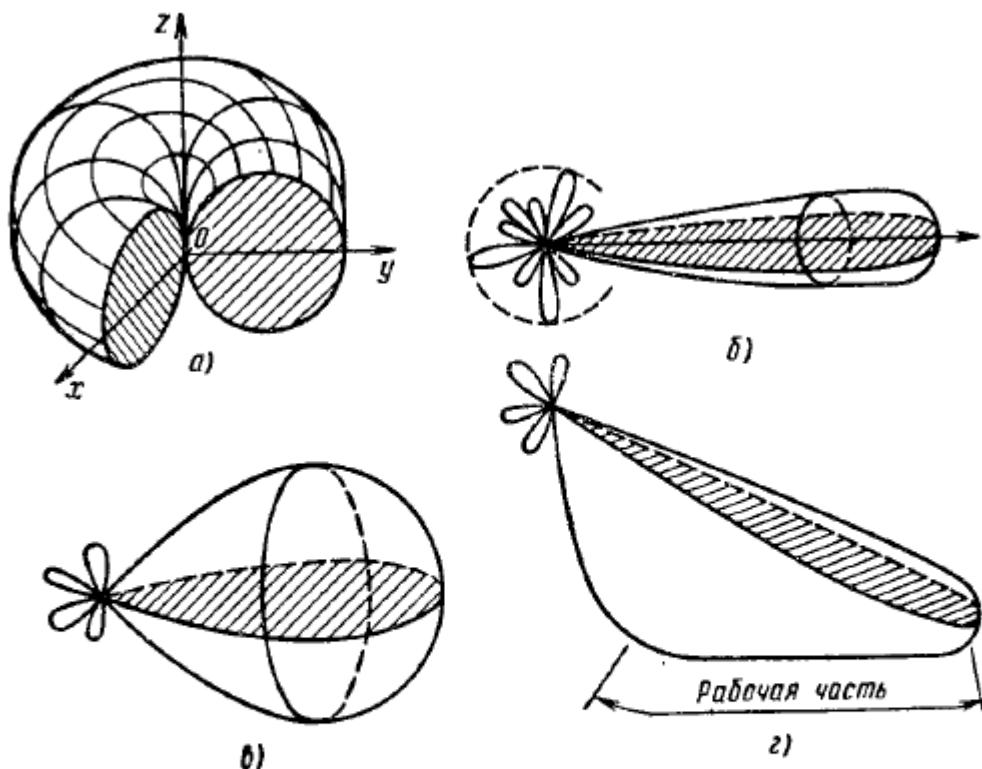


Рис. 7.4. Виды диаграмм направленности

и для наземных РЛС наблюдения за воздушной обстановкой. Рабочая часть косекансной ДН обеспечивает примерно одинаковую интенсивность отраженных сигналов при различных наклонных дальностях до цели.

2. Ширина ДН – считается или по уровню половинной мощности,

или по уровню $0,707 (\frac{U_{max}}{\sqrt{2}})$

Ширина луча и уровень боковых лепестков. Помимо КНД, направленные свойства антенны оценивают также углом раствора главного лепестка ДН в какой-либо плоскости при заданном уровне относительной мощности. Этот угол называют *шириной луча* в соответствующей плоскости. Чаще всего используется определение ширины луча $\Delta\theta$ на уровне половинной мощности (уровень 0,707 по полю, или -3 дБ) относительно главного максимума излучения. Реже пользуются определением ширины луча «по нулям» $\Delta\theta_0$, т. е. угловым расстоянием между минимумами излучения.

Наряду с шириной луча очень важным параметром является *уровень боковых лепестков* антенны. Чаще всего уровень боковых лепестков характеризуют максимумом наибольшего бокового лепестка по отношению к значению главного максимума. При сложной поляризационной структуре поля уровень боковых лепестков находят как по основной, так и по паразитной составляющим вектора поляризации. Ширина луча и уровень боковых лепестков антенны являются параметрами, определяющими разрешающую способность и помехозащищенность радиосистем. Поэтому в технических заданиях на разработку антенн этим параметрам уделается большое значение. Их значения контролируют при вводе антенн в эксплуатацию и периодически проверяют в процессе эксплуатации.

3. Уровень боковых и задних лепестков ДН.



Рис. – Относится и к пункту 2 и к пункту 3 вторичных параметров.

4. Коэффициент направленного действия антенны описывает свойство антенны концентрировать мощность в какой-то области, пространства в каком-то направлении.

Измеряют $P_{изл}$ и P в заданной точке наблюдения, а затем вместо реальной антенны ставят виртуальную изотропную (свойства не изменяются в пространстве) антенну.

КНД - во сколько раз нужно увеличить мощность изотропного излучателя, чтобы в заданной точке пространства получить такую же

принимаемую мощность, как от реальной антенны.

Коэффициент направленного действия. Степень концентрации излучения в направлении максимума амплитудной ДН оценивается коэффициентом направленного действия (КНД). Этот параметр, введенный в теорию антенн в 1929 г. советским ученым А. А. Пистолькорсом, показывает отношение модуля вектора Пойнтинга в направлении максимального излучения на удалении R в дальней зоне к среднему модулю вектора Пойнтинга на поверхности сферы того же радиуса, охватывающей антенну:

$$D_{\max} = \Pi_{\max}/\Pi_{\text{ср}} \text{ при } R = \text{const} \rightarrow \infty. \quad (7.17)$$

Существует и другое определение КНД, согласно которому этот параметр антенны показывает, во сколько раз должна быть увеличена излучаемая мощность при замене направленной антенны на абсолютно не направленную гипотетическую изотропную антенну при условии сохранения постоянного модуля вектора Пойнтинга в точке наблюдения. Таким образом, подчеркивается, что увеличение КНД антенны эквивалентно как бы возрастанию мощности передатчика. Заметим, что изотропная антenna с ДН $F^2(\theta, \varphi) = 1$ и с постоянной поляризацией излучения является физически нереализуемой. Доказано, что в поле излучения реальной антенны либо имеется направление нулевого излучения, либо поляризация существенно зависит от направления и коэффициент эллиптичности принимает любые значения: $-1 \leq r \leq 1$.

Излучаемая направленной антенной мощность пропорциональна интегралу

$$P_{\text{з}} = A \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega, \quad d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi,$$

где A — коэффициент пропорциональности. Интегрирование ведется в пределах полного телесного угла $\Omega = 4\pi$, т. е. от 0 до 2π по φ и от 0 до π по θ . Если антenna представляет гипотетический изотропный излучатель с ДН $F^2(\theta, \varphi) = 1$, то ее мощность излучения

$$P_{\text{из}} = A \oint_{\Omega=4\pi} 1 \cdot d\Omega = 4\pi A.$$

Пользуясь вторым определением КНД, для направления максимального излучения [$F^2_{\max}(\theta_0, \varphi_0) = 1$] получаем

$$D_{\max} = P_{\text{из}}/P_{\text{з}} = 4\pi / \oint_{\Omega=4\pi} F^2(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (7.18)$$

В дальнейшем всегда будем определять КНД антенн для направления максимального излучения, однако для сокращения записи индекс «зах» будем опускать. Для других направлений КНД также существует и определяется формулой

$$D(\theta, \varphi) = DF^2(\theta, \varphi).$$

В жизни нельзя измерить мощность антennы, потому что при введении объекта в плоскость ее излучения искажается поле. На практике измеряют не излучаемую мощность, а подводимую. В жизни измеряют не КНД, а

коэффициент усиления (КУ). Для него та же формулирования, что и для КНД, но мощность не излучаемая, а подводимая.

$$\text{КНД} = \text{КУ} \bullet \text{КП},$$

5. Эффективная площадь антенны - площадь эквивалентной плоской антенны с равномерным амплитудно-фазовым распределением, обладающей тем же максимальным значением коэффициента направленного действия, что и данная антенна.

5. Векторный потенциал и структура поля элементарного

1-3. ДИПОЛЬ ГЕРЦА И ЕГО ПАРАМЕТРЫ

Простейшим элементарным излучателем является электрический диполь Герца с моментом тока $I^a l$. Он представляет собой идеализированную модель реальной антенны в виде отрезка провода длиной l , малой по сравнению с длиной волны, оканчивающегося на концах металлическими шарами (рис. 1-2). Вследствие малости l распределение электрического тока вдоль провода принимается неизменным и равным I^a . Такое распределение тока может иметь место только при наличии сосредоточенных

зарядов на концах диполя, т. е. на шарах, как этого требует закон сохранения электричества. Хотя такая антenna сама по себе и не используется на практике, изучение ее свойств оказывается полезным, поскольку большинство сложных проволочных антенн может быть представлено в виде суперпозиции ряда коротких элемен-

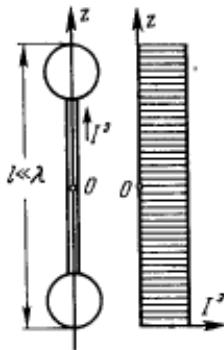


Рис. 1-2. Диполь Герца.

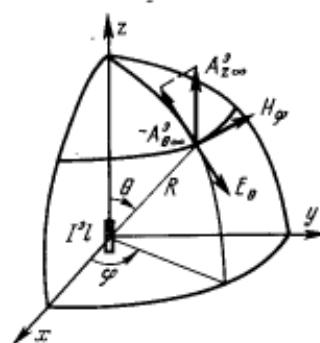


Рис. 1-3. Сферическая система координат.

тов, каждый из которых является элементарным диполем.

Поместим диполь в начало сферической системы координат (рис. 1-3) и вычислим его электромагнитное поле в дальней зоне по формулам (1-21)–(1-23). Векторный потенциал электрических токов диполя будет иметь единственную составляющую $A_{z\infty}^a$, равную:

$$A_{z\infty}^a = \frac{I^a \exp(-jkR)}{4\pi R} \int_{-l/2}^{l/2} \exp(jkz' \cos \theta) dz' \approx \frac{I^a l \exp(-jkR)}{4\pi R}, \quad (1-33)$$

так как экспонента с разностью хода под интегралом ввиду малости диполя по сравнению с длиной волны (т. е. $kl \ll 1$) может быть заменена на единицу. Переходя к сферической составляющей векторного потенциала

$A_{\theta\infty}^a = -A_{z\infty}^a \sin \theta$ и применяя (1-21), находим:

$$\left. \begin{aligned} E_\theta &= -\frac{j2\pi}{\lambda} W A_{\theta\infty}^a = \frac{jI^a W}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}; \\ H_\varphi &= \frac{E_\theta}{W} = \frac{jI^a}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}. \end{aligned} \right\} \quad (1-34)$$

Из выражений (1-34) следует, что:

1) диполь Герца излучает бегущие волны, удаляющиеся на бесконечность со скоростью света в данной среде;

2) вектор \mathbf{E} лежит в меридиональной плоскости, проходящей через ось диполя, а вектор \mathbf{H} лежит в азимутальной плоскости. Следовательно, диполь излучает волны линейной поляризации;

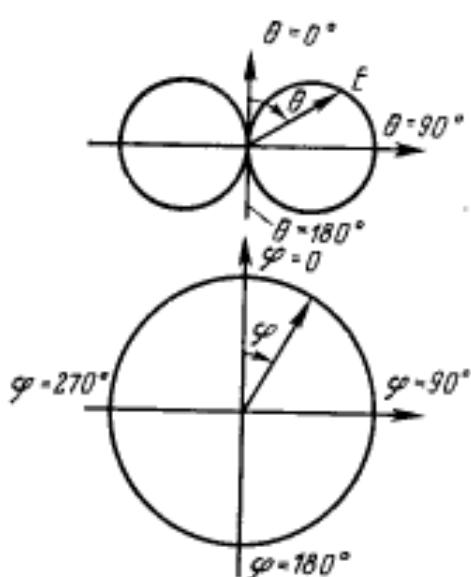
3) поверхности равных фаз этих волн представляют сферы, центры которых совпадают с центром диполя, т. е. диполь имеет фазовый центр, совпадающий с его серединой.

Величины напряженности электрического и магнитного полей диполя зависят от угла наблюдения θ . Вследствие осевой симметрии поле от угла наблюдения φ не зависит. В меридиональной плоскости (в плоскости вектора \mathbf{E}) диаграмма направленности диполя представляет собой синусоиду, построенную в полярной системе координат (рис. 1-4). Эта кривая условно может быть названа «восьмеркой». В азимутальной плоскости (в плоскости вектора \mathbf{H}) диаграмма направленности диполя является окружностью. Таким образом, диполь Герца излучает максимум энергии в направлении, перпендикулярном своей оси, а вдоль оси антенны излучение равно нулю.

Рис. 1-4. Диаграмма направленности диполя Герца.

Мощность, излучаемая диполем Герца, определяется интегрированием вектора Пойнтинга по поверхности произвольной сферы в дальней зоне (так называемый метод вектора Пойнтинга):

$$P_s = \frac{1}{2} \int_A [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]_n dA = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{|E_\theta|^2}{W} R^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \\ = \frac{\pi W |I^s|^2}{4} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{\pi W}{3} |I^s|^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1-35)$$



Для вакуума результат приобретает вид:

$$P_{\Sigma} = 40\pi^2 |I^a|^2 \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2, \quad (1-35a)$$

где λ_0 — длина волны генератора.

В теории антенн принято выражать излучаемую мощность через специально вводимый коэффициент — *сопротивление излучения* R_{Σ} .

Величина R_{Σ} вводится на основании определения

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} |I^a|^2 R_{\Sigma}. \quad (1-36)$$

В качестве тока I^a в (1-36) берется его амплитудное значение в какой-либо фиксированной точке излучающей системы, обычно в максимуме распределения. Применительно к диполю Герца из сравнения (1-35) и (1-36) находим:

$$R_{\Sigma_d} = \frac{2\pi W}{3} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2. \quad (1-37)$$

Отсюда для вакуума

$$R_{\Sigma_d} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2, \text{ Ом.} \quad (1-37a)$$

Величина сопротивления излучения антенны важна с точки зрения сопоставления ее с величиной сопротивления омических потерь R_{Π} , определяющего мощность P_{Π} , идущую на нагрев антенны: $P_{\Pi} = \frac{1}{2} |I^a|^2 R_{\Pi}$. При равномерном распределении тока, как это имеет место в диполе Герца, сопротивление потерь равно $R_{\Pi} = R_1 l$, где R_1 — погонное сопротивление проводника, вычисляемое на высокой частоте с помощью теории скин-эффекта, Ом/м.

Если ввести коэффициент полезного действия (к. п. д.) диполя с помощью соотношения

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_{\Pi}} = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_{\Pi}} = \frac{(l/\lambda)}{(l/\lambda) + \frac{3R_1\lambda}{2\pi W}}, \quad (1-38)$$

то видно, что при фиксированной величине омического сопротивления проводника $R_1\lambda$, приходящейся на одну длину волны, увеличение к. п. д. возможно только при удлинении диполя. Если же длина диполя, выполняемого

из реального проводника, уменьшается, то к. п. д. диполя стремится к нулю. Отмеченная тенденция к снижению к. п. д. при уменьшении электрического размера (т. е. размера в долях волны) свойственна всем элементарным излучателям. Следует заметить, что малая величина сопротивления излучения антенны может вести к трудностям ее согласования с фидером в рабочей полосе частот.

Степень концентрации излучаемой мощности диполя в его экваториальной плоскости можно оценить с помощью специального параметра — *коэффициента направленного действия* (КНД), введенного в теорию антенн советским ученым А. А. Пистолькорсом в 1929 г. КНД антennes определяется как отношение величины вектора Пойнтинга в данном направлении к средней величине вектора Пойнтинга $S_{ср}$ на поверхности полной сферы, охватывающей антенну (при одинаковом расстоянии R в обоих случаях)¹. Для направления максимального излучения КНД определяется соотношением

$$D_{\max} = \frac{S_{\max}}{S_{ср}}. \quad (1-39)$$

Поскольку очевидно, что $S_{ср} = P_{\Sigma}/4\pi R^2$, а $S_{\max} = |E_{\max}|^2/2W$, то формула для расчета КНД принимает следующий вид:

$$D_{\max} = \frac{|E_{\max}|^2 2\pi R^2}{WP_{\Sigma}} \quad (1-40)$$

или в случае вакуума (формула М. С. Неймана):

$$D_{\max} = \frac{|E_{\max}|^2 R^2}{60P_{\Sigma}}. \quad (1-40a)$$

Подстановка (1-35) в (1-40) с учетом $|E_{\max}| = \frac{l^2 W}{2R} \left(\frac{l}{\lambda}\right)$ приводит к результату $D_{\max} = 3/2$. Итак,

КНД диполя Герца в направлении максимального излучения равен 1,5 и не зависит от отношения l/λ .

Величина КНД может быть также рассчитана через диаграмму направленности антены. В самом деле, если известна нормированная характеристика направленности антены по мощности $F^2(\theta, \phi)$, то вектор Пойнтинга в на-

¹ Более подробное определение КНД с учетом поляризационных свойств излучающей системы будет дано в гл. 4.

правлении максимального излучения будет пропорционален $1/R^2$, а величина излучаемой мощности с тем же коэффициентом пропорциональности будет равна:

$$P_{\Sigma} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) R^2 \sin \theta d\theta d\varphi.$$

С помощью исходного определения КНД (1-39) получаем:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}. \quad (1-41)$$

Для диполя Герца согласно (1-34) нормированная диаграмма направленности по мощности имеет вид $F^2(\theta, \varphi) = \sin^2 \theta$ и подстановка этой функции в (1-41) вновь приводит к величине КНД, равной 1,5. Таким образом, КНД действительно является мерой направленных свойств антенны и зависит только от формы ее характеристики направленности.

2. Элементарный магнитный излучатель

1-4. МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬ. ПРИНЦИП ВЗАИМОЗАМЕНЯЕМОСТИ ПОЛЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ТОКОВ

Пусть теперь возбуждающий ток представляет собой магнитный диполь с моментом $I^M l$, расположенный в начале координат и направленный вдоль оси z (рис. 1-5). Как выяснится впоследствии, изучение электромагнитного поля такого источника имеет важное значение для анализа щелевых антенн. Векторный потенциал магнитного диполя согласно (1-22) будет иметь единственную составляющую $A_{z\infty}^M$, равную

$$A_{z\infty}^M = \frac{I^M \exp(-jkR)}{4\pi R} \int_{-l/2}^{l/2} \exp(jkz' \cos \theta) dz' \approx \frac{I^M l \exp(-jkR)}{4\pi R} \quad (1-42)$$

(экспонента в подынтегральном выражении заменена на единицу, поскольку $kl \ll 1$). Переходя к сферической составляющей векторного потенциала $A_{\theta\infty}^M = -A_{z\infty}^M \sin \theta$ и

применяя (1-21), находим:

$$E_\varphi = \frac{j2\pi}{\lambda} A_{\theta\infty}^m = -\frac{jI^m}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (1-43)$$

$$H_\theta = -\frac{E_\varphi}{W} = \frac{jI^m}{2W} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}.$$

Таким образом, магнитный диполь, так же как и электрический, излучает сферические волны, удаляющиеся на бесконечность со скоростью света в данной среде. Диаграмма направленности магнитного диполя совпадает с диаграммой направленности электрического диполя,

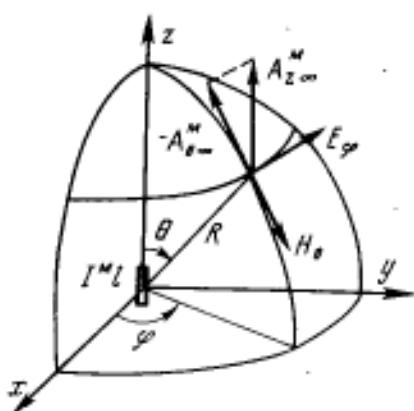


Рис. 1-5. Магнитный диполь.

т. е. излучение по-прежнему максимально в экваториальной плоскости, КНД равен 1,5, и в направлении своей оси магнитный диполь не излучает. Однако если в случае электрического диполя в меридиональной плоскости находятся электрические силовые линии, то в случае магнитного диполя в этой плоскости находятся магнитные силовые линии.

При сопоставлении полей излучения электрического

и магнитного диполей, даваемых формулами (1-34) и (1-43), нетрудно установить следующее. Если момент тока электрического диполя численно равен моменту тока магнитного диполя и противоположен ему по знаку, то магнитное поле электрического диполя численно равно электрическому полю магнитного диполя. Электрическое поле электрического диполя при этом численно отличается от магнитного поля магнитного диполя в $-W^2$ раз.

Это свойство является частным случаем принципа взаимозаменяемости (или дуальности) полей, возбуждаемых электрическими или магнитными токами с одинаковыми законами распределения в пространстве. В самом деле, электромагнитное поле E_1, H_1 сторонних объемных электрических токов J_{ext}^3 удовлетворяет неоднородным

уравнениям Максвелла:

$$\left. \begin{array}{l} \operatorname{rot} \mathbf{H}_1 = j\omega \epsilon_a \mathbf{E}_1 + \mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{в}}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_1 = -j\omega \mu_a \mathbf{H}_1. \end{array} \right\} \quad (1-44)$$

С другой стороны, электромагнитное поле \mathbf{E}_2 , \mathbf{H}_2 , возбуждаемое сторонними объемными магнитными токами $\mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{в}}$, удовлетворяет неоднородным уравнениям Максвелла:

$$\left. \begin{array}{l} \operatorname{rot} \mathbf{H}_2 = j\omega \epsilon_a \mathbf{E}_2; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_2 = -j\omega \mu_a \mathbf{H}_2 - \mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{в}}. \end{array} \right\} \quad (1-45)$$

Если теперь предположить, что в (1-44) распределение сторонних токов $\mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{в}}$ заменено на $-j_{\text{ст}}^{\text{в}}$, то неоднородные уравнения (1-44) точно превратятся в (1-45), если одновременно будут сделаны следующие замены:

$$\left. \begin{array}{l} \mathbf{E}_1 \rightarrow \mathbf{H}_2, \quad \mathbf{H}_1 \rightarrow \mathbf{E}_2, \quad \mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{в}} \rightarrow -\mathbf{j}_{\text{ст}}^{\text{в}}; \\ \epsilon_a \rightarrow -\mu_a, \quad \mu_a \rightarrow -\epsilon_a, \quad W \rightarrow -1/W. \end{array} \right\} \quad (1-46)$$

Следует помнить, что замены полей \mathbf{E} и \mathbf{H} должны одновременно быть сделаны и в граничных условиях.

Например, если в задаче излучения электрических токов на какой-то границе раздела было задано условие $E_t=0$, то после системы замен (1-46) мы получим электромагнитное поле такого же распределения магнитных токов уже при изменившемся граничном условии $H_t=0$. Однако существует большой класс граничных задач электродинамики, в которых замены (1-46) не приводят к нарушению заданных граничных условий. В частности, при заменах (1-46) не нарушаются граничные условия излучения на бесконечности и условия непрерывности тангенциальных составляющих \mathbf{E} и \mathbf{H} на поверхности раздела сред с не равными нулю и конечными значениями проницаемостей ϵ_a и μ_a .

Справедливость сформулированного принципа взаимозаменяемости полей одинаковых излучающих систем из электрических или магнитных токов легко также проверить и по общим формулам (1-19) и (1-21). Принцип взаимозаменяемости полей существенно расширяет область применимости решенных задач расчета излучающих систем.

Мощность излучения магнитного диполя может быть вычислена по методу вектора Пойнтинга аналогично тому, как это было сделано при расчете мощности излучения электрического диполя. Однако для оценки излучательной способности магнитного диполя удобнее воспользоваться не сопротивлением излучения, а проводимостью излучения в соответствии с определением

$$P_E = \frac{1}{2} |I^M|^2 G_E. \quad (1-47)$$

Проделывая выкладки, аналогичные (1-35), получаем:

$$G_{ED} = \frac{2\pi}{3W} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1-48)$$

Из сопоставления (1-48) и (1-37) следует формула

$$G_{ED} = \frac{R_{ED}}{W^2}, \quad (1-49)$$

которая позволяет, зная сопротивление излучения электрического диполя, определить проводимость излучения магнитного диполя, имеющего ту же длину, что и электрический диполь. Соотношение (1-49) является естественным следствием принципа взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов и сохраняет свою справедливость для более сложных излучающих систем равных размеров с одинаковыми распределениями только электрических или только магнитных токов.

Физическим воплощением электрического магнитного диполя могут служить:

- Электрическая рамка

Таким образом, излучение электрической рамки аналогично излучению магнитного диполя. Из сравнения (1-51) и (1-43) находится эквивалентный магнитный момент рамки:

$$I^M = jI_p^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) W \pi a^2 = jI_p^2 k W s, \quad (1-52)$$

где $s = \pi a^2$ — площадь рамки. Таким образом, электрическая рамка малого радиуса действительно может рас-

сматриваться как магнитный диполь с моментом тока (1-52), ось которого совпадает с осью рамки. Рамка создает максимальное излучение с КНД $D_{\max} = 1,5$ в своей плоскости и не излучает электромагнитную энергию вдоль оси. Излученное рамкой поле имеет ту же поляризацию, что и поле магнитного диполя (силовые линии электрического поля представляют собой окружности, соосные с окружностью электрического тока рамки).

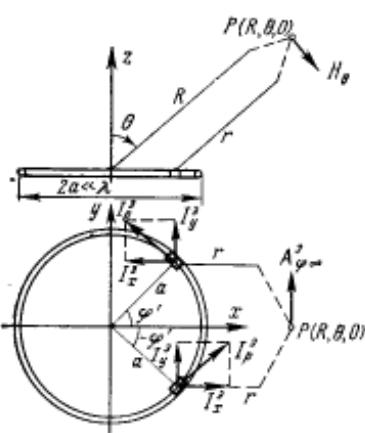


Рис. 1-6. К вычислению поля электрической рамки

- Излучающая щель

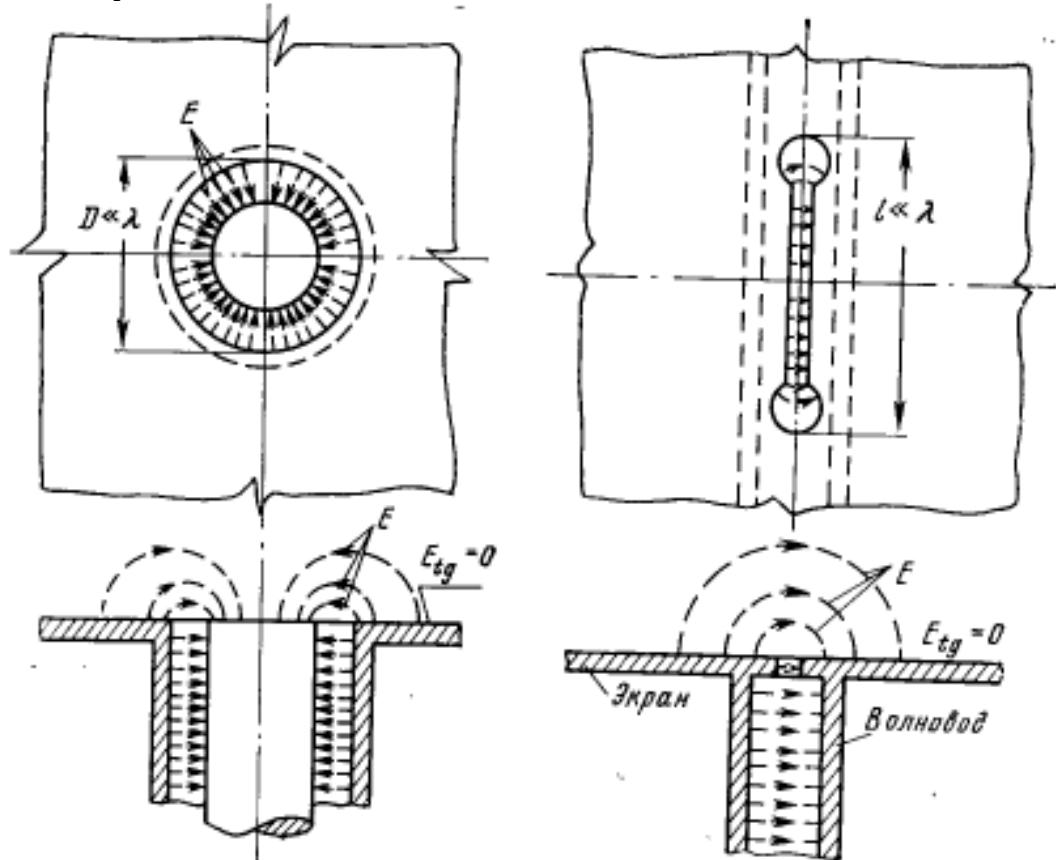


Рис. 1-9. Возбуждение кольцевой щели в экране коаксиальной линией.

Рис. 1-10. Возбуждение щели в экране волноводом.

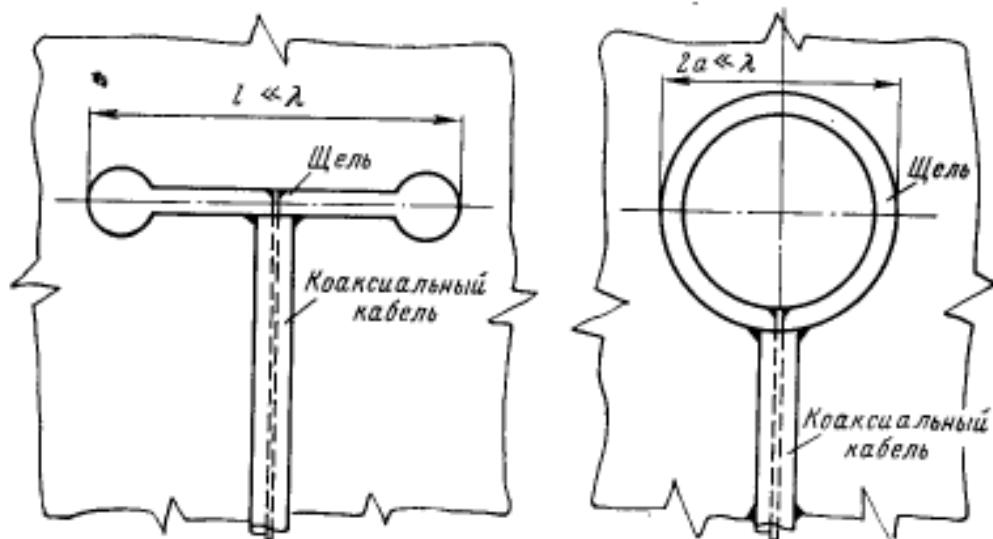


Рис. 1-11. Возбуждение двухсторонних щелей в экране.

в знаменателе из-за сокращения пределов интегрирования до половины полного телесного угла.

Рассмотренные горизонтальная магнитная рамка и горизонтальный магнитный диполь, расположенные на поверхности идеально проводящей неограниченной плоскости, фактически представляют собой излучающие щели, прорезанные в проводящем экране. Практически эти щели могут быть возбуждены при помощи коаксиальной линии и прямоугольного волновода, как это показано на рис. 1-9 и 1-10.

Магнитный ток этих антенн есть не что иное, как разность потенциалов (напряжение) между краями щели. Отношение мощности, излучаемой через щель, к квадрату эффективного значения напряжения в щели определяет собой проводимость излучения элементарной щелевой антенны. Таким образом, проводимость излучения элементарной кольцевой щелевой антенны может быть определена по формуле (1-59), а проводимость излучения элементарной линейной щелевой антенны с равномерным распределением напряжения вдоль щели — по формуле (1-60).

Щели, прорезанные в проводящем экране, могут быть также возбуждены при помощи коаксиального фидера (рис. 1-11). Такие щелевые антенны излучают в оба полупространства и называются *двусторонними щелевыми антennами*, в то время как щелевые антенны, показанные на рис. 1-9 и 1-10, излучают только в одно полупространство и называются *односторонними*. Очевидно, что проводимость излучения двусторонних щелевых антенн в 2 раза больше проводимости излучения соответствующих односторонних щелевых антенн, а КНД двусторонних щелевых антенн в 2 раза ниже КНД соответствующих односторонних щелевых антенн.

6. Элементарные излучатели

1. Элементарный электрический излучатель (диполь Герца)

1-3. ДИПОЛЬ ГЕРЦА И ЕГО ПАРАМЕТРЫ

Простейшим элементарным излучателем является электрический диполь Герца с моментом тока $I^a l$. Он представляет собой идеализированную модель реальной антенны в виде отрезка провода длиной l , малой по сравнению с длиной волны, оканчивающегося на концах металлическими шарами (рис. 1-2). Вследствие малости l распределение электрического тока вдоль провода принимается неизменным и равным I^a . Такое распределение тока может иметь место только при наличии сосредоточенных

зарядов на концах диполя, т. е. на шарах, как этого требует закон сохранения электричества. Хотя такая антenna сама по себе и не используется на практике, изучение ее свойств оказывается полезным, поскольку большинство сложных проволочных антенн может быть представлено в виде суперпозиции ряда коротких элемен-

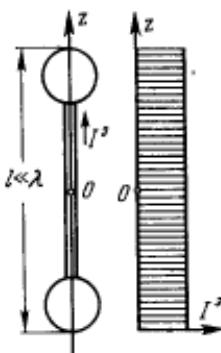


Рис. 1-2. Диполь Герца.

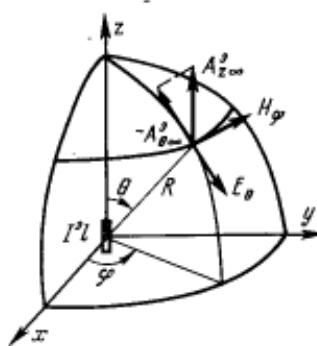


Рис. 1-3. Сферическая система координат.

тов, каждый из которых является элементарным диполем.

Поместим диполь в начало сферической системы координат (рис. 1-3) и вычислим его электромагнитное поле в дальней зоне по формулам (1-21)–(1-23). Векторный потенциал электрических токов диполя будет иметь единственную составляющую $A_{z\infty}^a$, равную:

$$A_{z\infty}^a = \frac{I^a \exp(-jkR)}{4\pi R} \int_{-l/2}^{l/2} \exp(jkz' \cos \theta) dz' \approx \frac{I^a l \exp(-jkR)}{4\pi R}, \quad (1-33)$$

так как экспонента с разностью хода под интегралом ввиду малости диполя по сравнению с длиной волны (т. е. $kl \ll 1$) может быть заменена на единицу. Переходя к сферической составляющей векторного потенциала

$A_{\theta\infty}^a = -A_{z\infty}^a \sin \theta$ и применяя (1-21), находим:

$$\left. \begin{aligned} E_\theta &= -\frac{j2\pi}{\lambda} W A_{\theta\infty}^a = \frac{jI^a W}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}; \\ H_\varphi &= \frac{E_\theta}{W} = \frac{jI^a}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}. \end{aligned} \right\} \quad (1-34)$$

Из выражений (1-34) следует, что:

1) диполь Герца излучает бегущие волны, удаляющиеся на бесконечность со скоростью света в данной среде;

2) вектор \mathbf{E} лежит в меридиональной плоскости, проходящей через ось диполя, а вектор \mathbf{H} лежит в азимутальной плоскости. Следовательно, диполь излучает волны линейной поляризации;

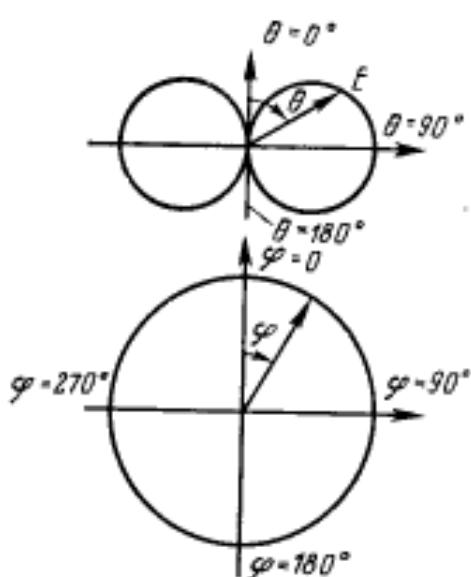
3) поверхности равных фаз этих волн представляют сферы, центры которых совпадают с центром диполя, т. е. диполь имеет фазовый центр, совпадающий с его серединой.

Величины напряженности электрического и магнитного полей диполя зависят от угла наблюдения θ . Вследствие осевой симметрии поле от угла наблюдения φ не зависит. В меридиональной плоскости (в плоскости вектора \mathbf{E}) диаграмма направленности диполя представляет собой синусоиду, построенную в полярной системе координат (рис. 1-4). Эта кривая условно может быть названа «восьмеркой». В азимутальной плоскости (в плоскости вектора \mathbf{H}) диаграмма направленности диполя является окружностью. Таким образом, диполь Герца излучает максимум энергии в направлении, перпендикулярном своей оси, а вдоль оси антенны излучение равно нулю.

Рис. 1-4. Диаграмма направленности диполя Герца.

Мощность, излучаемая диполем Герца, определяется интегрированием вектора Пойнтинга по поверхности произвольной сферы в дальней зоне (так называемый метод вектора Пойнтинга):

$$P_s = \frac{1}{2} \int_A [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]_n dA = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{|E_\theta|^2}{W} R^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \\ = \frac{\pi W |I^s|^2}{4} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{\pi W}{3} |I^s|^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1-35)$$



Для вакуума результат приобретает вид:

$$P_{\Sigma} = 40\pi^2 |I^a|^2 \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2, \quad (1-35a)$$

где λ_0 — длина волны генератора.

В теории антенн принято выражать излучаемую мощность через специально вводимый коэффициент — *сопротивление излучения* R_{Σ} .

Величина R_{Σ} вводится на основании определения

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} |I^a|^2 R_{\Sigma}. \quad (1-36)$$

В качестве тока I^a в (1-36) берется его амплитудное значение в какой-либо фиксированной точке излучающей системы, обычно в максимуме распределения. Применительно к диполю Герца из сравнения (1-35) и (1-36) находим:

$$R_{\Sigma_d} = \frac{2\pi W}{3} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2. \quad (1-37)$$

Отсюда для вакуума

$$R_{\Sigma_d} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2, \text{ Ом.} \quad (1-37a)$$

Величина сопротивления излучения антенны важна с точки зрения сопоставления ее с величиной сопротивления омических потерь R_{Π} , определяющего мощность P_{Π} , идущую на нагрев антенны: $P_{\Pi} = \frac{1}{2} |I^a|^2 R_{\Pi}$. При равномерном распределении тока, как это имеет место в диполе Герца, сопротивление потерь равно $R_{\Pi} = R_1 l$, где R_1 — погонное сопротивление проводника, вычисляемое на высокой частоте с помощью теории скин-эффекта, Ом/м.

Если ввести коэффициент полезного действия (к. п. д.) диполя с помощью соотношения

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_{\Pi}} = \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_{\Pi}} = \frac{(l/\lambda)}{(l/\lambda) + \frac{3R_1\lambda}{2\pi W}}, \quad (1-38)$$

то видно, что при фиксированной величине омического сопротивления проводника $R_1\lambda$, приходящейся на одну длину волны, увеличение к. п. д. возможно только при удлинении диполя. Если же длина диполя, выполняемого

из реального проводника, уменьшается, то к. п. д. диполя стремится к нулю. Отмеченная тенденция к снижению к. п. д. при уменьшении электрического размера (т. е. размера в долях волны) свойственна всем элементарным излучателям. Следует заметить, что малая величина сопротивления излучения антенны может вести к трудностям ее согласования с фидером в рабочей полосе частот.

Степень концентрации излучаемой мощности диполя в его экваториальной плоскости можно оценить с помощью специального параметра — *коэффициента направленного действия* (КНД), введенного в теорию антенн советским ученым А. А. Пистолькорсом в 1929 г. КНД антennes определяется как отношение величины вектора Пойнтинга в данном направлении к средней величине вектора Пойнтинга $S_{ср}$ на поверхности полной сферы, охватывающей антенну (при одинаковом расстоянии R в обоих случаях)¹. Для направления максимального излучения КНД определяется соотношением

$$D_{\max} = \frac{S_{\max}}{S_{ср}}. \quad (1-39)$$

Поскольку очевидно, что $S_{ср} = P_{\Sigma}/4\pi R^2$, а $S_{\max} = |E_{\max}|^2/2W$, то формула для расчета КНД принимает следующий вид:

$$D_{\max} = \frac{|E_{\max}|^2 2\pi R^2}{WP_{\Sigma}} \quad (1-40)$$

или в случае вакуума (формула М. С. Неймана):

$$D_{\max} = \frac{|E_{\max}|^2 R^2}{60P_{\Sigma}}. \quad (1-40a)$$

Подстановка (1-35) в (1-40) с учетом $|E_{\max}| = \frac{l^2 W}{2R} \left(\frac{l}{\lambda}\right)$ приводит к результату $D_{\max} = 3/2$. Итак,

КНД диполя Герца в направлении максимального излучения равен 1,5 и не зависит от отношения l/λ .

Величина КНД может быть также рассчитана через диаграмму направленности антены. В самом деле, если известна нормированная характеристика направленности антены по мощности $F^2(\theta, \phi)$, то вектор Пойнтинга в на-

¹ Более подробное определение КНД с учетом поляризационных свойств излучающей системы будет дано в гл. 4.

правлении максимального излучения будет пропорционален $1/R^2$, а величина излучаемой мощности с тем же коэффициентом пропорциональности будет равна:

$$P_{\Sigma} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) R^2 \sin \theta d\theta d\varphi.$$

С помощью исходного определения КНД (1-39) получаем:

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}. \quad (1-41)$$

Для диполя Герца согласно (1-34) нормированная диаграмма направленности по мощности имеет вид $F^2(\theta, \varphi) = \sin^2 \theta$ и подстановка этой функции в (1-41) вновь приводит к величине КНД, равной 1,5. Таким образом, КНД действительно является мерой направленных свойств антенны и зависит только от формы ее характеристики направленности.

2. Элементарный магнитный излучатель

1-4. МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬ. ПРИНЦИП ВЗАИМОЗАМЕНЯЕМОСТИ ПОЛЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ТОКОВ

Пусть теперь возбуждающий ток представляет собой магнитный диполь с моментом $I^M l$, расположенный в начале координат и направленный вдоль оси z (рис. 1-5). Как выяснится впоследствии, изучение электромагнитного поля такого источника имеет важное значение для анализа щелевых антенн. Векторный потенциал магнитного диполя согласно (1-22) будет иметь единственную составляющую $A_{z\infty}^M$, равную

$$A_{z\infty}^M = \frac{I^M \exp(-jkR)}{4\pi R} \int_{-l/2}^{l/2} \exp(jkz' \cos \theta) dz' \approx \frac{I^M l \exp(-jkR)}{4\pi R} \quad (1-42)$$

(экспонента в подынтегральном выражении заменена на единицу, поскольку $kl \ll 1$). Переходя к сферической составляющей векторного потенциала $A_{\theta\infty}^M = -A_{z\infty}^M \sin \theta$ и

применяя (1-21), находим:

$$E_\varphi = \frac{j2\pi}{\lambda} A_{\theta\infty}^m = -\frac{jI^m}{2} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (1-43)$$

$$H_\theta = -\frac{E_\varphi}{W} = \frac{jI^m}{2W} \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin \theta \frac{\exp(-jkR)}{R}.$$

Таким образом, магнитный диполь, так же как и электрический, излучает сферические волны, удаляющиеся на бесконечность со скоростью света в данной среде. Диаграмма направленности магнитного диполя совпадает с диаграммой направленности электрического диполя,

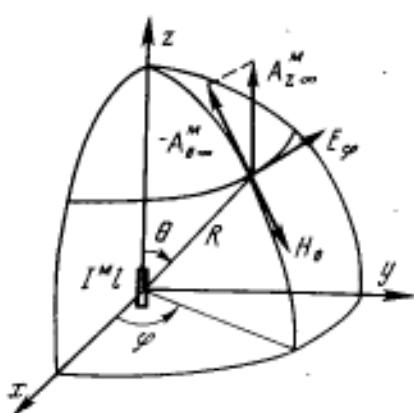


Рис. 1-5. Магнитный диполь.

т. е. излучение по-прежнему максимально в экваториальной плоскости, КНД равен 1,5, и в направлении своей оси магнитный диполь не излучает. Однако если в случае электрического диполя в меридиональной плоскости находятся электрические силовые линии, то в случае магнитного диполя в этой плоскости находятся магнитные силовые линии.

При сопоставлении полей излучения электрического и магнитного диполей, даваемых формулами (1-34) и (1-43), нетрудно установить следующее. Если момент тока электрического диполя численно равен моменту тока магнитного диполя и противоположен ему по знаку, то магнитное поле электрического диполя численно равно электрическому полю магнитного диполя. Электрическое поле электрического диполя при этом численно отличается от магнитного поля магнитного диполя в $-W^2$ раз.

Это свойство является частным случаем принципа взаимозаменяемости (или дуальности) полей, возбуждаемых электрическими или магнитными токами с одинаковыми законами распределения в пространстве. В самом деле, электромагнитное поле \mathbf{E}_1 , \mathbf{H}_1 сторонних объемных электрических токов $\mathbf{j}_{\text{ст}}^3$ удовлетворяет неоднородным

уравнениям Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_1 &= j\omega \epsilon_a \mathbf{E}_1 + \mathbf{j}_{\text{ext}}^{\text{B}}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_1 &= -j\omega \mu_a \mathbf{H}_1. \end{aligned} \right\} \quad (1-44)$$

С другой стороны, электромагнитное поле $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$, возбуждаемое сторонними объемными магнитными токами $\mathbf{j}_{\text{ext}}^{\text{M}}$, удовлетворяет неоднородным уравнениям Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_2 &= j\omega \epsilon_a \mathbf{E}_2; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_2 &= -j\omega \mu_a \mathbf{H}_2 - \mathbf{j}_{\text{ext}}^{\text{M}}. \end{aligned} \right\} \quad (1-45)$$

Если теперь предположить, что в (1-44) распределение сторонних токов $\mathbf{j}_{\text{ext}}^{\text{B}}$ заменено на $-j_{\text{ext}}^{\text{M}}$, то неоднородные уравнения (1-44) точно превратятся в (1-45), если одновременно будут сделаны следующие замены:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_1 &\rightarrow \mathbf{H}_2, \quad \mathbf{H}_1 \rightarrow \mathbf{E}_2, \quad \mathbf{j}_{\text{ext}}^{\text{B}} \rightarrow -\mathbf{j}_{\text{ext}}^{\text{M}}; \\ \epsilon_a &\rightarrow -\mu_a, \quad \mu_a \rightarrow -\epsilon_a, \quad W \rightarrow -1/W. \end{aligned} \right\} \quad (1-46)$$

Следует помнить, что замены полей \mathbf{E} и \mathbf{H} должны одновременно быть сделаны и в граничных условиях.

Например, если в задаче излучения электрических токов на какой-то границе раздела было задано условие $E_t=0$, то после системы замен (1-46) мы получим электромагнитное поле такого же распределения магнитных токов уже при изменившемся граничном условии $H_t=0$. Однако существует большой класс граничных задач электродинамики, в которых замены (1-46) не приводят к нарушению заданных граничных условий. В частности, при заменах (1-46) не нарушаются граничные условия излучения на бесконечности и условия непрерывности тангенциальных составляющих \mathbf{E} и \mathbf{H} на поверхности раздела сред с не равными нулю и конечными значениями проницаемостей ϵ_a и μ_a .

Справедливость сформулированного принципа взаимозаменяемости полей одинаковых излучающих систем из электрических или магнитных токов легко также проверить и по общим формулам (1-19) и (1-21). Принцип взаимозаменяемости полей существенно расширяет область применимости решенных задач расчета излучающих систем.

Мощность излучения магнитного диполя может быть вычислена по методу вектора Пойнтинга аналогично тому, как это было сделано при расчете мощности излучения электрического диполя. Однако для оценки излучательной способности магнитного диполя удобнее воспользоваться не сопротивлением излучения, а проводимостью излучения в соответствии с определением

$$P_E = \frac{1}{2} |I^M|^2 G_E. \quad (1-47)$$

Проделывая выкладки, аналогичные (1-35), получаем:

$$G_{ED} = \frac{2\pi}{3W} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1-48)$$

Из сопоставления (1-48) и (1-37) следует формула

$$G_{ED} = \frac{R_{ED}}{W^2}, \quad (1-49)$$

которая позволяет, зная сопротивление излучения электрического диполя, определить проводимость излучения магнитного диполя, имеющего ту же длину, что и электрический диполь. Соотношение (1-49) является естественным следствием принципа взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов и сохраняет свою справедливость для более сложных излучающих систем равных размеров с одинаковыми распределениями только электрических или только магнитных токов.

Физическим воплощением электрического магнитного диполя могут служить:

- Электрическая рамка

Таким образом, излучение электрической рамки аналогично излучению магнитного диполя. Из сравнения (1-51) и (1-43) находится эквивалентный магнитный момент рамки:

$$I^M = jI_p^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) W \pi a^2 = jI_p^2 k W s, \quad (1-52)$$

где $s = \pi a^2$ — площадь рамки. Таким образом, электрическая рамка малого радиуса действительно может рас-

сматриваться как магнитный диполь с моментом тока (1-52), ось которого совпадает с осью рамки. Рамка создает максимальное излучение с КНД $D_{\max} = 1,5$ в своей плоскости и не излучает электромагнитную энергию вдоль оси. Излученное рамкой поле имеет ту же поляризацию, что и поле магнитного диполя (силовые линии электрического поля представляют собой окружности, соосные с окружностью электрического тока рамки).

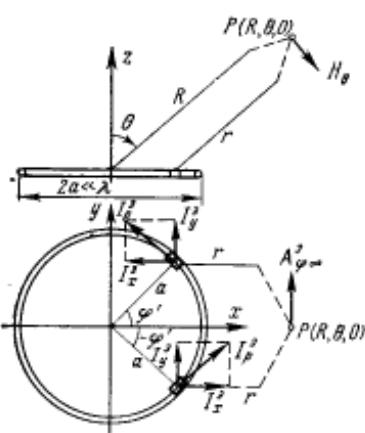


Рис. 1-6. К вычислению поля электрической рамки

- Излучающая щель

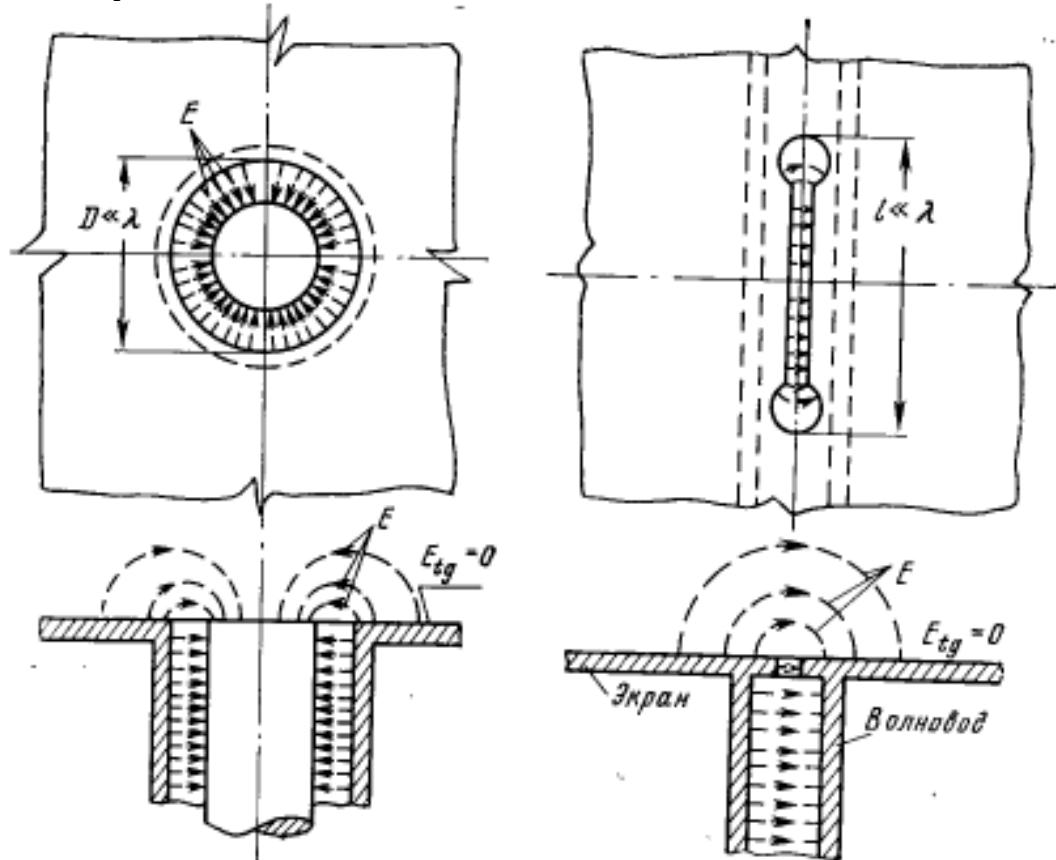


Рис. 1-9. Возбуждение кольцевой щели в экране коаксиальной линией.

Рис. 1-10. Возбуждение щели в экране волноводом.

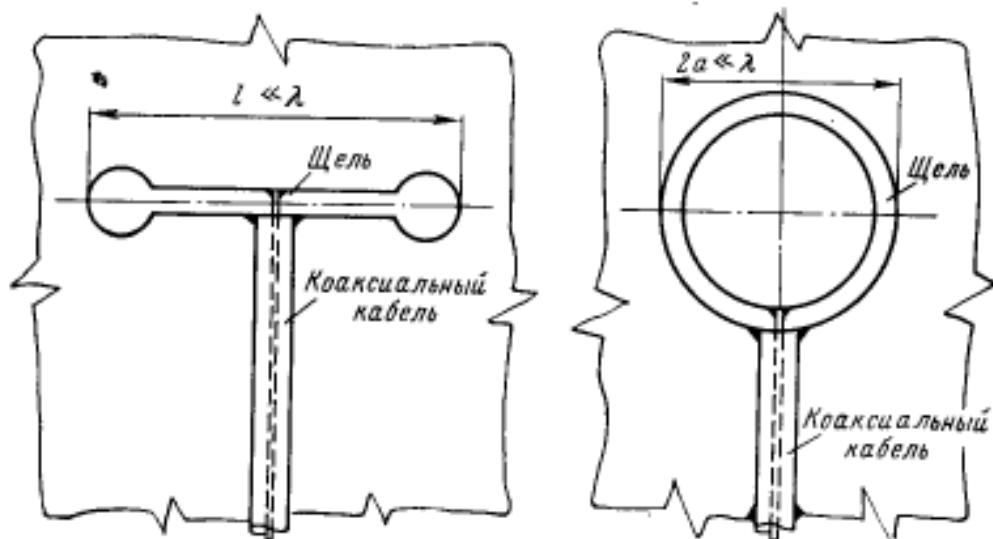


Рис. 1-11. Возбуждение двухсторонних щелей в экране.

в знаменателе из-за сокращения пределов интегрирования до половины полного телесного угла.

Рассмотренные горизонтальная магнитная рамка и горизонтальный магнитный диполь, расположенные на поверхности идеально проводящей неограниченной плоскости, фактически представляют собой излучающие щели, прорезанные в проводящем экране. Практически эти щели могут быть возбуждены при помощи коаксиальной линии и прямоугольного волновода, как это показано на рис. 1-9 и 1-10.

Магнитный ток этих антенн есть не что иное, как разность потенциалов (напряжение) между краями щели. Отношение мощности, излучаемой через щель, к квадрату эффективного значения напряжения в щели определяет собой проводимость излучения элементарной щелевой антенны. Таким образом, проводимость излучения элементарной кольцевой щелевой антенны может быть определена по формуле (1-59), а проводимость излучения элементарной линейной щелевой антенны с равномерным распределением напряжения вдоль щели — по формуле (1-60).

Щели, прорезанные в проводящем экране, могут быть также возбуждены при помощи коаксиального фидера (рис. 1-11). Такие щелевые антенны излучают в оба полупространства и называются *двусторонними щелевыми антennами*, в то время как щелевые антенны, показанные на рис. 1-9 и 1-10, излучают только в одно полупространство и называются *односторонними*. Очевидно, что проводимость излучения двусторонних щелевых антенн в 2 раза больше проводимости излучения соответствующих односторонних щелевых антенн, а КНД двусторонних щелевых антенн в 2 раза ниже КНД соответствующих односторонних щелевых антенн.

3. Элементарная площадка (Гюйгенса)

Рассмотрим излучающую систему, изображенную на рис. 1-12. В плоскости xy неограниченного свободного пространства в начале координат расположены два диполя: ориентированный вдоль оси x электрический диполь с моментом тока $I_x^E l$ и ориентированный вдоль оси y магнитный диполь с моментом тока $I_y^M l$. Длины диполей будем считать одинаковыми.

Запишем теперь нормированную диаграмму направленности по мощности

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{|F_\theta(\theta, \varphi)|^2 + |F_\varphi(\theta, \varphi)|^2}{|F_\theta|^2 + |F_\varphi|^2}_{\max} = \left(\frac{\cos \theta + 1}{2} \right)^2. \quad (1-65)$$

Пространственная характеристика направленности по мощности не зависит от угла φ и в любом сечении, проходящем через ось z , представляет собой квадрат кардиоиды (рис. 1-13). Вычислим величину КНД в направлении максимального излучения. Действуя по определению (1-41), получаем:

$$D_{\max} = \frac{16\pi}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} (\cos \theta + 1)^2 \sin \theta d\theta d\varphi} = 3. \quad (1-66)$$

Итак, благодаря синфазному сложению излучений каждого диполя в положительном направлении оси z результирующий КНД системы вдвое превышает КНД каждого отдельного излучателя.

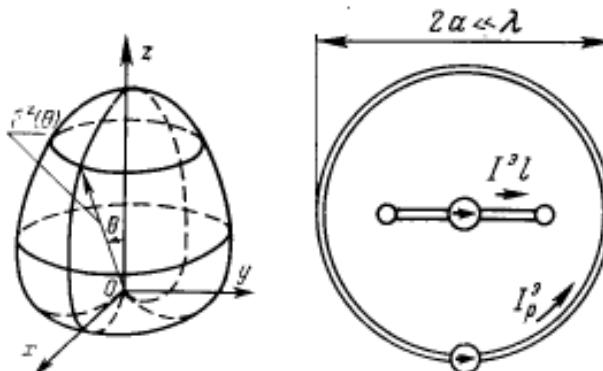


Рис. 1-13. Кардиоидная диаграмма направленности.

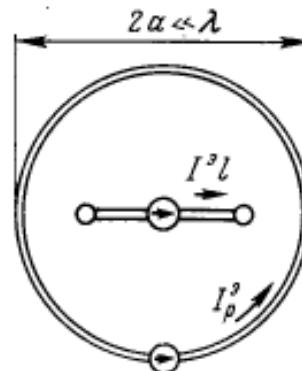


Рис. 1-14. Кардиоидная антенна из вибратора и рамки.

Рассмотренная система однонаправленного излучения может быть реализована в виде вибратора и рамки малых размеров (рис. 1-14) при соответствующем подборе способа их питания от общего генератора. Подобные *кардиоидные антенны* применяются на практике для целей радиолокации. Другим примером использования рассмотренной системы в расчетном аппарате теории антенн является так называемый *элемент Гюйгенса* — гипотетический излучатель, соответствующий

⁴⁴ бесконечно малому элементу поверхности фронта плоской электромагнитной волны линейной поляризации. Элемент Гюйгенса вводится в теорию антенн в связи с применением принципа эквивалентных поверхностных токов — аналога известного из оптики принципа Гюйгенса (см. § 8-2).

7. Теорема перемножения диаграммы направленности излучающей системы. Множитель направленности.

В гл. 1 уже отмечалось (§ 1-8), что, используя интерференцию электромагнитных волн от нескольких когерентных источников, можно управлять формой диаграммы направленности антенны и ее поляризационными

свойствами. Чтобы выяснить характерные особенности происходящих при этом явлений, вначале целесообразно рассмотреть наиболее простой случай совместного излучения двух одинаковых симметричных вибраторов, расположенных в свободном пространстве. Именно этому вопросу и посвящена эта глава.

Пусть вибраторы имеют равные размеры и расположены в плоскости yz параллельно оси z на расстоянии d один от другого (рис. 3-1) симметрично по отношению к началу координат. Подведем к первому вибратору напряжение U_1 частоты ω , а ко второму вибратору — напряжение U_2 той же частоты. Тогда в вибраторах возникнут электрические токи, комплексные амплитуды которых в точках питания первого вибратора обозначены через I_{01} , а в точках питания второго вибратора — через I_{02} . Что касается функции распределения тока вдоль вибраторов, то при малой толщине плеч и не слишком близком расстоянии ($d \gg a$) можно по-прежнему полагать в первом приближении справедливым синусоидальный закон

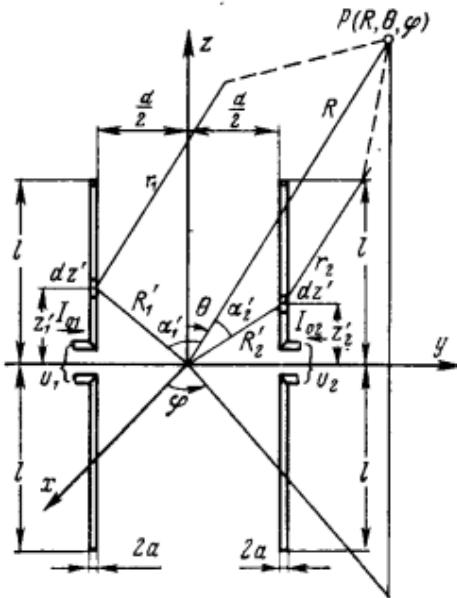


Рис. 3-1. Пара активно питаемых вибраторов.

$$I_{z1,2}(z) = I_{01,2} \frac{\sin k(l - |z_{1,2}|)}{\sin kl}. \quad (3-1)$$

Нас будет интересовать прежде всего электромагнитное поле, создаваемое парой вибраторов в зоне излучения. При расчете этого поля будет применена общая методика, сформулированная в § 1-2. Поскольку токи в вибраторах текут в направлении оси z , векторный потенциал будет иметь только z -составляющую. Полный векторный потенциал в дальней зоне представляет собой сумму векторных потенциалов, создаваемых каждым

вибратором, т. е.

$$A_{z\infty}^{\text{сум}} = \frac{\exp(-jkR)}{4\pi R} \left\{ \int_{-l}^l I_{01} \frac{\sin k(l - |z'_1|)}{\sin kl} \times \right. \\ \times \exp(jkR'_1 \cos \alpha'_1) dz'_1 + \\ \left. + \int_{-l}^l I_{02} \frac{\sin k(l - |z'_2|)}{\sin kl} \exp(jkR'_2 \cos \alpha'_2) dz'_2 \right\}, \quad (3-2)$$

где $R'_1 \cos \alpha'_1$ и $R'_2 \cos \alpha'_2$ — разности хода лучей из текущих точек интегрирования на оси первого и второго вибраторов в точку наблюдения $P(R, \theta, \varphi)$ (см. рис. 3-1). В соответствии с (1-18) эти разности хода равны:

$$\left. \begin{aligned} R'_1 \cos \alpha'_1 &= -\frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi + z'_1 \cos \theta; \\ R'_2 \cos \alpha'_2 &= \frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi + z'_2 \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

Подставляя (3-3) в (3-2) и переходя от векторного потенциала к напряженности электрического поля $\mathbf{E}^{\text{сум}}$, с помощью соотношений (1-21) и соотношения $A_\theta = -A_z \sin \theta$ получаем:

$$\mathbf{E}^{\text{сум}} = \left\{ \mathbf{i}_\theta \frac{jI_{01}W \sin \theta}{2\lambda \sin kl} \cdot \frac{\exp(-jkR)}{R} \times \right. \\ \times \int_{-l}^l \sin k(l - |z'|) \exp(jkz' \cos \theta) dz' \} \times \\ \times \left[\exp\left(-\frac{jkd \sin \theta \sin \varphi}{2}\right) + \frac{I_{02}}{I_{01}} \exp\left(\frac{jkd \sin \theta \sin \varphi}{2}\right) \right] = \\ = \frac{WI_{01}}{2\pi} \mathbf{f}_1(\theta) f_\Sigma(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (3-4)$$

где \mathbf{i}_θ — единичный орт сферической системы координат по направлению θ . Легко установить, что первый сомножитель в фигурных скобках в выражении (3-4) эквивалентен выражению (2-27) и представляет собой напряженность поля излучения уединенного электрического вибратора с синусоидальным распределением тока, помещенного своим центром в начало координат. В соответствии с (2-28) этому сомножителю соответствует векторная диаграмма направленности $\mathbf{f}_1(\theta)$, равная

$$\mathbf{f}_1(\theta) = \mathbf{i}_\theta j \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta \sin kl}. \quad (3-5)$$

Таким образом, первый сомножитель в (3-4) носит векторный характер и учитывает, во-первых, закон распределения тока по одному вибратору системы и, во-вторых, поляризационные свойства системы, фактически совпадающие с поляризационными свойствами одного вибратора. В дальнейшем будем называть этот множитель *характеристикой излучения элемента системы*.

Второй сомножитель выражения (3-4) в квадратных скобках, т. е.

$$[f_{\Sigma}(\theta, \varphi)] = \exp \frac{-jkd \sin \theta \sin \varphi}{2} + \frac{I_{02}}{I_{01}} \exp \frac{jkd \sin \theta \sin \varphi}{2}, \quad (3-6)$$

представляет собой скалярную функцию, зависящую от комплексных амплитуд токов на входах вибраторов и от разности хода $d \sin \theta \sin \varphi$, исчисляемой относительно центров вибраторов. Этот сомножитель учитывает интерференцию полей в системе двух вибраторов и фактически является функцией диаграммы направленности двух гипотетических точечных изотропных источников когерентного излучения, расположенных в точках $\pm d/2$ на оси y . Будем называть функцию $f_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ *множителем направленности системы* (в литературе встречаются также наименования «множитель комбинирования», «интерференционный множитель», «множитель решетки»).

Итак, поле излучения системы из двух одинаковых вибраторов представлено в виде произведения характеристики излучения элемента на множитель направленности системы

$$\mathbf{E} = A f_{\Sigma}(\theta, \varphi) \mathbf{f}_1(\theta) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (3-7)$$

где $A = I_{01} W / 2\pi$ —амплитудный множитель, зависящий от общей мощности когерентных генераторов, питающих систему вибраторов.

Такое представление полного поля далее может быть легко обобщено на систему из любого числа идентичных излучателей (так называемую *антеннную решетку*), расположенных в пространстве упорядоченным образом, а именно так, что любой излучатель может быть совмещен с любым другим излучателем с помощью только параллельного перемещения в пространстве без вращения. Это обобщение формулируется с помощью следующей *теоремы перемножения*:

В системе из N идентичных и одинаково направленных излучателей с совпадающими функциями распределения

ления тока полное электромагнитное поле излучения пропорционально произведению векторной характеристики излучения одиночного элемента $f_1(\theta, \phi)$ на скалярный множитель направленности $f_\Sigma(\theta, \phi)$ системы из N воображаемых точечных изотропных излучателей, причем множитель системы $f_\Sigma(\theta, \phi)$ полностью учитывает как расположение элементов в пространстве, так и распределение комплексных амплитуд токов по их входам.

Используя обозначения, показанные на рис. 3-2, легко получаем общее выражение для множителя направленности системы

$$f_\Sigma(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^N I_{0n} \exp(jkR_n \cos \alpha_n), \quad (3-8)$$

где R_n — отрезок, соединяющий начало общей системы координат x, y, z с началом местной системы координат x_n, y_n, z_n для n -го излучателя; α_n — угол между направлением в точку наблюдения и отрезком R_n и, наконец, I_{0n} — комплексная амплитуда тока на входе n -го излучателя. Общее выражение для $R_n \cos \alpha_n$ совпадает с (1-18).

Характеристика излучения одного элемента $f_1(\theta, \phi)$ при известном распределении тока $j_{ct}(x, y, z)$ вычисляется по общей методике, изложенной в § 1-2, при совмещении местной системы координат любого излучателя с общей системой координат x, y, z .

Доказательство теоремы перемножения может быть произведено аналогично выводу формулы (3-4) в начале этого параграфа и предоставляем читателям в качестве упражнения. Теорема перемножения играет важную роль в анализе сложных антенных систем, так как благодаря ей удается четко проследить за тем, какие

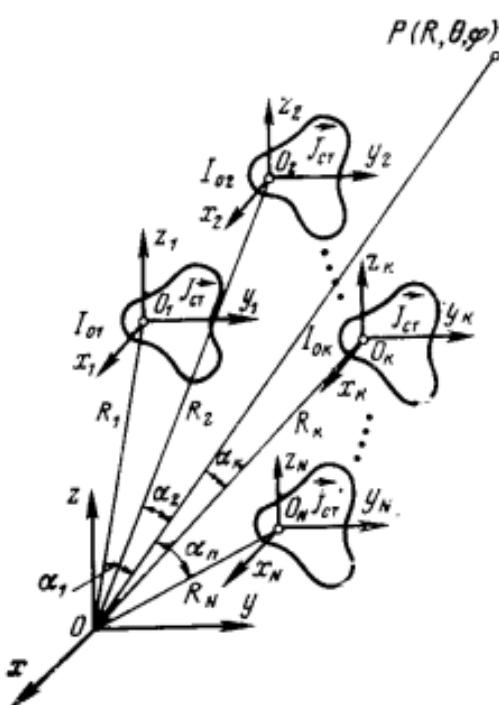


Рис. 3-2. Система одинаковых источников излучения.

8. Связанные вибраторы и директорные антенны.

В гл. 1 уже отмечалось (§ 1-8), что, используя интерференцию электромагнитных волн от нескольких когерентных источников, можно управлять формой диаграммы направленности антennы и ее поляризационными

свойствами. Чтобы выяснить характерные особенности происходящих при этом явлений, вначале целесообразно рассмотреть наиболее простой случай совместного излучения двух одинаковых симметричных вибраторов, расположенных в свободном пространстве. Именно этому вопросу и посвящена эта глава.

Пусть вибраторы имеют равные размеры и расположены в плоскости yz параллельно оси z на расстоянии d один от другого (рис. 3-1) симметрично по отношению к началу координат. Подведем к первому вибратору напряжение U_1 частоты ω , а ко второму вибратору — напряжение U_2 той же частоты. Тогда в вибраторах возникнут электрические токи, комплексные амплитуды которых в точках питания первого вибратора обозначены через I_{01} , а в точках питания второго вибратора — через I_{02} . Что касается функции распределения тока вдоль вибраторов, то при малой толщине плеч и не слишком близком расстоянии ($d \gg a$) можно по-прежнему полагать в первом приближении справедливым синусоидальный закон

$$I_{z_{1,2}}(z) = I_{01,2} \frac{\sin k(l - |z_{1,2}|)}{\sin kl}. \quad (3-1)$$

Нас будет интересовать прежде всего электромагнитное поле, создаваемое парой вибраторов в зоне излучения. При расчете этого поля будет применена общая методика, сформулированная в § 1-2. Поскольку токи в вибраторах текут в направлении оси z , векторный потенциал будет иметь только z -составляющую. Полный векторный потенциал в дальней зоне представляет собой сумму векторных потенциалов, создаваемых каждым

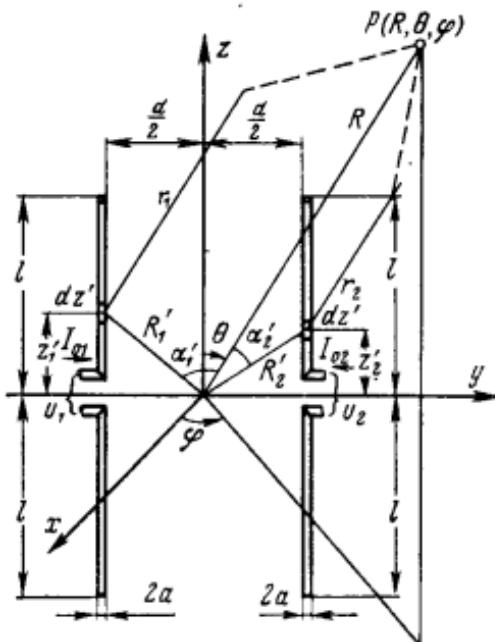


Рис. 3-1. Пара активно питаемых вибраторов.

вибратором, т. е.

$$A_{z\infty}^{\text{сум}} = \frac{\exp(-jkR)}{4\pi R} \left\{ \int_{-l}^l I_{01} \frac{\sin k(l - |z'_1|)}{\sin kl} \times \right. \\ \times \exp(jkR'_1 \cos \alpha'_1) dz'_1 + \\ \left. + \int_{-l}^l I_{02} \frac{\sin k(l - |z'_2|)}{\sin kl} \exp(jkR'_2 \cos \alpha'_2) dz'_2 \right\}, \quad (3-2)$$

где $R'_1 \cos \alpha'_1$ и $R'_2 \cos \alpha'_2$ — разности хода лучей из текущих точек интегрирования на оси первого и второго вибраторов в точку наблюдения $P(R, \theta, \varphi)$ (см. рис. 3-1). В соответствии с (1-18) эти разности хода равны:

$$\left. \begin{aligned} R'_1 \cos \alpha'_1 &= -\frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi + z'_1 \cos \theta; \\ R'_2 \cos \alpha'_2 &= \frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi + z'_2 \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

Подставляя (3-3) в (3-2) и переходя от векторного потенциала к напряженности электрического поля $\mathbf{E}_{\text{сум}}$, с помощью соотношений (1-21) и соотношения $A_\theta = -A_z \sin \theta$ получаем:

$$\mathbf{E}_{\text{сум}} = \left\{ \mathbf{i}_\theta \frac{jI_{01}W \sin \theta}{2\lambda \sin kl} \cdot \frac{\exp(-jkR)}{R} \times \right. \\ \times \int_{-l}^l \sin k(l - |z'|) \exp(jkz' \cos \theta) dz' \Big\} \times \\ \times \left[\exp\left(-\frac{jkd \sin \theta \sin \varphi}{2}\right) + \frac{I_{02}}{I_{01}} \exp\left(\frac{jkd \sin \theta \sin \varphi}{2}\right) \right] = \\ = \frac{WI_{01}}{2\pi} \mathbf{f}_1(\theta) f_\Sigma(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (3-4)$$

где \mathbf{i}_θ — единичный орт сферической системы координат по направлению θ . Легко установить, что первый сомножитель в фигурных скобках в выражении (3-4) эквивалентен выражению (2-27) и представляет собой напряженность поля излучения уединенного электрического вибратора с синусоидальным распределением тока, помещенного своим центром в начало координат. В соответствии с (2-28) этому сомножителю соответствует векторная диаграмма направленности $\mathbf{f}_1(\theta)$, равная

$$\mathbf{f}_1(\theta) = \mathbf{i}_\theta j \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta \sin kl}. \quad (3-5)$$

Таким образом, первый сомножитель в (3-4) носит векторный характер и учитывает, во-первых, закон распределения тока по одному вибратору системы и, во-вторых, поляризационные свойства системы, фактически совпадающие с поляризационными свойствами одного вибратора. В дальнейшем будем называть этот множитель *характеристикой излучения элемента системы*.

Второй сомножитель выражения (3-4) в квадратных скобках, т. е.

$$[f_{\Sigma}(\theta, \varphi)] = \exp \frac{-jkd \sin \theta \sin \varphi}{2} + \frac{I_{02}}{I_{01}} \exp \frac{jkd \sin \theta \sin \varphi}{2}, \quad (3-6)$$

представляет собой скалярную функцию, зависящую от комплексных амплитуд токов на входах вибраторов и от разности хода $d \sin \theta \sin \varphi$, исчисляемой относительно центров вибраторов. Этот сомножитель учитывает интерференцию полей в системе двух вибраторов и фактически является функцией диаграммы направленности двух гипотетических точечных изотропных источников когерентного излучения, расположенных в точках $\pm d/2$ на оси y . Будем называть функцию $f_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ *множителем направленности системы* (в литературе встречаются также наименования «множитель комбинирования», «интерференционный множитель», «множитель решетки»).

Итак, поле излучения системы из двух одинаковых вибраторов представлено в виде произведения характеристики излучения элемента на множитель направленности системы

$$\mathbf{E} = A f_{\Sigma}(\theta, \varphi) \mathbf{f}_1(\theta) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (3-7)$$

где $A = I_{01} W / 2\pi$ —амплитудный множитель, зависящий от общей мощности когерентных генераторов, питающих систему вибраторов.

Такое представление полного поля далее может быть легко обобщено на систему из любого числа идентичных излучателей (так называемую *антеннную решетку*), расположенных в пространстве упорядоченным образом, а именно так, что любой излучатель может быть совмещен с любым другим излучателем с помощью только параллельного перемещения в пространстве без вращения. Это обобщение формулируется с помощью следующей *теоремы перемножения*:

В системе из N идентичных и одинаково направленных излучателей с совпадающими функциями распределения

ления тока полное электромагнитное поле излучения пропорционально произведению векторной характеристики излучения одиночного элемента $f_1(\theta, \phi)$ на скалярный множитель направленности $f_\Sigma(\theta, \phi)$ системы из N воображаемых точечных изотропных излучателей, причем множитель системы $f_\Sigma(\theta, \phi)$ полностью учитывает как расположение элементов в пространстве, так и распределение комплексных амплитуд токов по их входам.

Используя обозначения, показанные на рис. 3-2, легко получаем общее выражение для множителя направленности системы

$$f_\Sigma(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^N I_{0n} \exp(jkR_n \cos \alpha_n), \quad (3-8)$$

где R_n — отрезок, соединяющий начало общей системы координат x, y, z с началом местной системы координат x_n, y_n, z_n для n -го излучателя; α_n — угол между направлением в точку наблюдения и отрезком R_n и, наконец, I_{0n} — комплексная амплитуда тока на входе n -го излучателя. Общее выражение для $R_n \cos \alpha_n$ совпадает с (1-18).

Характеристика излучения одного элемента $f_1(\theta, \phi)$ при известном распределении тока $j_{ct}(x, y, z)$ вычисляется по общей методике, изложенной в § 1-2, при совмещении местной системы координат любого излучателя с общей системой координат x, y, z .

Доказательство теоремы перемножения может быть произведено аналогично выводу формулы (3-4) в начале этого параграфа и предоставляем читателям в качестве упражнения. Теорема перемножения играет важную роль в анализе сложных антенных систем, так как благодаря ей удается четко проследить за тем, какие

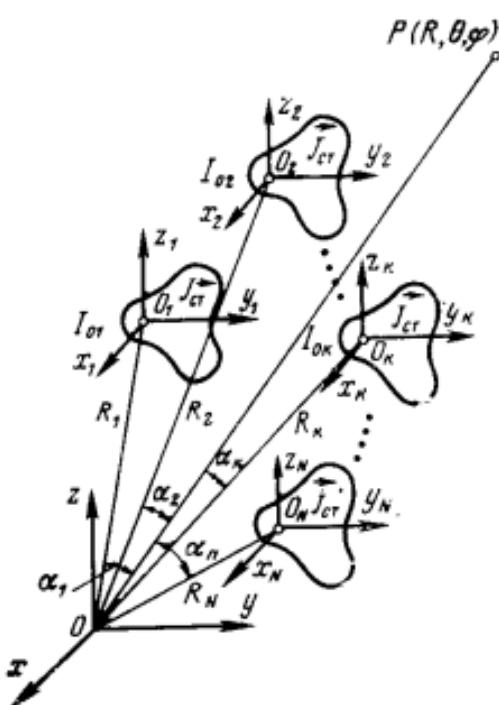


Рис. 3-2. Система одинаковых источников излучения.

особенности общей диаграммы направленности антенной системы порождаются свойствами одного элемента (в первую очередь это относится обычно к поляризации поля) и какие особенности обусловлены интерференцией полей гипотетических изотропных источников.

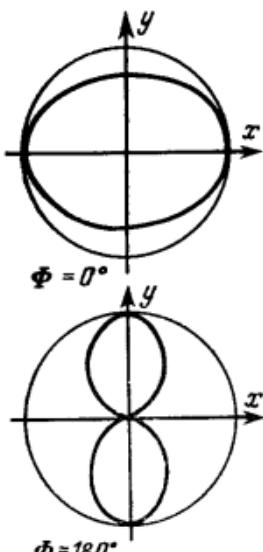
Заметим, например, что с помощью теоремы перемножения излучение одиночного симметричного вибратора может быть интерпретировано как излучение непрерывной системы из бесконечного числа диполей Герца, расположенных вдоль оси проводника вибратора.

При небольших значениях расстояния между вибраторами ($d \ll \lambda$) множитель направленности системы двух источников имеет сравнительно простой вид с числом лепестков не более четырех. Наиболее характерные случаи, имеющие место при равноамплитудном питании, показаны на рис. 3-5. Если возбуждение вибраторов синфазно, в направлении оси x (где разность хода равна нулю), всегд

$$\frac{d}{\lambda} = 0,25$$

а при противофазе. При квадратурном варианте $d/\lambda = 0,25$, имеет форму кардида в сторону первого вибратора, отражающий его, называется акти

— нуль излучения.
наиболее интересен
мом, направленным
случае второй виб-
ну первого вибрата-
м.



12-5. ДИРЕКТОРНЫЕ АНТЕННЫ

Директорные антенны или антенны типа «волновой канал»¹ образуются из ряда проволочных вибраторов, расположенных параллельно в одной плоскости (рис. 12-20). Один из вибраторов является активным, а остальные — пассивными, из которых один вибратор, расположенный позади активного, играет роль рефлектора, а другие, расположенные впереди активного вибратора, играют роль директоров.

Из теории связанных вибраторов (гл. 3) известно, что для того, чтобы пассивный вибратор являлся рефлектором, его реактивное сопротивление должно быть индуктивным. Поэтому длина рефлектора берется не-

сколько больше $\lambda/2$. Пассивный вибратор становится директором при емкостном его реактивном сопротивлении. Поэтому длины директоров берутся несколько меньше $\lambda/2$. В качестве рефлектора используется только один вибратор, так как последующие рефлекторы слабо возбуждаются и не оказывают заметного влияния на излучение антенны. Количество же директоров может быть большим, поскольку излучение антенны направляется в сторону директоров и вследствие этого они последовательно довольно интенсивно возбуждаются, об-

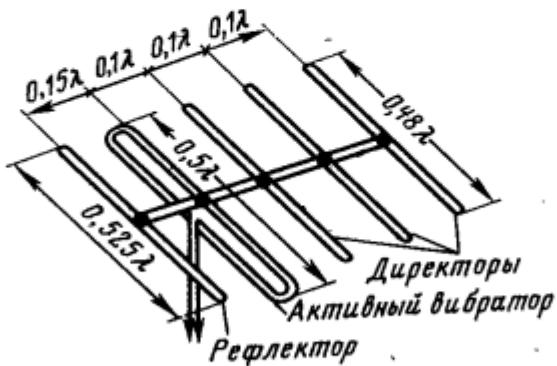


Рис. 12-20. Директорная антenna.

разуя «волновой канал» с замедленной волной. На практике число директоров может составлять от 2 до 10 и более.

Директорные антенны используются на метровых и дециметровых волнах; вибраторы делаются жесткими и крепятся своими средними точками к металлическому стержню (рис. 12-20). Этот стержень не возбуждается, поскольку силовые линии вектора \mathbf{E} пересекают его под прямым углом. Активный вибратор обычно выполняется петлеобразным и крепится к стержню в середине неразрезанной части. Таким образом, антenna монтируется без изоляторов, что делает ее весьма компактной и жесткой по конструкции.

Расстояние между активным вибратором и рефлектором берется в пределах $(0,15 \div 0,25)\lambda$, а между активным вибратором и первым директором, а также между соседними директорами — в пределах $(0,10 \div 0,35)\lambda$. Для получения максимального КНД в главном направлении расстояния между директорами и их длина должны специально подбираться на заданной частоте

возбуждения с тем, чтобы выполнялись определенные соотношения между токами в вибраторах. По-видимому, следует стремиться к тому, чтобы величины токов были примерно равны между собой и близки к величине тока в активном вибраторе, а фазы токов должны отставать на определенную величину от вибратора к вибратору по мере продвижения к концу антенны. При этом условии в главном направлении поля от отдельных вибраторов усиливают друг друга, в то время как в других направлениях происходит взаимная компенсация излучения. Обычно максимум КНД антенны в сторону директоров совпадает с минимумом излучения в сторону рефлектора. Таким образом, директорная антenna создает однонаправленное излучение.

Настройка директорной антенны оказывается весьма чувствительной к изменению частоты колебаний. Поэтому антenna является узкополосной (рабочая полоса частот при допустимом изменении КНД в главном направлении на 3 дБ составляет несколько процентов). При большом числе директоров экспериментальная процедура настройки антенны оказывается очень утомительной, так как изменение длины или положения одного из вибраторов ведет к изменению амплитуд и фаз токов во всех вибраторах.

9. Щелевые антенны. Полосковые печатные платы.

Рассмотрим свойства узких щелевых антенн в плоских экранах, используя результаты, полученные для магнитного излучателя. Предположим, что форма поперечного сечения магнитного излучателя является прямоугольной с размерами широкой стороны d и узкой стороны τ , причем $d \ll \lambda$. Расположим этот ленточный магнитный излучатель на поверхности идеально проводящей металлической плоскости неограниченных размеров. Тем самым образуется модель *односторонней щели* в экране, возбуждаемая в центре полувитком электрического тока I^3_{Σ} (рис. 2-17). Длина щели равна $2l$ и ширина щели равна d . Распределение магнитного тока (т. е. напряженности электрического поля) в такой модели щели, очевидно, определяется формулой (2-63). Пользуясь методом зеркального изображения, найдем, что электромагнитное поле в верхнем полупространстве, куда излучает щель, удваивается по сравнению с полем магнитного излучателя в свободном пространстве, т. е. оно определяется удвоенным выражением (2-64). В нижнем, теневом, полупространстве экрана поле повсюду равняется нулю.

Что касается проводимости излучения и входной проводимости односторонней щели, то они также удваиваются и будут выражаться формулами:

$$G_{\Sigma n}^{o.w} = \frac{2R_{\Sigma n}^3}{W^2}; \quad Y_{\Sigma 0}^{o.w} = \frac{2Z_{\Sigma 0}^3}{W^2}, \quad (2-67)$$

где $R_{\Sigma n}^3$ и $Z_{\Sigma 0}^3$ — сопротивление излучения и входной импеданс ленточного электрического излучателя с поперечными размерами $d \times \tau$, находящегося в той же среде, в которую излучает щелевая антenna; $G_{\Sigma n}^{o.w}$ и $Y_{\Sigma 0}^{o.w}$ — проводимость излучения и входная проводимость односторонней щели в бесконечном экране, размеры которой соответствуют размерам электрического излучателя. Заметим, что, как показал акад. М. А. Леонович в 1946 г., поперечное сечение металлической ленты шириной $d \ll \lambda$ в расчетах входных импедансов (проводимостей) эквивалентно круговому сечению, имеющему радиус $a = d/4$. С учетом этого обстоятельства в расчетах входных проводимостей щелевых антенн с помощью (2-67) могут быть эффективно использованы все расчетные формулы § 2-6 и 2-7, относящиеся к электрическому излучателю цилиндрической формы.

Наряду с удвоением входных проводимостей для односторонней щели в плоском бесконечном экране имеет

место и удвоение КНД по сравнению с его величиной для соответствующего вибратора в свободном пространстве. Это объясняется тем, что из-за наличия экрана вектор Пойнティングа односторонней щели в дальней зоне возрастает в 4 раза, хотя излучаемая мощность увеличивается в соответствии с (2-67) только в 2 раза по сравнению с магнитным вибратором в свободном пространстве. Например, КНД узкой односторонней полуволновой щелевой антенны с синусоидальным распределением тока при наличии бесконечного плоского экрана равен $2 \cdot 1,64 = 3,28$.

В практических конструкциях односторонних щелевых антенн экранировка излучения в нижнее полупространство обычно осуществляется с помощью объемных резонаторов или возбуждающих волноводов. При этом существенную роль играют два момента: 1) резонатор изменяет характер распределения возбуждающей м. д. с. вдоль щели по сравнению с рассмотренным нами случаем центрального сосредоточенного возбуждения полувитком электрического тока. Это может в свою очередь привести к отличию распределения напряжения в щели от синусоидального закона (2-63); 2) резонатор обладает собственной реактивной проводимостью, которая суммируется с входной проводимостью щели (2-67) и изменяет общую входную проводимость антенны. Поэтому на практике чаще всего используются *полуволновые резонансные щели*, в которых закон распределения напряжения практически не зависит от вида распределения возбуждающей м. д. с. Зависимость же суммарной входной проводимости щелевой антенны от размеров резонатора и способа его возбуждения используется для согласования входа антенны с характеристическим сопротивлением фидерной линии. При этом схема замещения полуволновой щелевой антенны вместе с резонатором в окрестности резонансной частоты имеет вид параллельного колебательного контура с регулируемым коэффициентом включения.

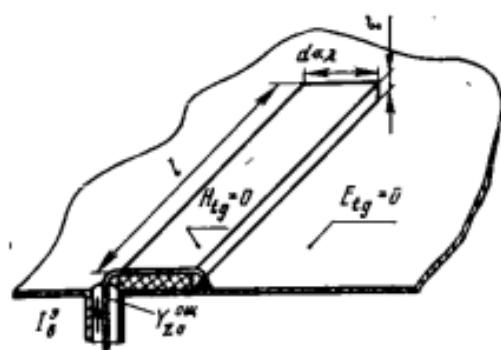


Рис. 2-17. Модель односторонней щелевой антенны.

ство обычно осуществляется с помощью объемных резонаторов или возбуждающих волноводов. При этом существенную роль играют два момента: 1) резонатор изменяет характер распределения возбуждающей м. д. с. вдоль щели по сравнению с рассмотренным нами случаем центрального сосредоточенного возбуждения полувитком электрического тока. Это может в свою очередь привести к отличию распределения напряжения в щели от синусоидального закона (2-63); 2) резонатор обладает собственной реактивной проводимостью, которая суммируется с входной проводимостью щели (2-67) и изменяет общую входную проводимость антенны. Поэтому на практике чаще всего используются *полуволновые резонансные щели*, в которых закон распределения напряжения практически не зависит от вида распределения возбуждающей м. д. с. Зависимость же суммарной входной проводимости щелевой антенны от размеров резонатора и способа его возбуждения используется для согласования входа антенны с характеристическим сопротивлением фидерной линии. При этом схема замещения полуволновой щелевой антенны вместе с резонатором в окрестности резонансной частоты имеет вид параллельного колебательного контура с регулируемым коэффициентом включения.

Наряду с односторонними щелями в современных антенных устройствах используются также и *двусторонние щели*, прорезанные в тонком металлическом листе больших размеров. Если считать металлический лист бесконечно протяженным, то моделью двусторонней щелевой антенны может служить пара ленточных магнитных ви-

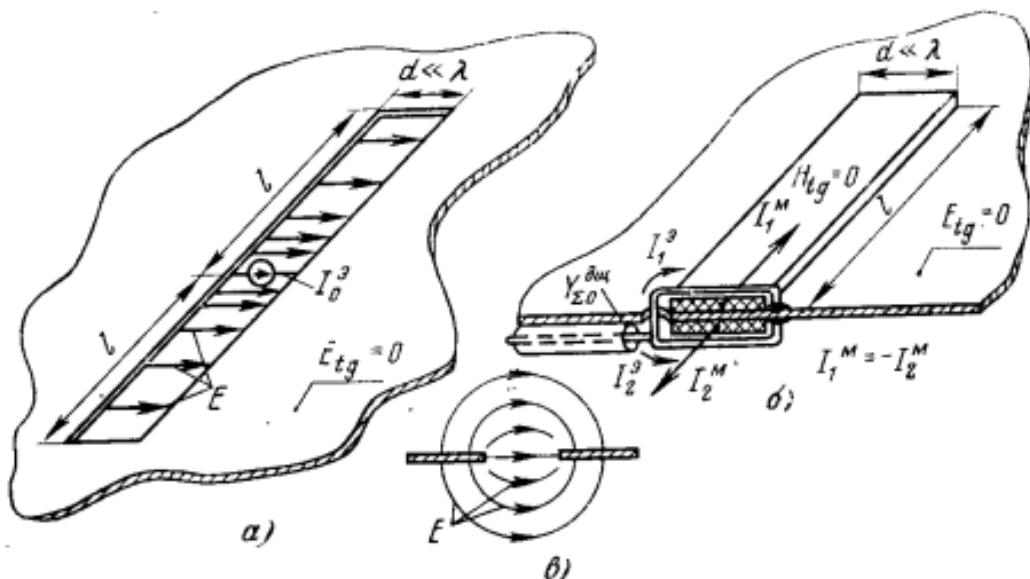


Рис. 2-18. Двусторонняя щель в бесконечном металлическом экране.

раторов, расположенных точно один над другим по разные стороны сплошного металлического листа и возбуждаемых синфазными полувитками электрического тока, подключенными параллельно к общему генератору (рис. 2-18). Легко видеть, что составляющие векторов электромагнитного поля двусторонней щели по-прежнему могут быть определены по формулам (2-64) с добавочным коэффициентом 2, учитывающим действие зеркальных изображений. Однако теперь проводимость излучения и входная проводимость двусторонней щели из-за излучения в оба полупространства будут вдвое превышать соответствующие проводимости односторонней щели, т. е. будут определяться формулами:

$$G_{\Sigma\Pi}^{\text{д.щ}} = \frac{4R_{\Sigma\Pi}^3}{W^2}, \quad Y_{\Sigma 0}^{\text{д.щ}} = \frac{4Z_{\Sigma 0}^3}{W^2}, \quad (2-68)$$

где $R_{\Sigma\Pi}^3$ и $Z_{\Sigma 0}^3$ — сопротивление излучения и входное сопротивление расположенного в свободном пространстве

ленточного металлического вибратора с теми же размерами, что и щель.

С другой стороны, КНД двусторонней щели вдвое ниже КНД односторонней щели, т. е. совпадает по величине с КНД ленточного металлического вибратора в свободном пространстве.

Выше посредством понятия о магнитном вибраторе проведено сопоставление излучения щели в плоском бесконечном экране с излучением соответствующего электрического вибратора в свободном пространстве. Непосредственную связь между излучением двусторонней щели в экране и соответствующим ей электрическим вибратором в свободном пространстве впервые установил советский ученый А. А. Пистолькорс в 1944 г., сформулировав так называемый принцип двойственности, который гласит, что задаче об излучении щели в экране соответствует задача об излучении в свободное пространство металлической ленты той же длины и ширины, находящейся на месте щели.

Наиболее компактная формулировка принципа двойственности в общем виде выглядит так: «Решение уравнений Максвелла для магнитного поля, найденное для данных граничных условий, будет справедливо и для электрического поля, если в граничных условиях оба поля поменять местами. При этом одинаковым граничным значениям \mathbf{H} в первом и \mathbf{E} во втором случае будут соответствовать и одинаковые значения этих полей в точке наблюдения в обоих случаях». Из этого определения следует, что принцип двойственности является частным случаем применения принципа взаимозаменяемости полей электрических и магнитных токов к таким граничным задачам электродинамики, в которых отсутствуют в явном виде сторонние возбуждающие токи.

Простейшая полуволновая щелевая антенна располагается на металлической плоскости конечных размеров и возбуждается резонатором в виде короткозамкнутого $\lambda_v/4$ -отрезка прямоугольного волновода с волной H_{10} (рис. 10-1,*a*). Излучающая система питается коаксиальным фидером, внешний проводник которого присоединяется к одной стороне щели, а внутренний проводник — к другой стороне щели. Резонатор играет роль металлического изолятора, и его реактивная проводимость компенсирует собственную реактивную проводимость щели.

Следовательно, входное сопротивление полуволновой щелевой антенны с настроенным резонатором на экране больших электрических размеров будет равно в пучности напряжения (в центре щели) $R_{\text{щ}} = W_0^2 / 2R_{\Sigma} = 970 \text{ Ом}$ [см. формулу (2-67)]. Чтобы согласовать это сопротивление с волновым сопротивлением коаксиальной линии W_{Φ} , следует подключить линию ближе к краю щели, на расстоянии l от края, определяемом из уравнения

$$\sin^2 \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{W_{\Phi}}{R_{\text{щ}}}. \quad (10-1)$$

Конструктивно удобно примкнуть резонатор одной широкой стороной к экрану, а фидер ввести внутрь резонатора через другую широкую его сторону. Продольный разрез такой конструкции показан на рис. 10-1,б.

Что касается диаграмм направленности, то они, конечно, отличаются от диаграмм направленности при расположении щели в бесконечном экране. Можно утверждать, что в плоскости щели (т. е. в плоскости вектора **H**), где излучение вдоль щели равно нулю, явление дифракции волн на краю экрана сказывается слабо и диаграмма направленности незначительно зависит от размеров экрана. В переднем полупространстве она примерно совпадает с диаграммой направленности щели, прорезанной в бесконечном экране, в заднем полупространстве имеется небольшой лепесток. В плоскости, перпендикулярной щели (т. е. в плоскости вектора **E**), диаграмма направленности сильно зависит от размера экрана $2L$ и незначительно зависит от размера экрана $2H$. В этой плоскости ярко выражено явление дифракции волн на краю экрана. На собственное излучение щели накладывается добавочное излучение, появляющееся за счет возбуждения краев экрана, что приводит, с одной стороны, к появлению поля за теневой стороной экрана и, с другой стороны, к искажению диаграммы направленности в переднем полупространстве. Вследствие интерференции волн, излучаемых непосредственно щелью и излучаемых при дифракции у краев экрана, появляются минимумы и максимумы излучения, количество которых тем больше, чем больше размер $2L$ экрана по сравнению с длиной волны.

На рис. 10-2,а—г пунктирными кривыми показаны экспериментальные диаграммы направленности щелевой

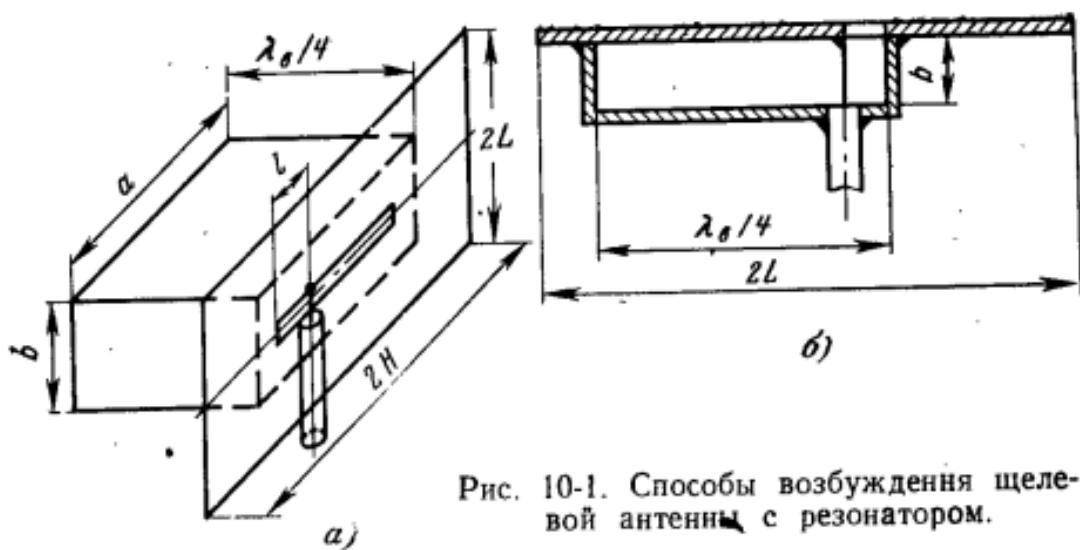


Рис. 10-1. Способы возбуждения щелевой антенны с резонатором.

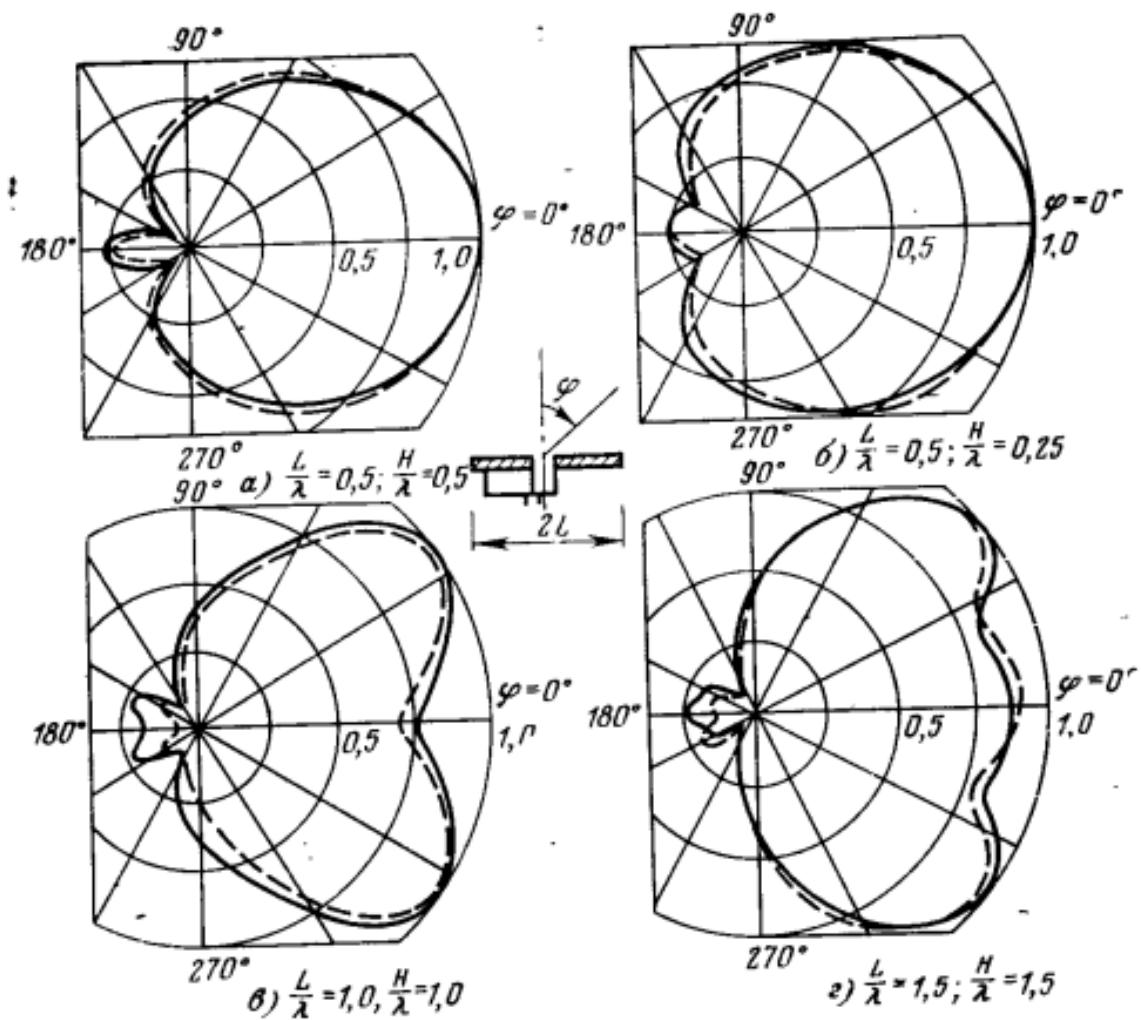


Рис. 10-2. Диаграммы направленности щелевой антенны на конечном экране в плоскости вектора \mathbf{E} .

антенны в плоскости вектора \mathbf{E} в зависимости от размеров экрана. Как видно, эти кривые подтверждают сказанное выше. На том же рисунке приведены сплошные

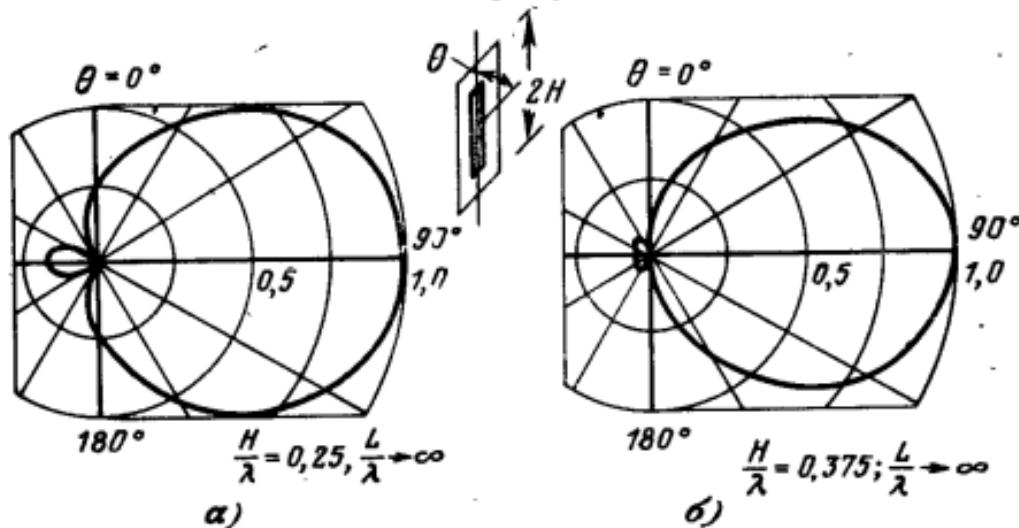


Рис. 10-3. Диаграммы направленности щелевой антенны на конечном экране в плоскости вектора \mathbf{H} .

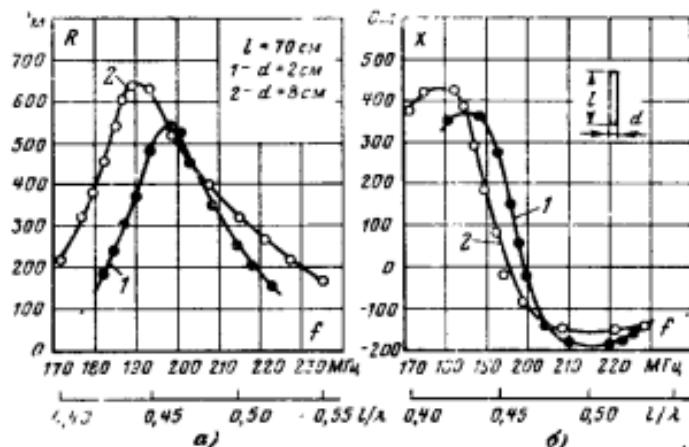


Рис. 10-4. Экспериментальные графики входного сопротивления двухсторонней щелевой антенны.

теоретические кривые, полученные по приближенной теории. Эти зависимости рассчитаны, исходя из распределения поверхностного электрического тока на освещенной стороне экрана, которое полагалось совпадающим с распределением поверхностного электрического тока в бесконечном экране (так называемое приближение физической оптики).

На рис. 10-3, а, б приведены теоретические диаграммы направленности в плоскости вектора \mathbf{H} , вычисленные

в предположении, что размер $2H$ является конечным, а размер $2L$ бесконечно велик. Экран в этом случае представляет собой бесконечную полосу, являющуюся вырожденным эллиптическим цилиндром. Теоретические расчеты здесь проведены строгим методом собственных функций.

На практике применяются не только односторонние, но и двусторонние щели, расположенные на плоскостях ограниченных размеров. Так, если в антenne на рис. 10-1 удалить резонатор, то и получится такая двусторонняя щелевая антenna. Диаграммы направленности в каждом полупространстве теперь будут примерно такими же, как и на рис. 10-2 и 10-3 для освещенной области экрана. Однако в плоскости вектора \mathbf{E} излучение в направлении краев экрана теперь окажется строго равным нулю.

Входное сопротивление двусторонней щелевой антенны на достаточно большом по сравнению с длиной волны экране может быть определено по формулам (2-68). Для резонансной полуволновой щели оно будет равно 485 Ом.

На рис. 10-4, а, б приведены экспериментальные графики активной и реактивной частей входного сопротивления вблизи резонанса двусторонней щелевой антенны с достаточно большим экраном. Из графиков следует, что резонансная длина щели оказывается несколько меньше половины длины волны и уменьшается с увеличением ширины щели.

Описанный в гл. 9 плоскостной короткозамкнутый вибратор Б. В. Брауде можно также рассматривать как щелевую антенну (рис. 10-5). Этот вибратор представляет собой по существу одну половину двусторонней щелевой антенны. Очевидно, что при достаточно больших относительно длины волны линейных размерах экрана входные сопротивления такого вибратора будут примерно в 2 раза больше, чем на рис. 10-4. С уменьшением экрана величина и характер входного сопротивления антенны меняются. Установлено, что наиболее широкополосная антenna получается при соотношении размеров экрана $a/l = 1,5$.

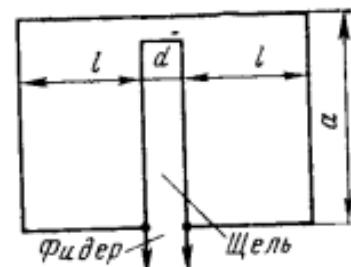


Рис. 10-5. Плоскостной короткозамкнутый вибратор.

Разновидности щелей. Возбуждение одиночной щели в волноводе происходит тогда, когда она своей широкой стороной пересекает электрические токи, текущие по внутренним поверхностям стенок волновода. При распространении волны H_{10} в прямоугольном волноводе имеются две составляющие магнитного поля

$$H_x = H_0 \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \exp(-j\beta_{10}z);$$

$$H_z = \frac{\pi H_0}{j\beta_{10}a} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \exp(-j\beta_{10}z), \quad (10-2)$$

где $\beta_{10} = k\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ — продольное волновое число волны H_{10} .

В соответствии с известным граничным условием $J = [H, n]$ этим двум составляющим вектора **H** соответствуют три составляющие вектора плотности поверхности электрического тока — две поперечные J_x и J_y , порождаемые продольным компонентом H_z , и одна продольная J_z , порождаемая поперечным компонентом H_x . Продольная составляющая существует только на широкой стенке волновода, а находящиеся по отношению к ней в фазовой квадратуре поперечные составляющие существуют как на широких (J_x), так и на узких (J_y) стенах волновода. Эпюры распределения амплитуд раз-

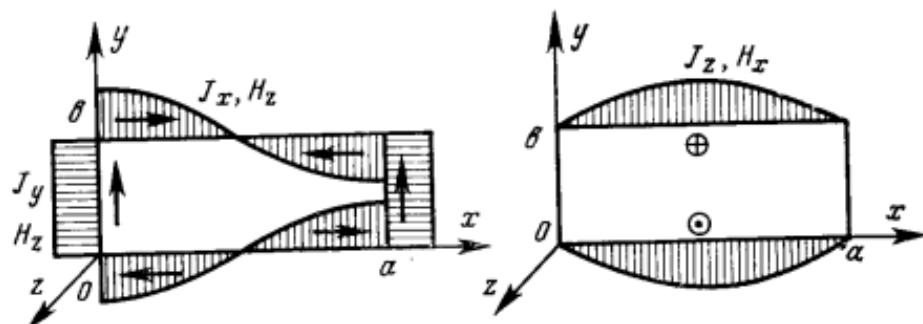


Рис. 10-15. Распределение плотности поверхностных токов на стенах прямоугольного волновода с волной H_{10} .

личных компонентов плотности поверхности тока показаны на рис. 10-15. Имея в виду эти эпюры, легко представить себе физическую картину возбуждения различных типов излучающих щелей в волноводе (рис. 10-16).

Поперечная щель I на широкой стенке возбуждается продольными токами, причем интенсивность ее возбуждения уменьшается при смещении центра щели от середины широкой стенки. Продольная щель II пересекает поперечный ток, если только она сдвинута относительно середины широкой стенки волновода. Ее излучение возрастает с приближением щели к краю широкой стенки и полностью отсутствует при $x_0 = a/2$. Располагая продольную щель с разной стороны осевой линии волновода, можно изменять фазу излученного поля на 180° за счет изменения направления поверхности тока. Наклонная щель III в узкой стенке возбуждается поперечным током постоянной величины. Поэтому интенсивность ее возбуждения регулируют подбором угла наклона δ . При $\delta=0$ эта щель не возбуждается, при $\delta=90^\circ$ излучение максимально. Наконец, наклонно-смещенная щель IV в широкой стенке пересекается как продольными, так и поперечными токами. Следовательно, интенсивность ее излучения (а также фаза излучаемого поля) зависят как от координаты центра x_0 , так и от угла наклона δ .

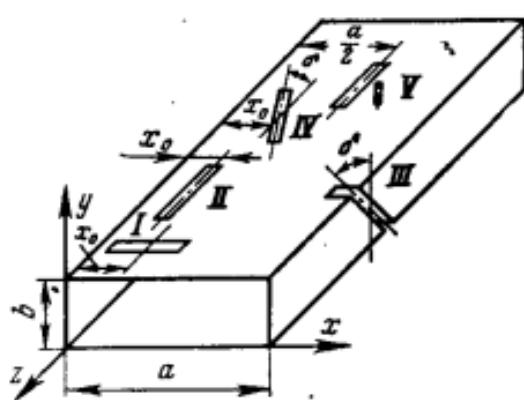


Рис. 10-16. Типы щелей, используемых в волноводно-щелевых антенах.

ле линейной поляризации с вектором E , перпендикулярным большой стороне щели. При необходимости излучения волны круговой поляризации используют крестообразные щели, получаемые совмещением центров щелей I и II (рис. 10-16). Поверхностные токи J_z и J_x , возбуждающие соответственно поперечную и продольную щели, находятся между собой в фазовой квадратуре, что обеспечивает первое условие получения кругополяризованного поля. Подбором координаты центра щелей x_0 можно реализовать второе условие — равенство амплитуд возбуждения продольной и поперечной щелей. Расположе-

Резонансные волноводно-щелевые решетки. Решетки этого типа строятся на базе закороченного на конце

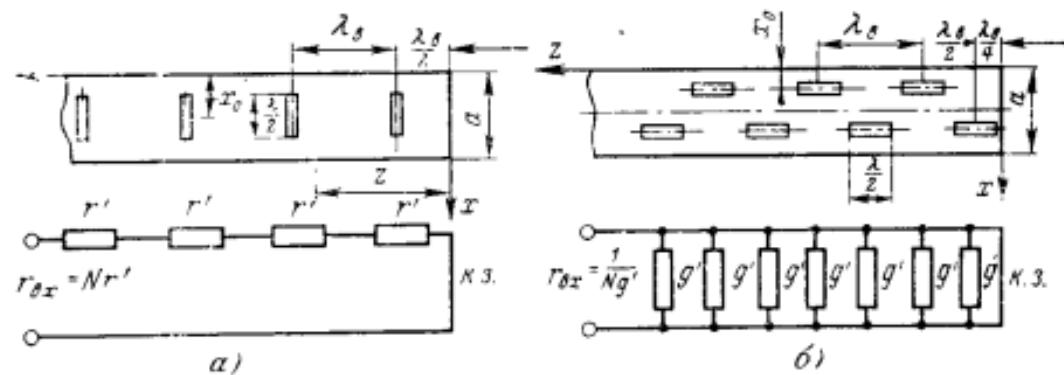


Рис. 10-18. Резонансные волноводно-щелевые решетки из синфазно связанных (а) и переменнофазно-связанных (б) щелей.

волновода, причем расстояние между соседними щелями выбирается точно равным $\lambda_{\text{в}}$ для щелей, синфазно-связанных с полем волновода (рис. 10-18, а) или точно равным $\lambda_{\text{в}}/2$ для случая переменнофазно-связанных щелей (рис. 10-18, б). В обоих случаях резонансные решетки имеют синфазное возбуждение всех щелей (с учетом дополнительного сдвига фаз соседних продольных щелей на 180° за счет их расположения по разные стороны от середины широкой стенки) и, следовательно, направление максимального излучения совпадает с нормалью к оси волновода. Если все щели имеют одинаковые значения параметров r или g , то амплитудное распределение возбуждения получается равномерным (в пренебрежении взаимным влиянием щелей по внешнему пространству) и характеристика направленности в продольной плоскости, проходящей через ось волновода, определяется формулой (6-65) с включением дополнительного множителя направленности одиночной щели в плоском экране. Нормированное входное сопротивление решетки

§ 10.4. ПОЛОСКОВЫЕ И МИКРОПОЛОСКОВЫЕ АНТЕННЫ

Полосковые и микрополосковые антенны выполняют по интегральной технологии, как и другие устройства СВЧ (делители мощности, фазовращатели, согласующие элементы). К достоинствам этого вида антенн относятся простота, сравнительно небольшие

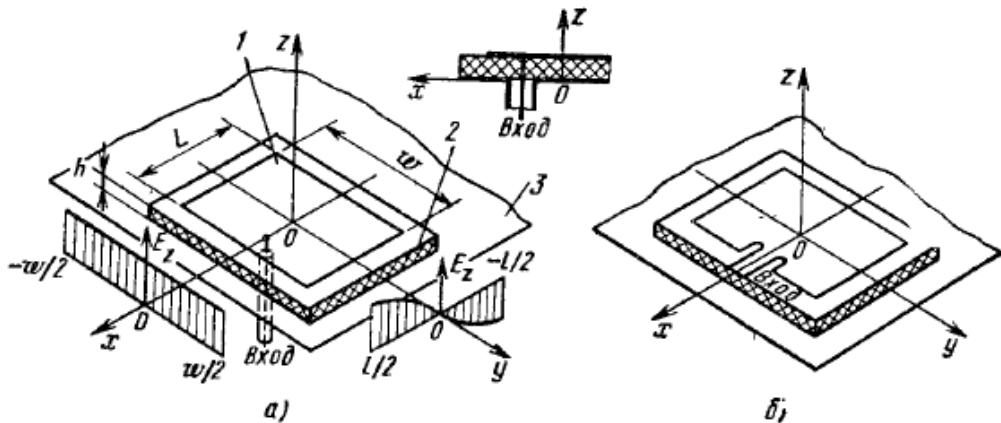


Рис. 10.15. Прямоугольные микрополосковые антенны с питанием коаксиальной (а) и полосковой линией (б)

объем и масса и низкопрофильность, т. е. малое аэродинамическое сопротивление при размещении на поверхности летающих объектов.

Составными частями простейшего полоскового излучателя (рис. 10.15) являются *металлическая пластина 1*, *экран 3* и *диэлектрическое основание 2* (подложка). Форма металлических пластин-излучателей весьма разнообразна. Наиболее распространены пластины прямоугольной, круглой и эллиптической формы. Возбуждение пластин может осуществляться либо коаксиальной линией через отверстие в экране и подложке (рис. 10.15, а), либо полосковой линией в плоскости пластины (рис. 10.15, б). В первом случае экран коаксиального кабеля присоединяется к экрану, а центральный проводник пропускается через подложку и соединяется с металлической пластиной в специально подбираемой точке. Во втором случае возбуждение к точке питания подводится несимметричной полосковой линией, для чего в пластине делается соответствующий вырез (вырез не обязателен, если точка питания смешена к краю пластины). В качестве диэлектрического основания обычно используются диэлектрики с параметрами: $\epsilon_r \approx 2,5 \div 10,0$ и $\operatorname{tg} \delta \approx 10^{-4} \div -10^{-3}$. Толщина основания h может составлять $(0,1 \div 0,01)\lambda$.

Микрополосковые излучатели относятся к *резонансным антennам*. Упрощенно можно считать, что объемный резонатор микрополоскового излучателя ограничен вертикальными стенками из идеального магнитопроводящего материала, расположенными по периметру пластины. В прямоугольных микрополосковых антенных обычно используется низший тип резонанса, при котором $L \approx \lambda_b/2$, где $\lambda_b \approx \lambda_0 \sqrt{\epsilon_r}$ — длина волны в полосковой линии передачи с шириной проводника $w \leq \lambda/2$. Составляющая электрического поля E_z в поперечном сечении полосковой линии (вдоль координаты y) между пластиной и экраном распределена почти равномерно, а в продольном (вдоль координаты x) — по синусоидальному закону с пучностями на краях пластины. Заметные отклонения от такого идеализированного распределения наблюдаются только вблизи углов пластины и в окрестностях точки питания.

Модель излучающей системы микрополосковой антенны можно строить различными способами. Например, можно учесть поверхностные электрические токи, текущие по пластине и по экрану, а также вертикальные токи электрической поляризации в диэлектрике подложки. Однако нахождение распределения излучающих электрических токов представляет сложную электродинамическую задачу и область растекания этих токов заметно превышает размеры пластины. Поэтому такая модель излучающей системы используется сравнительно редко, в основном при стремлении учесть конечные размеры экрана по методу физической оптики. Чаще применяют более простую модель излучающей системы, согласно которой **микрополосковая антenna трактуется как эквивалентная щелевая антenna в плоском бесконечном экране без диэлектрика**. Специальные исследования подтвердили, что точность этой модели вполне достаточна для понимания принципа действия антенны и ориентировочных расчетов поля излучения. Форма эквивалентной щели полагается совпадающей с формой краев металлической пластины.

На рис. 10.16 показано распределение магнитных токов j_x^M и j_y^M в эквивалентной щели, построенное исходя из картины распределения поля E_z в резонаторе прямоугольной микрополосковой антенны. Главную роль в формировании излучаемого поля играют равномерно распределенные синфазные токи J_{y1}^M и J_{y3}^M , создающие линейно поляризованное излучение с вектором E , параллельным оси x . Токи J_{x2}^M и J_{x4}^M содержат на каждой боковой стороне пластины по два противофазных участка, излучение которых в значительной степени взаимно компенсируется (точная компенсация имеет место в плоскостях zOx и zOy). Пользуясь методикой расчета полей излучения антенн, сформулированной в § 7.3, можно получить следующие выражения для ДН прямоугольной микрополосковой антенны:

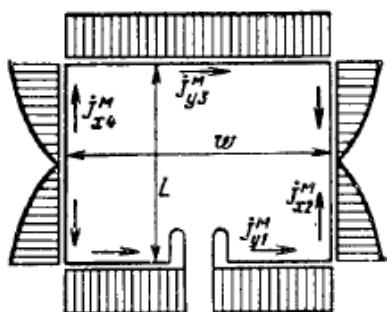


Рис. 10.16. Распределение магнитных токов в щелевом излучателе, эквивалентном микрополосковой антенне

Пластину по два противофазных участка, излучение которых в значительной степени взаимно компенсируется (точная компенсация имеет место в плоскостях zOx и zOy). Пользуясь методикой расчета полей излучения антенн, сформулированной в § 7.3, можно получить следующие выражения для ДН прямоугольной микрополосковой антенны:

$$\hat{f}_\theta(\theta, \varphi) = \cos v \sin \varphi \frac{\sin u}{u},$$

$$\begin{aligned} \hat{f}_\varphi(\theta, \varphi) = & \cos v \cos \varphi \cos \theta \frac{\sin u}{u} \times \\ & \times \left[1 - \frac{(\beta_0 L \sin \theta)^2}{\pi^2 - (\beta_0 L \cos \theta)^2} \right], \end{aligned}$$

где $u = 0.5\beta_0 w \sin \theta \cos \varphi$; $v = 0.5\beta_0 L \cos \theta$; $\beta_0 = 2\pi/\lambda_0$. В выражении для \hat{f}_φ первый член в скобках соответствует излучению двух торцевых щелей с равномерным распределением магнитного тока, второй член — излучению боковых щелей. Напомним, что размер L должен определяться из условия резонанса, т. е. из соотношения $L \approx 0.5\lambda_0/\sqrt{\epsilon_r}$. Характерный вид ДН прямоугольной микрополосковой антенны изображен на рис. 10.17. Из-за совместного участия в излучении двух торцевых щелей КНД прямоугольной микрополосковой антенны получается несколько выше, чем КНД односторонней полуволновой щелевой антенны, и составляет 3,5—7,0 (меньшим значениям КНД соответствуют более высокие значения диэлектрической проницаемости подложки, уменьшающие размеры пластины и снижающие направленность).

При оценке КПД полосковых антенн следует учитывать три вида потерь мощности: 1) омические потери в пластине и экране; 2) потери в неидеальном диэлектрике подложки; 3) ответвление части подводимой к антенне мощности в возникающую поверхностную волну (диэлектрическая подложка на экране представляет собой замедляющую структуру, способную поддерживать такую волну). Совместное действие трех факторов снижает КПД до 50–80%, причем меньшие значения соответствуют более тонким подложкам.

Существенным недостатком одиночного микрополоскового излучателя является узкополосность, связанная с резонансным механизмом действия антенны. Установлено, что добротность квадратной микрополосковой антенны без учета омических потерь — так называемую *добротность излучения* — можно приближенно оценить с помощью соотношения $Q_e \approx \epsilon_r D [\lambda_0 / (16h)]$, где D — КНД; h — толщина подложки. Характерные значения добротности излучения для одиночных излучателей составляют 30–80. Входное сопротивление микрополоскового излучателя легко регулируется подбором положения точки питания. Входное сопротивление антенны прямоугольной формы максимально при питании на краю (несколько сотен ом) и изменяется пропорционально множителю $\sin^2(\pi a/L)$ при

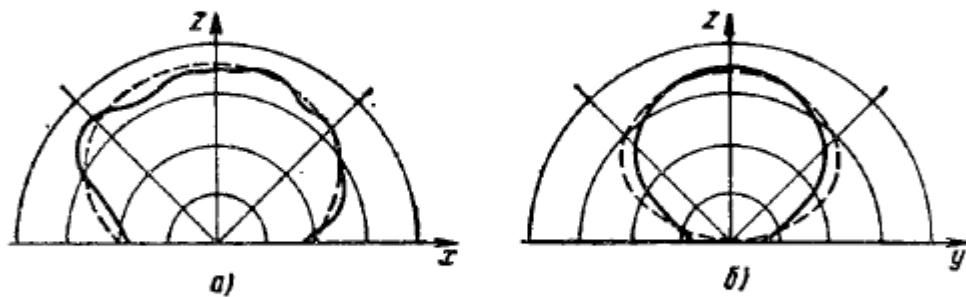


Рис. 10.17. ДН микрополосковой антенны с прямоугольной пластиной в плоскости **E** (а) и в плоскости **H** (б):

— эксперимент; — — расчет

расположении точки питания на расстоянии a от центра антенны. Выбор правильного положения точки питания при сохранении настройки на резонанс избавляет от необходимости применять отдельные согласующие устройства.

10. Антенны бегущей волны: диэлектрические, логопериодические

11-4. ЛОГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ШИРОКОДИАПАЗОННЫЕ АНТЕННЫ

Идея автоматической отсечки излучающих токов в месте, определяемом частотой генератора, нашла еще одно воплощение в антенах с логарифмической периодичностью параметров в зависимости от частоты, для краткости называемых просто логопериодическими антennами (ЛПА). Одна из первых антенн такого типа показана на рис. 11-8. Плечами антены являются своеобразные структуры из взаимно чередующихся вибраторов в форме выступов и впадин. Геометрия таких структур характеризуется безразмерным периодом $\tau = R_n/R_{n+1} = \text{const}$, коэффициентом формы $\sigma = r_n/R_n$ и углами α и β .

Обычно используются структуры, в которых выполняется условие $\sigma = \sqrt{\tau}$. Плечи антены в начале координат разделены зазором, к которому прикладывается возбуждающее напряжение. В качестве фидера может быть использован коаксиальный кабель, проложенный вдоль плеча антены. Наружный проводник кабеля припаивается к одному плечу антены на всем его протяжении, а внутренний проводник присоединяется к началу другого плеча антены. Экспериментально было установлено, что величина электрического тока в выступах структуры при удалении от центра возрастает, достигая максимума в месте расположения резонансных выступов примерно четвертьволновой длины. Направления наиболее интенсивных токов, определяющих излучение антены, показаны стрелками на рис. 11-8. После прохождения резонансных выступов токи резко уменьшаются, т. е. происходит их отсечка. С уменьшением частоты излучаемых колебаний последовательно возникают резонансы выступов, более удаленных от центра. Отношение двух частот $f_1 < f_2$, на которых резонируют соседние выступы, составляет в точности величину $\tau = f_1/f_2$. Поэтому характеристики направленности и входной импеданс антены оказываются периодическими функциями логарифма частоты колебаний. При правильном подборе параметров структуры изменение характеристик антены в пределах одного периода оказывается

небольшим. Точное повторение этих изменений от периода к периоду обеспечивает удовлетворительное поведение характеристик антенны в очень широком диапазоне частот. Границы рабочего диапазона в первом приближении определяются частотами резонанса крайних выступов, наиболее близких к центру антенны и наиболее удаленных от него. Легко может быть достигнута величина рабочего диапазона частот 10:1 и более.

Средняя величина входного импеданса плоской логопериодической антенны, изображенной на рис. 11-8, обычно превышает 100 Ом и зависит от выбора углов α и β . При $\alpha=\beta=45^\circ$ форма металлической части антенны совпадает с формой ее щелевой дополнительной части и в соответствии с формулой $Z_1Z_2=(60\pi)^2$ входной импеданс должен составлять 188 Ом. Измерения дают несколько меньшую величину, примерно 150 Ом. Дальнейшее уменьшение средней величины входного импеданса, желательное для облегчения согласования входа антенны с обычным коаксиальным кабелем ($W=75$ Ом), может быть достигнуто при уменьшении угла β . Однако это приводит к некоторому увеличению неравномерности входного импеданса в пределах одного периода.

Диаграммы направленности плоской логопериодической антенны представляют собой два широких лепестка, ориентированных перпендикулярно плоскости плеч. Излучение в плоскости антенны невелико для всех направлений. Вектор E в направлении максимального излучения поляризован параллельно оси x , а излучение с поляризацией, параллельной оси y , мало.

Ширина лепестков диаграммы направленности зависит от безразмерного периода структуры τ . Например, при изменении τ от 0,81 до 0,25 в антenne с углами $\alpha=\beta=45^\circ$ происходит плавное уменьшение ширины лепестков по половинной мощности от 73 до 38°.

При совершенствовании логопериодических антенн

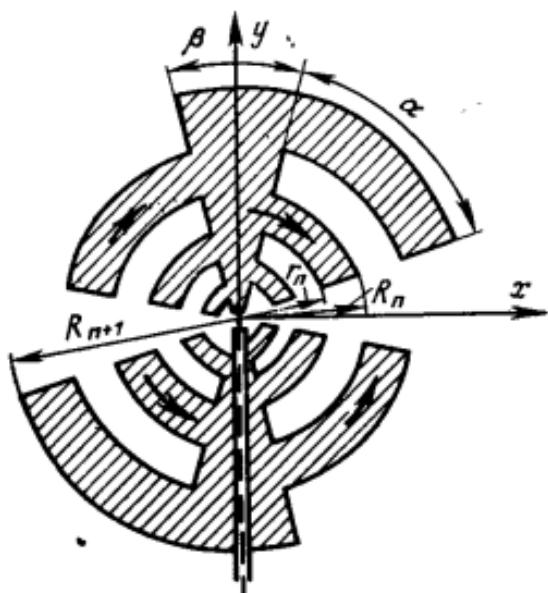


Рис. 11-8. Одна из первых плоских логопериодических антенн.

были найдены значительно более простые формы плеча, показанные на рис. 11-9,*a*—*g* (подробно изображены только верхние половины антенн, а нижние половины обозначены пунктиром). Кроме того, было обнаружено, что разворот половин антенны относительно оси *x* на

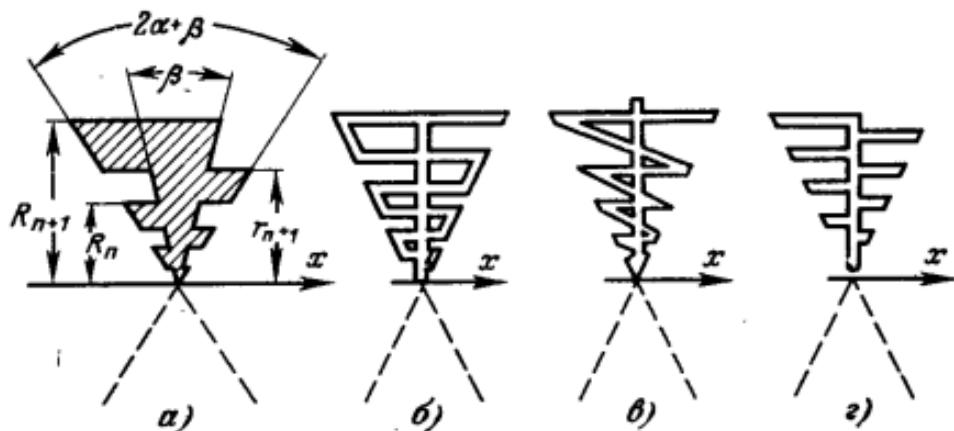


Рис. 11-9. Формы логопериодических структур.

угол $\psi < 90^\circ$ может обеспечить однонаправленное излучение в сторону вершины структуры. Получающаяся при этом форма антенны показана на рис. 11-10,*a*, а направление максимума излучения совпадает с биссектрисой угла ψ между плечами антенны. В предельном случае $\psi = 0$ обе половины антенны совмещаются и образуется плоская логопериодическая антenna, показанная на рис. 11-10,*b*. Такую плоскую антенну удобно

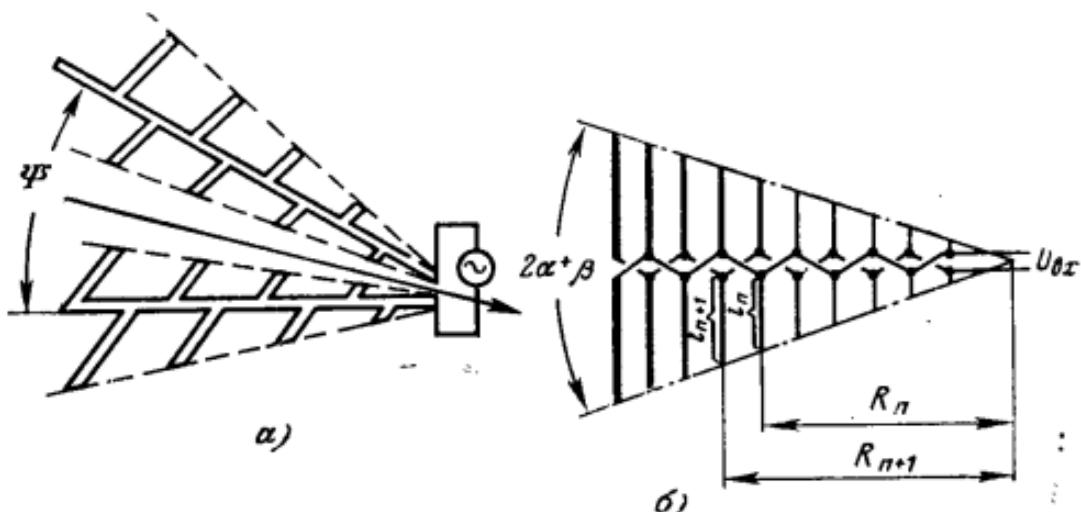


Рис. 11-10. Однонаправленные логопериодические вибраторные антennы.

a — пространственная; *b* — плоская.

трактовать как линейную решетку симметричных вибраторов монотонно изменяющейся длины, возбуждаемых двухпроводным фидером с перекрещивающимися проводниками. Фидер возбуждается от генератора со стороны вибраторов меньшей длины. Удобное конструктивное выполнение плоской антенны, не требующее спе-

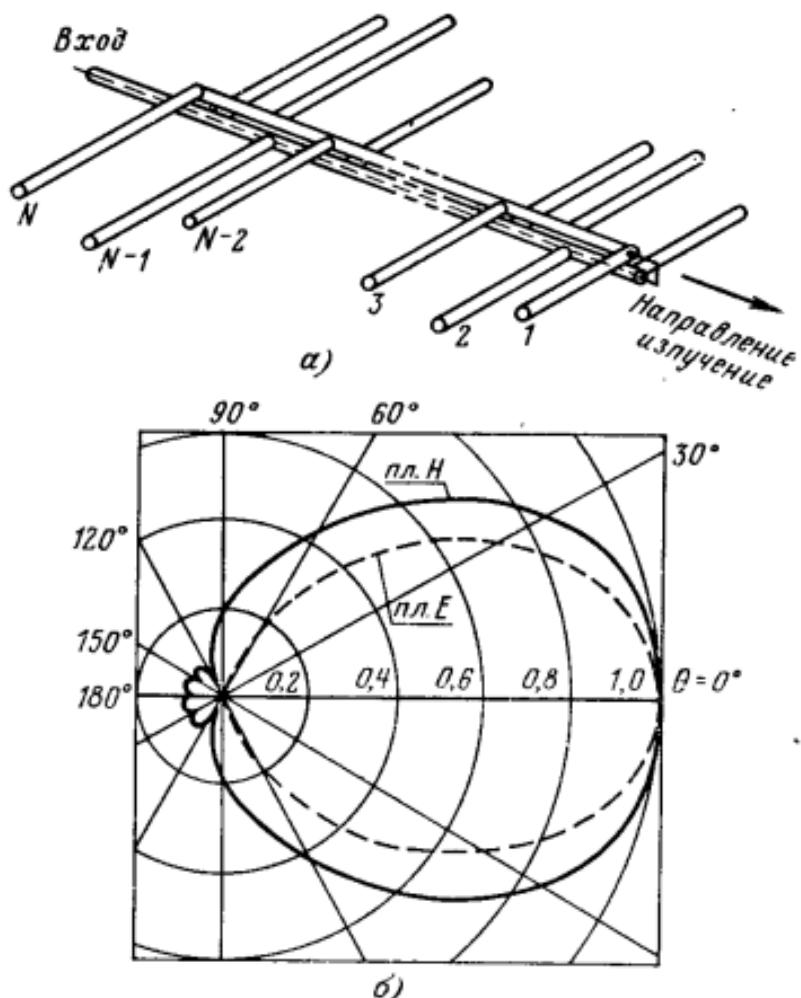


Рис. 11-11. Вибраторная логопериодическая антenna.

циального симметрирующего устройства, показано на рис. 11-11,а. Для объяснения действия логопериодической вибраторной антенны на какой-либо заданной частоте следует вначале выделить активную область с наибольшими излучающими токами. В первом приближении эта область включает в себя вибратор резонансной длины (размер плеча примерно $\lambda/4$) и пару вибраторов, примыкающих к нему с двух сторон. Другие вибраторы из-за значительной расстройки возбуждаются слабее, и их влияние на излучаемое поле невелико.

Условия возбуждения и взаимное влияние вибраторов активной области друг на друга сочетаются таким образом, что более длинный вибратор ведет себя как рефлектор и ток в нем опережает ток резонансного вибратора. Напротив, ток в более коротком вибраторе отстает от тока резонансного вибратора и короткий вибратор играет роль директора. Совместное излучение нескольких вибраторов активной области усиливается в направлении вершины антенны (т. е. точки питания) и компенсируется в обратном направлении, т. е. в сторону расположения более длинных вибраторов. Форма измеренной характеристики направленности в плоскостях E и H для одного из образцов плоской антенны показана на рис. 11-11,б. В плоскости E характеристика направленности получается уже из-за направленных свойств одного вибратора в этой плоскости. Уравнивание ширины лепестков в плоскостях E и H возможно путем перехода к пространственной конструкции антенны согласно рис 11-10,а и при подборе угла ϕ между плечами.

Рабочая полоса частот любой вибраторной логопериодической антенны с нижней стороны ограничивается допустимыми габаритами самых больших вибраторов $l_{\max} \approx \lambda_{\max}/4$ и с верхней стороны — размерами самого малого вибратора $l_{\min} \approx \lambda_{\min}/4$. Однако для сохранения удовлетворительного направленного действия на крайних частотах диапазона следует позаботиться, чтобы вибратор, резонирующий на самой длинной волне, имел после себя еще один-два более длинных вибратора-рефлектора, а вибратор, резонирующий на самой короткой волне, имел впереди себя, т. е. ближе к точкам возбуждения, два-три более коротких вибратора-директора. Практически удается в десятикратном диапазоне волн с помощью вибраторных логопериодических антенн получать почти неизменные характеристики направленности при коэффициенте отражения на входе $|\Gamma_{\text{вх}}| < (0,20 \div 0,25)$. Разумеется, что такой результат достигается при правильном выборе характеристического сопротивления распределительного фидера. Участок этого фидера между точкой возбуждения и началом активной области действует в качестве линии передачи. Короткие вибраторы, расположенные на этом участке, обладают большим реактивным сопротивлением и почти не нагружают линию, лишь несколько уменьшая ее эквивалентное характеристическое сопротивление. Мощность, проходящая по распределительному фидеру, интенсивно излучается активной областью, и поэтому участок распределительного фидера от вершины антенны до начала активной области работает в режиме бегущей волны.

12-2. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СТЕРЖНЕВЫЕ АНТЕННЫ

Диэлектрические стержневые антенны применяются на границе дециметрового и сантиметрового диапазонов волн на частотах от 2 до 10 ГГц. Они представляют собой диэлектрические стержни (иногда трубы) круглого или прямоугольного поперечного сечения длиной в несколько длин волн, возбуждаемые отрезком круглого или прямоугольного металлического волновода (рис. 12-1). В случае круглого поперечного сечения возбуждение происходит волной H_{11} в круглом волноводе, а в случае прямоугольного поперечного сечения возбуждение стержня осуществляется волной H_{10} в прямоугольном волноводе.

В диэлектрическом стержне, являющемся продолжением металлического волновода, возбуждается низшая гибридная замедленная электромагнитная волна HE_{11} , родственная волнам H_{11} и H_{10} в металлических волноводах. Структура поля этой волны показана на рис. 12-2. Составляющие вектора напряженности электрического поля E_y и E_z имеют незначительную величину, к тому же они в разных частях поперечного сечения имеют противоположные направления. Следовательно, в стержне возбуждаются электрические токи поляризации $j_p = \omega(\epsilon_a - \epsilon_0)E$, которые в основном являются поперечными и направлены вдоль оси x .

Таким образом, диэлектрическую стержневую антенну можно представить себе как непрерывную систему поперечных излучателей. Распределение амплитуд токов поляризации в

направлении оси z системы в нулевом приближении можно считать постоянным, а распределение фаз токов поляризации изменяющимся линейно.

Фазовая скорость волны в антенне определяется

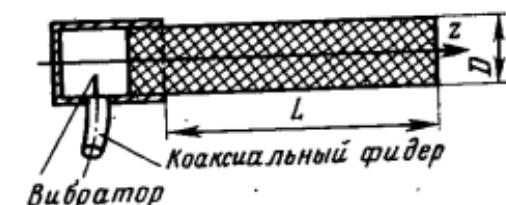


Рис. 12-1. Диэлектрическая стержневая антenna.

отношением доли электромагнитной мощности, переносимой волной внутри стержня, к полной электромагнитной мощности, переносимой поверхностной волной вдоль

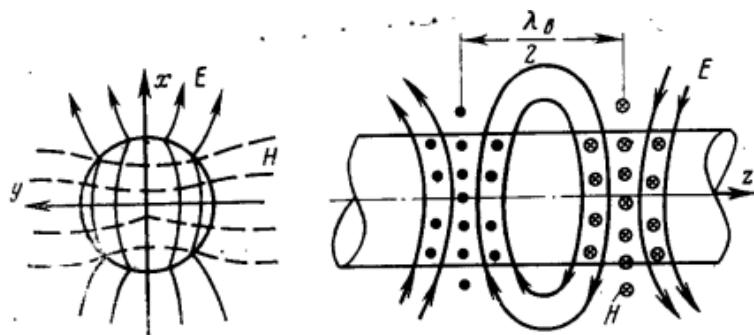


Рис. 12-2. Волна HE_{11} в круглом диэлектрическом волноводе. стержня. Если стержень тонок относительно длины волны, то большая часть мощности переносится волной в окружающем стержень пространстве, фазовая скорость в основном определяется внешней средой и близка к скорости света. Если стержень толст относительно длины волны, то большая часть мощности движется внутри стержня, фазовая скорость в основном определяется внутренней средой и становится близкой к скорости света в этой среде. Таким образом, фазовая скорость волны находится в пределах $c > v > c/\sqrt{\epsilon}$,

где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость стержня.

Приведенные выше рассуждения относительно структуры и фазовой скорости электромагнитной волны в диэлектрическом стержне основываются на теории волн в бесконечном круглом диэлектрическом цилиндре. Согласно этой теории в таком цилиндре может существовать бесчисленное множество как симметричных, так и несимметричных типов волн. Описываемая нами волна HE_{11} является низшей несимметричной (по углу ϕ) волной, поле которой определяется всеми шестью составляющими векторов E и H . Этот тип колебаний обладает той особенностью, что имеет критическую длину волны, равную бесконечности, т. е. волна HE_{11} теоретически может распространяться в сколь угодно тонком стержне.

Коэффициент замедления фазовой скорости этой волны вдоль стержня определяется графиками, приведенными на рис. 12-3 в зависимости от отношения диаметра стержня к длине волны при различной диэлектрической проницаемости стержня. Пользуясь этими графиками, можно выбрать такой диаметр стержня, которому будет соответствовать необходимая величина коэффициента замедления, например определяемая формулой (12-3). При величине проницаемости стержня $\epsilon = 2 \div 5$ его диаметр обычно составляет $(0,5 \div 0,3)\lambda$.

Для приближенного расчета диаграмм направленности антенны может быть использована формула (6-6), которую запишем в виде

$$f(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{\pi L}{\lambda} (\xi - \cos \theta) \right]}{\frac{\pi L}{\lambda} (\xi - \cos \theta)}, \quad (12-4)$$

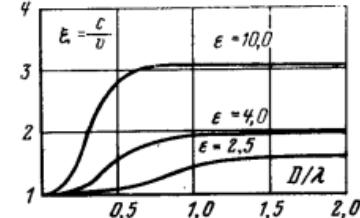


Рис. 12-3. Коэффициент замедления волны HE_{11} .

11. Печатные спиральные антенны

К частотно-независимым антеннам относят слабонаправленные излучатели, способные работать в диапазоне с отношением верхней и нижней граничных частот 5:1 и более, при сохранении хорошего качества согласования входа и при не слишком сильном изменении формы ДН. Потребность в таких антенах возникает при создании широкополосных систем связи, систем радиоразведки и радиопротиводействия. В понимании механизма действия частотно-независимых антенн основным является принцип электродинамического подобия. Этот принцип устанавливает идентичность ДН и входных сопротивлений двух различных антенн без потерь на частотах ω_1 и ω_2 , если форма этих антенн одинакова (рис. 10.19), а соответствующие размеры обратно пропорциональны отношению частот $L_1/L_2 = \omega_2/\omega_1$. Такие антенны с одинаковыми размерами в длинах волн называют *электродинамически подобными*.

Выполнить единственную antennу так, чтобы она оставалась в строгом смысле электродинамически подобной самой себе на различных частотах, можно лишь в том случае, если ее форма определяется только угловыми размерами. Простейший пример — бесконечно длинный вибратор с плечами конической формы. Другие

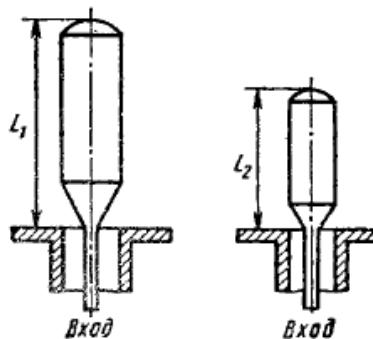


Рис. 10.19. Электродинамически подобные вибраторные антенны

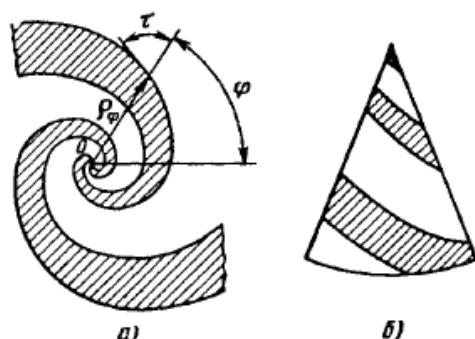


Рис. 10.20. Бесконечные структуры, определяемые угловыми размерами:
а — плоская; б — на конической поверхности

формы структур, задаваемых в сферических координатах параметрическим уравнением $R = g(\theta, \varphi)$ и определяемых только угловыми размерами, можно найти, решая уравнение $\mathcal{X}g(\theta, \varphi) = g(\theta', \varphi')$. Это уравнение предполагает, что первоначальная форма антенны $g(\theta, \varphi)$ после увеличения масштаба по радиусу в K раз совпадает с исходной формой, повернутой в пространстве. К числу решений принадлежат, например, пространственные эквиугловые спирали, задаваемые параметрическим уравнением $R(\theta, \varphi) = e^{a(\varphi+\varphi_0)}T(\theta)$, где $T(\theta)$ — произвольная функция, в частном случае — константа.

Пример плоской бесконечной эквиугловой структуры, образуемой парой металлических плеч, показан на рис. 10.20, а. Края плеч определяются уравнениями эквиугловых спиралей $\rho(\varphi) = A \exp a(\varphi + \varphi_0)$, где A и φ_0 — постоянные величины, определяющие масштаб по координате ρ и первоначальный угол поворота плача, а параметр a равен котангенсу угла τ между радиусом и касательной к спирали. Вблизи центра плечи структуры обрезают и в образовавшийся зазор подводят возбуждающее напряжение. Заметим, что пространственные структуры из эквиугловых спиралей можно создавать, располагая металлические плечи по поверхности конуса (рис. 10.20, б).

Замечательной особенностью как плоских, так и пространственных эквиугловых спиральных структур является своеобразная ав-

автоматическая отсечка излучающих токов. Это явление состоит в том, что амплитуды токов, возникающих в спиральных плечах под действием генератора, резко уменьшаются (в 100 раз и более) после прохождения витка спирали, периметр которого примерно равен длине волны. Остающаяся невозбужденной внешняя часть структуры может быть отброшена, и это почти не сказывается на ДН антенны и входном сопротивлении. Явление отсечки токов впервые было обнаружено экспериментально и впоследствии подтверждено с помощью электродинамических расчетов.

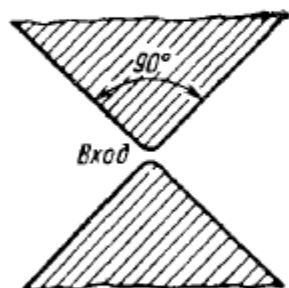


Рис. 10.21. К пояснению принципа дополнительности

Вследствие отсечки токов в излучении эквиугловой спиральной структуры конечных размеров участвует только центральная часть с диаметром, примерно равным $\lambda/3$ (так называемая *активная область*). При изменении частоты электрические размеры активной области остаются постоянными и в результате возможно создание антенн с почти постоянным входным сопротивлением и мало меняющейся ДН в 10-кратном и даже большем диапазоне частот. Нижняя граница рабочего диапазона определяется из условия равенства длины волны периметру последнего витка структуры. Верхняя граница рабочего диапазона определяется соизмеримостью с длиной волны размеров области возбуждения антенны, где геометрия спиральных линий оказывается нарушенной из-за наличия соединения с линией питания антенны.

При создании плоских спиральных эквиугловых антенн, а также в ряде других случаев положительное значение имеет еще одно обстоятельство, связанное с принципом перестановочной двойственности. Дело в том, что плоская структура, определяемая угловыми размерами, может одновременно трактоваться и как электрическая (вибраторная), и как магнитная (щелевая) излучающая система. Обозначим ее входное сопротивление через \hat{Z}_1 и заметим, что согласно принципу двойственности при взаимной замене металлической и щелевой частей структуры ее сопротивление изменяется и принимает значение \hat{Z}_2 , определяемое, согласно (9.17), формулой $\hat{Z}_2 = Z_c^2 / (4\hat{Z}_1) = (60\pi)^2 / \hat{Z}_1$. При совпадении формы электрической и дополнительной магнитной частей структуры имеет место равенство $\hat{Z}_1 = \hat{Z}_2$ и входное сопротивление оказывается равным $\hat{Z}_1 = \hat{Z}_2 = 60\pi$ Ом на любой частоте. Простейший пример выполнения этого условия показан на рис. 10.21.

Итак, можно сформулировать следующие принципы создания частотно-независимых антенн:

- 1) в антenne должно выполняться условие автоматической отсечки излучающих токов, гарантирующее постоянство электрического размера излучающей части антенны,— принцип отсечки токов:

- 2) форма антенны должна определяться в основном угловыми размерами;
- 3) форма щелевой части плоской антенны должна совпадать с формой вибраторной части (принцип дополнительности).

Первостепенное значение принадлежит принципу отсечки токов. Нарушение второго и третьего принципов в реальных антенных не обязательно приводит к заметному ухудшению частотных свойств.

На рис. 10.22 изображена простейшая плоская диапазонная антenna, плечи которой ограничены четырьмя логарифмическими спиральными:

$$p_1 = A \exp(a\varphi), \quad p_2 = M p_1, \quad p_3 = A \exp[a(\varphi - \pi)], \quad p_4 = M p_3.$$

Питание такой антенны, прорезанной в металлическом листе больших размеров, осуществляется с помощью гибкого коаксиального

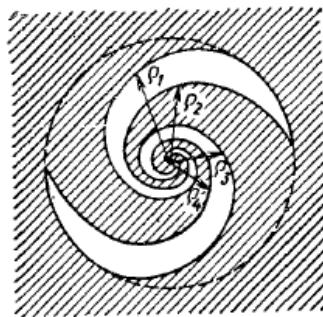


Рис. 10.22. Эквиугловая спиральная антenna

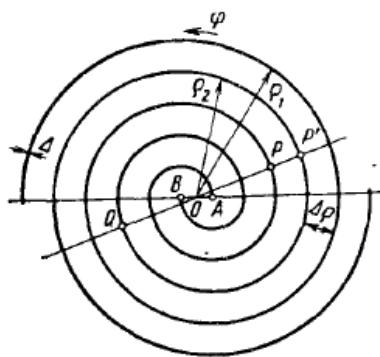


Рис. 10.23. Плоская двухзаходная спираль Архимеда

ного кабеля, проложенного вдоль одного из плеч. При числе витков 1,5—2,5 ДН антены состоит из двух широких лепестков, максимумы которых перпендикулярны плоскости антенны. Излученное поле в главных направлениях имеет в рабочем диапазоне частот 20:1 эллиптическую поляризацию с коэффициентом эллиптичности не менее 0,5. Так как изменение частоты для такой антенны эквивалентно ее повороту в пространстве вокруг оси, перпендикулярной плоскости листа, то ширина лепестков не остается постоянной а периодически изменяется в пределах 40—50° во всем рабочем диапазоне частот.

Коэффициент стоячей волны в 50-Ом коаксиальной линии на любых частотах рабочего диапазона не превышает 2,0. Изменение параметров a и M не оказывает значительного влияния на диапазон

зонные свойства антенны и приводит лишь к изменению среднего значения входного сопротивления. Экспериментально установлено, что хорошие результаты получаются при $a=0,30$ и $M=0,62$.

Определенными недостатками эвкиугловых спиральных антенн являются сложность формы и заметное «плавание» параметров при изменении частоты. Эти недостатки преодолены в плоских архиме-

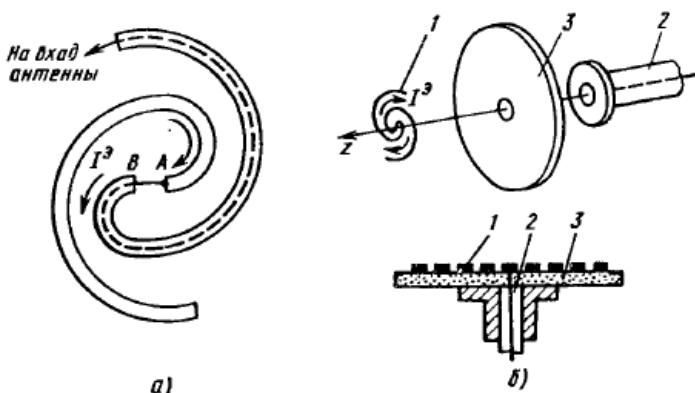


Рис. 10.24. Противофазное (а) и синфазное (б) возбуждение архимедовских спиральных антенн

довских спиральных антенах, построенных на основании принципа автоматической отсечки тока. Такие антенны проще по форме, а главное — их параметры являются более стабильными в диапазоне частот. Здесь рассмотрим простейшие антенны на основе двухзаходных спиралей Архимеда, хотя на практике число заходов может быть увеличено до четырех и более.

Плечи плоской двухзаходной спирали Архимеда описываются уравнениями $\rho_1(\phi)=a\phi+b$, $\rho_2(\phi)=a(\phi-\pi)+b$, где ρ , ϕ — полярные координаты; a и b — постоянные величины.

Антенна выполняется из двух проводников, которые, в частности, могут иметь плоскую форму и выполняться печатным способом на тонком листе высокочастотного диэлектрика (рис. 10.23). Расстояние между проводниками $\Delta\rho$ и ширина проводников Δ постоянны по углу ϕ , причем обычно расстояние между проводниками берется равным ширине проводников (принцип дополнительности). Возможны два режима возбуждения антенны: *противофазный* и *синфазный*. В противофазном режиме начальные точки спиралей A и B присоединяются к двухпроводной линии или же возбуждаются коаксиальным кабелем, проложенным вдоль одного из плеч. Направления токов в начальных точках спиралей показаны на рис. 10.24, а. В синфазном режиме начальные точки спиралей I замы-

каются между собой и присоединяются к внутреннему проводнику коаксиального кабеля 2 (рис. 10.24, б). Наружный проводник кабеля присоединяется к противовесу в виде плоской металлической шайбы. Противовес может выполняться печатным способом на обратной стороне диэлектрического листа 3, несущего спиральные проводники. Центральная часть синфазной антенны вместе с противовесом представляет собой распределитель в виде несимметричной полосковой линии и в излучении не участвует. Направления токов в начальных точках спиралей при синфазном возбуждении показаны на рис. 10.24, б.

Рассмотрим с физических позиций механизм образования излучения архимедовских спиральных антенн. В первом приближении антенну можно рассматривать как двухпроводную линию, свернутую в спираль. Предположим, что на каждом проводнике спирали имеется бегущая волна тока, причем расстояние между проводниками $\Delta\rho \ll \lambda$. Выясним фазовые соотношения токов в проводниках спиралей при двух режимах возбуждения.

Противофазное возбуждение. Пусть в начальных точках спиралей (см. рис. 10.23) фазы токов равны: $\Phi_A = \pi$ и $\Phi_B = 0$. Выделим две точки спиралей, расположенные на разных ветвях, на одинаковых расстояниях l от точек A и B . Запаздывание фазы в этих точках по отношению к A и B одинаково и равно βl , и, следовательно, фазы токов в точках P и Q : $\Phi_P = -\beta l + \pi$, $\Phi_Q = -\beta l$. Пусть точки P и Q лежат на окружности радиуса r . Рассмотрим точку P' , соседнюю с точкой P , но лежащую на другом проводнике спиралей. Дополнительное запаздывание фазы в точке P' по отношению к точке Q при $\Delta\rho \ll \lambda$ приближенно составит $-\pi\rho/\lambda - \pi\rho/r$, и, следовательно, в точке P' фаза тока $\Phi_{P'} = -\beta l - \pi\rho/\lambda - \pi\rho/r$. Разность фаз токов $\Delta\Phi$ в соседних проводниках спиралей в точках P' и P составит $\Delta\Phi = \Phi_{P'} - \Phi_P = \pi\rho/\lambda + \pi$. Найдем значения радиуса r_n , при которых $\Delta\Phi = 2\pi n$, $n = 1, 2, \dots$, и токи в соседних проводниках в точках P и P' синфазны. Соответствующее условие имеет вид $2\pi r_n = (2n-1)\lambda$, $n = 1, 2, \dots$. Из него следует, что на окружностях с периметром, равным нечетному числу длин волн, токи в соседних проводниках спиралей находятся в фазе и могут интенсивно излучать электромагнитные волны. Наибольшую интенсивность имеет излучение токов в районе окружности с радиусом $\lambda/(2\pi)$, причем после прохождения витков с таким радиусом токи в проводниках спиральной линии резко уменьшаются. Последующие витки спиралей, для которых условие синфазности выполняется при $n = 2, 3, \dots$, практически оказываются невозбужденными и не влияют на работу антенны. Таким образом, активная область плоской архимедовской спиральной антенны в режиме противофазного возбуждения условно может быть заменена одним витком радиуса $\lambda/(2\pi)$ с распределением эквивалентного электрического тока по закону бегущей волны (одноволновая рамка):

$$J_{\text{прф}}^*(\varphi) = J_0 e^{-j\varphi}. \quad (10.1)$$

Периметр этого эквивалентного витка равен длине волны. Так как приведенные рассуждения справедливы для любой длины волны, то противофазная спиральная антenna является частотно-независимой как по входному сопротивлению, так и по ДН, если только рабочая частота превышает некоторое граничное значение, зависящее от наружного диаметра антенны.

Синфазное возбуждение. Рассматривая аналогично фазовые соотношения токов в проводниках спирали при синфазном возбуждении, можно легко установить, что токи в соседних витках синфазны на окружностях с радиусами r_m , удовлетворяющими условию $2\pi r_m = 2m\lambda$, $m=1, 2, \dots$. Из-за интенсивного излучения токов в районе окружности с радиусом λ/π происходит автоматическая отсечка токов и витки с радиусами $r > \lambda/\pi$ оказываются невозбужденными. Таким образом, активная область плоской архимедовской спиральной антены в режиме синфазного возбуждения условно может быть заменена одним витком радиуса λ/π с распределением эквивалентного электрического тока по закону бегущей волны (двухволновая рамка):

$$I_{\varphi \text{ eff}}^2(\varphi) = I_0 e^{-j2\varphi}, \quad (10.2)$$

Границы рабочего диапазона антены определяются из условия $R_{\text{пр}} < \lambda/\pi < R_{\text{вн}}$, где $R_{\text{вн}}$ — внешний радиус антены; $R_{\text{пр}}$ — радиус металлического противовеса в возбуждающем устройстве.

12. Линейные излучающие системы. Множитель направленности

В этой главе изучаются способы формирования остронаправленных характеристик излучения антенн на примере простейших линейных излучающих систем. Под *линейной излучающей системой* будем понимать непрерывное или дискретное распределение одинаковых источников электромагнитного поля (так называемых элементов) вдоль заданного направления в пространстве. Примерами антенн с линейной излучающей системой являются длинный прямолинейный провод, по которому течет электрический ток I^z , протяженная щель в плоском экране или в стенке прямоугольного волновода, диэлектрическая стержневая антенна в виде отрезка диэлектрического волновода с поверхностной волной, система одинаковых вибраторов, центры которых расположены на прямой линии, цилиндрическая спиральная антенна и т. д. Продольный размер линейной излучающей системы может быть произвольным, а поперечные размеры чаще всего являются малыми или соизмеримыми с длиной волны. Будем полагать известной векторную комплексную характеристику направленности одного элемента системы $F_1(\theta, \phi)$ в его собственной местной сферической системе координат, ось которой совпадает с осью линейной излучающей системы, а центр располагается в произвольной точке внутри элемента (например, в его центре излучения). Для всех элементов системы характеристика направленности $F_1(\theta, \phi)$ будет предполагаться неизменной, что эквивалентно постулированию одинакового закона распределения излучающих токов внутри каждого элемента. Сама же линейная излучающая система будет полностью определяться законом размещения центров элементов вдоль оси и законом распределения комплексных амплитуд возбуждения по отдельным элементам (так называемым *амплитудно-фазовым распределением* по длине системы). Пример подобного подхода уже встречался в гл. 3, где анализировалось поле излучения двух одинаковых вибраторов, и была сформулирована

теорема перемножения характеристики излучения элемента на множитель направленности системы (§ 3-1).

В соответствии с теоремой перемножения электромагнитное поле дальней зоны для линейной излучающей системы можно представить в виде произведения

$$\vec{E}(R, \theta, \varphi) = A \mathbf{F}_1(\theta, \varphi) f_{\Sigma}(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (6-1)$$

где A — амплитудный множитель, зависящий от подводимой к антенне мощности; $\mathbf{F}_1(\theta, \varphi)$ — векторная ком-

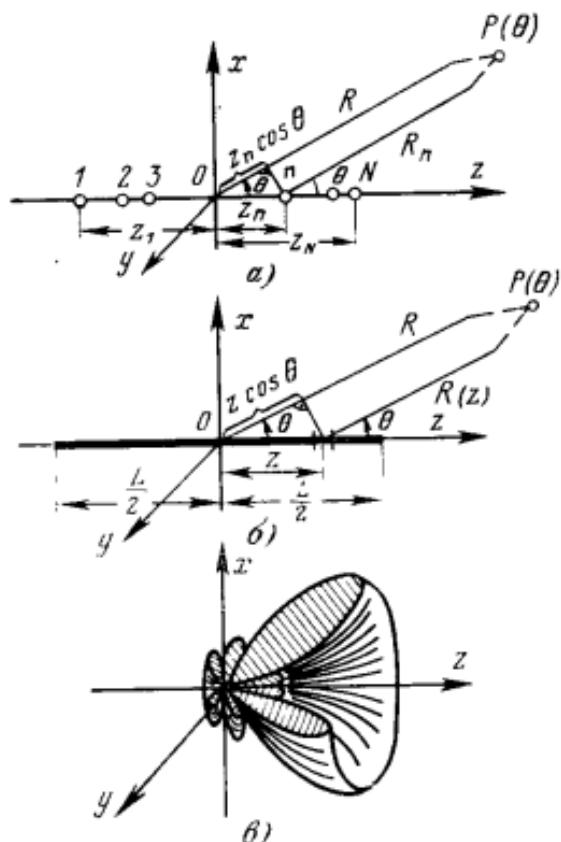


Рис. 6-1. К расчету множителя направленности.

плексная характеристика элемента, определяющая поляризацию излучения, и $f_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ — скалярный комплексный множитель направленности системы изотропных излучателей, располагаемых в точках размещения центров элементов вдоль оси системы.

Для дискретной системы излучателей, располагаемых в N заданных точках z_n на оси z , т. е. для *линейной антенной решетки* (рис. 6-1, a), множитель направленно-

сти в соответствии с формулой (3-8) может быть записан в виде

$$f_{\Sigma}(\theta) = \sum_{n=1}^N I_n \exp(jkz_n \cos \theta), \quad (6-2)$$

где $I_n = |I_n| \exp(j\Phi_n)$ — комплексная амплитуда возбуждения излучателя с номером n ; $z_n \cos \theta$ — разность хода лучей в точку наблюдения P , проведенных из начала общей системы координат O и из точки расположения излучателя с номером n .

Непрерывная линейная излучающая система или для краткости просто *линейный излучатель* (рис. 6-1,б), может рассматриваться как предельный случай линейной антенной решетки с числом элементов на интервале от $-L/2$ до $L/2$, стремящимся к бесконечности. Тогда суммирование в (6-2) заменяется интегрированием и множитель направленности линейного излучателя приобретает вид:

$$f(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} I(z) \exp(jkz \cos \theta) dz, \quad (6-3)$$

где $I(z) = |I(z)| \exp[j\Phi(z)]$ — функция распределения возбуждения по длине излучателя (амплитудно-фазовое распределение); $z \cos \theta$ — разность хода лучей. Множители направленности дискретной и непрерывной излучающих систем (6-2) и (6-3) не зависят от азимутальной координаты ϕ , и поэтому описываемые ими диаграммы направленности обладают симметрией вращения вокруг оси z (рис. 6-1,в). Для графического изображения таких одномерных диаграмм направленности оказывается достаточным построить функцию $f(\theta)$ на интервале $0 \leq \theta \leq \pi$.

В физическом отношении множители направленности (6-2) и (6-3) описывают интерференцию сферических волн, возбуждаемых отдельными элементами системы. При создании остронаправленных антенн обычно стремятся, чтобы в заданном направлении излучаемые поля отдельных элементов складывались синфазно или почти синфазно, а в других направлениях эти поля должны в возможно большей степени компенсировать друг друга. Что касается характеристики излучения одного элемента, то она в большинстве случаев является достаточно широкой и не оказывает существенного влияния на форму общей диаграммы направленности антенны в окрестности

направления максимального излучения. Поэтому в последующих параграфах этой главы основное внимание будет обращено на изучение свойств только множителя направленности системы.

Целесообразно начать изучение с более простого линейного излучателя, для которого свойства множителя направленности зависят только от его длины и вида функции амплитудно-фазового распределения. В линейной антенной решетке множитель направленности имеет более сложные свойства из-за дополнительного влияния расстояния между соседними элементами.

6-2. ХАРАКТЕРИСТИКА НАПРАВЛЕННОСТИ ИДЕАЛЬНОГО ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ. РЕЖИМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ. ШИРИНА ЛУЧА

Простейшее амплитудно-фазовое распределение возбуждения в линейном излучателе, часто встречающееся во многих типах реальных антенн, имеет вид:

$$I(z) = \begin{cases} I_0 \exp(-j\xi kz) & \text{при } -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2}; \\ 0 & \text{при } |z| > \frac{L}{2}, \end{cases} \quad (6-4)$$

где $k=2\pi/\lambda$ — волновое число среды, окружающей излучатель. В соответствии с законом (6-4) амплитуда возбуждения в пределах длины излучателя L не зависит от продольной координаты z и равна постоянной величине I_0 (рис. 6-2, а). Фаза возбуждения меняется вдоль излучателя по линейному закону (рис. 6-2, б), характерному для бегущей волны, распространяющейся в направлении положительных значений координаты z . Безразмерная величина $\xi=c/v$ в (6-4) характеризует фазовую скорость волны возбуждения и может быть названа коэф-

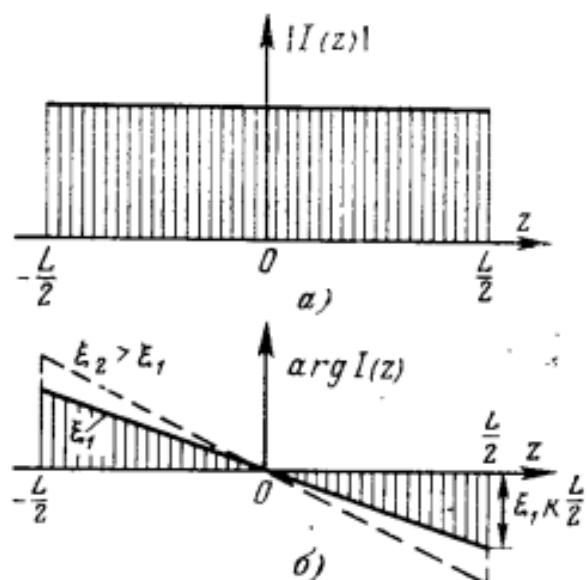


Рис. 6-2. Равномерное амплитудное (а) и линейное фазовое (б) распределения возбуждения в идеальном линейном излучателе.

фициентом замедления. При $\xi=0$ фаза возбуждения постоянна вдоль длины антенны, что соответствует бесконечной скорости распространения возбуждения, и мы имеем случай так называемого *идеального синфазного излучателя*. При $|\xi|<1$ фазовая скорость возбуждения превышает скорость света в окружающем антенну пространстве. При $|\xi|=1$ фазовая скорость возбуждения точно равна фазовой скорости света и, наконец, при $|\xi|>1$ имеет место случай возбуждения идеального линейного источника замедленной бегущей волной. Во всех случаях положительной величине ξ соответствует движение волны возбуждения в сторону положительных значений z , а отрицательной величине ξ — движение в сторону отрицательных z .

Линейный излучатель с распределением возбуждения по закону (6-4) может быть назван *идеальным линейным излучателем*. Такой источник электромагнитных волн является своеобразным эталоном, относительно которого в теории антенн оцениваются свойства и параметры линейных излучателей с другими видами амплитудно-фазового распределения.

Вычислим множитель направленности идеального линейного излучателя. Подставляя (6-4) в (6-3) и производя интегрирование, будем иметь:

$$f(\theta) = I_0 \int_{-L/2}^{L/2} \exp[jkz(\cos\theta - \xi)] dz = \\ = I_0 \frac{\exp[jkz(\cos\theta - \xi)]}{jk(\cos\theta - \xi)} \Big|_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} = I_0 L \frac{\sin \frac{kL}{2} (\cos\theta - \xi)}{\frac{kL}{2} (\cos\theta - \xi)}. \quad (6-5)$$

Полученный результат в целях удобства дальнейшего анализа представим в виде

$$f(\theta) = \frac{\sin \Psi}{\Psi}, \quad (6-6)$$

где отброшен несущественный постоянный множитель и введена новая обобщенная угловая переменная:

$$\Psi = \frac{kL}{2} (\cos\theta - \xi). \quad (6-7)$$

Эта переменная имеет смысл половины разности фаз колебаний, приходящих в удаленную точку наблюдения

от крайних точек линейной антенны с учетом как пространственной электрической разности хода $kL \cos \theta$, так и полной разности фаз возбуждения крайних точек антенны ξkL .

Множитель направленности идеального линейного излучателя (6-6) представляет собой вещественную функцию и, следовательно, поверхности равных фаз в дальней зоне имеют вид сфер с центром в начале

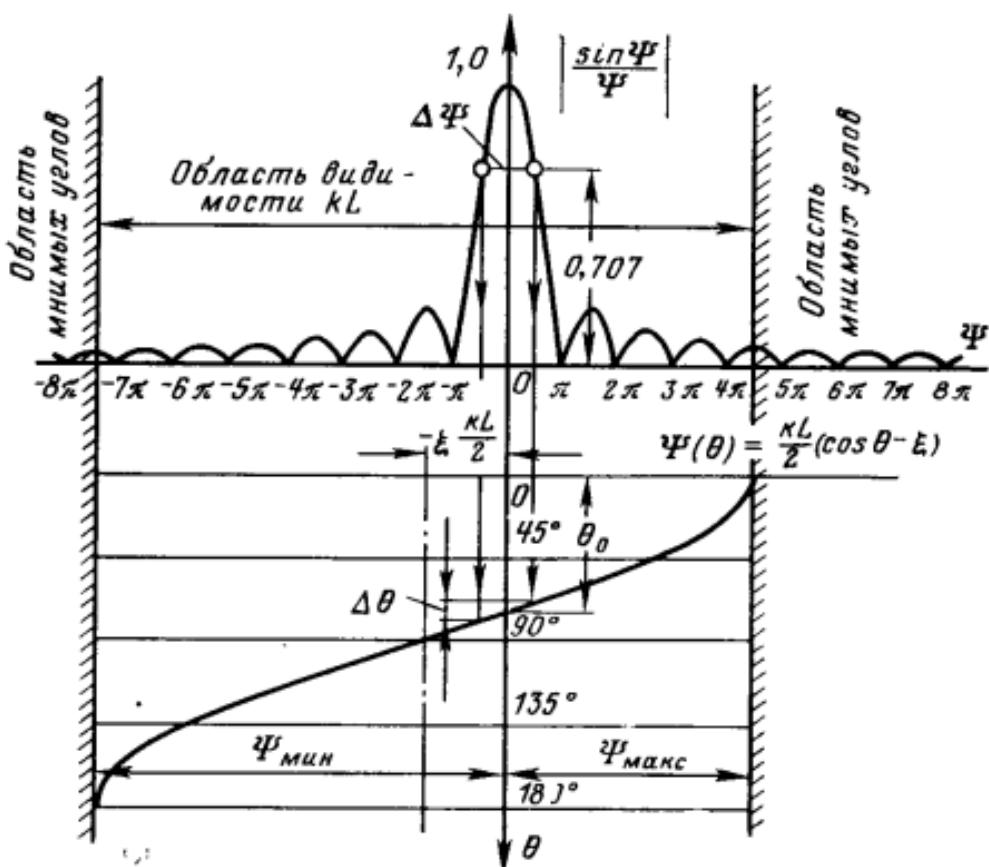


Рис. 6-3. К анализу множителя направленности.

координат, т. е. в средней точке антенны. Таким образом, линейный излучатель с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением независимо от величины коэффициента замедления фазовой скорости имеет фазовый центр, совпадающий с серединой излучателя.

Перейдем к анализу амплитудной характеристики направленности идеального линейного излучателя. Для этого обратимся к рис. 6-3, на верхней половине которого построен график модуля функции $\sin \Psi / \Psi$ в зависимости от обобщенной угловой переменной Ψ . Эта функция имеет один главный лепесток единичной вели-

чины при $\Psi=0$ и серию боковых лепестков, располагающихся симметрично по обе стороны главного лепестка. Физически формирование главного максимума при $\Psi=0$ происходит благодаря синфазному сложению парциальных колебаний, приходящих от отдельных элементов излучателя. При других значениях Ψ излучаемые различными элементами антенны парциальные колебания складываются с неодинаковыми фазами и их «равнодействующая» имеет существенно сниженную величину по отношению к главному максимуму. В масштабе переменной Ψ главный лепесток занимает ширину по нулям 2π , а каждый боковой лепесток имеет вдвое меньшую ширину по нулям, т. е. π . Нули излучения располагаются по оси Ψ точно в точках $\Psi_{n\min}=n\pi$, $n=\pm 1, \pm 2 \dots$, а положения боковых максимумов примерно соответствуют серединам отрезков между двумя соседними нулями, т. е. $\Psi_{n\max} \approx n\pi + \pi/2$, $n=1, \pm 2 \dots$ *. Уровень самого большого первого бокового лепестка составляет около $2/3\pi \approx 0,21$, или $-13,2$ дБ. Следующие лепестки имеют меньший уровень, определяемый простой формулой

$$|f(\Psi_{n\max})| \approx \frac{2}{(2n+1)\pi}, \quad (6-8)$$

где n — номер бокового лепестка.

Проследим теперь, как осуществляется переход от обобщенной переменной Ψ к физическому углу наблюдения θ . Для этого на нижней половине рис. 6-3 построена зависимость величины $\Psi(\theta) = \frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi)$

от угла θ при фиксированных значениях длины источника L и коэффициента замедления ξ .

График расположен так, что величина Ψ откладывается по горизонтали в том же масштабе, что и на графике функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$. Благодаря этому несложным построением можно по любому заданному углу наблюдения θ найти соответствующую величину Ψ и далее, перейдя к верхнему графику $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$, определить соот-

* Более точно, положения максимумов даются корнями уравнения $\Psi = \operatorname{tg} \Psi$. Несколько первых корней таковы: $\Psi_n = 4,49; 7,73; 10,90; 14,07$.

ветствующую величину множителя направленности линейного излучателя.

Прежде всего отметим, что максимальное и минимальное значения функции $\Psi(\theta)$, равные соответственно $\Psi_{\max} = \frac{kL}{2}(1 - \xi)$ и $\Psi_{\min} = -\frac{kL}{2}(1 + \xi)$, ограничивают

рабочий участок функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$, влияющий на формирование множителя направленности. Полная протяженность этого участка равна $\Psi_{\max} - \Psi_{\min} = kL$ и определяется, таким образом, только электрической длиной антенны. Чем больше длина антенны по отношению к длине волны колебаний, тем больше лепестков функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ попадает внутрь рабочего участка. Положение

середины рабочего участка вдоль оси Ψ задается величиной коэффициента замедления фазовой скорости и оказывается равным $-\xi \frac{kL}{2}$. Рабочий участок множите-

ля направленности на оси переменной Ψ принято называть *областью реальных (или вещественных) углов наблюдения*. Такое название обусловлено тем, что значениям Ψ вне рабочего участка должны соответствовать значения $|\cos \theta| > 1$, которые могут интерпретироваться как косинусы «мнимых» углов. В литературе по теории антенн область реальных углов называется также *областью видимости*.

Режимы излучения линейной антенны. Угловое положение главного максимума излучения θ_0 определяется из очевидного условия

$$\Psi_0 = \frac{kL}{2} (\cos \theta_0 - \xi) = 0,$$

ведущего к расчетным формулам

$$\cos \theta_0 = \xi \text{ или } \theta_0 = \arccos \xi, |\xi| \leq 1. \quad (6-9)$$

При $\xi = 0$, т. е. при синфазном возбуждении, угловое положение главного максимума $\theta_0 = \pi/2$ перпендикулярно оси антенны и имеет место *режим поперечного излучения*.

При $0 < \xi < 1$ главный лепесток множителя направленности отклоняется от нормали к оси антенны в сторону движения волны возбуждения. Это так называемый *режим наклонного излучения*. Изменение положения

главного лепестка в пространстве называется *сканированием*. Таким образом, при изменении коэффициента замедления в пределах интервала $[-1, 1]$ главный лепесток множителя направленности линейного излучателя сканирует в пределах $180^\circ > \theta_0 > 0$.

При приближении величины $|\xi|$ к единице главный лепесток начинает „уходить“ за границу области видимости и при $|\xi|=1$ главный максимум функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ оказывается ориентированным точно в направлении оси антенны. Это *режим осевого излучения*, наблюдаемый при фазовой скорости возбуждения, равной скорости света в окружающем антенну пространстве. Если $|\xi| > 1$, главный максимум функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ оказывается уже за пределами области реальных углов. Здесь при значениях $|\xi|$, близких к единице, вначале сохраняется *режим осевого излучения с замедленной фазовой скоростью* пока остающаяся в области видимости часть главного лепестка функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ превышает по величине уровень первого бокового лепестка. При дальнейшем увеличении $|\xi|$ в области реальных углов остаются только боковые лепестки функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$, и в пространстве нет ни одного направления, в котором излучение всех элементов было бы синфазным. Это означает, что парциальные волны, излучаемые отдельными элементами антенны, в значительной степени компенсируют друг друга и антenna оказывается неэффективной. Поэтому линейные излучатели с большим замедлением фазовой скорости возбуждения не представляют особого интереса для дальнейшего анализа.

Ширина луча идеальной линейной антенны. Поскольку меридиональный угол наблюдения связан с обобщенной угловой переменной нелинейной зависимостью $\Psi = \frac{kL}{2}(\cos \theta - \xi)$, то ширина луча $\Delta\theta$ по половинной мощности оказывается непостоянной в процессе сканирования и резко меняется при переходе к режиму осевого излучения. Для оценки ширины луча в режимах поперечного и наклонного излучения обратимся вновь к рис. 6-3.

На верхнем графике ширина главного лепестка функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ на уровне 0,707 в масштабе переменной Ψ равна $\Delta\Psi = 2,78$. При переходе к угловой переменной θ приходится учитывать крутизну функции $\Psi(\theta)$:

$$\begin{aligned}\Delta\theta &= \frac{\Delta\Psi}{\left| \frac{\partial\Psi}{\partial\theta} \right|_{\theta=\theta_0}} \approx \frac{2,78}{\frac{kL}{2} \sin\theta_0} = \frac{2,78\lambda}{\pi L \sin\theta_0} = \\ &= 0,886 \frac{\lambda}{L \sin\theta_0} [\text{рад}] = \frac{51^\circ \lambda}{L \sin\theta_0}. \quad (6-10)\end{aligned}$$

Таким образом, ширина лепестка получается тем уже, чем больше длина антенны L/λ и чем ближе направление излучения к экваториальному положению. Наименьшая ширина луча $(\Delta\theta)_{\min} = 51^\circ \frac{\lambda}{L}$ имеет место в режиме поперечного излучения. При сканировании на угол $\pm 60^\circ$ от нормали к антенне ширина луча возрастает вдвое.

6-6. ХАРАКТЕРИСТИКА НАПРАВЛЕННОСТИ РАВНОМЕРНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ. ПОБОЧНЫЕ ГЛАВНЫЕ МАКСИМУМЫ И СПОСОБЫ ИХ ПОДАВЛЕНИЯ

В этом параграфе будут рассмотрены особенности излучения электромагнитных волн дискретной системой источников. Пусть первый излучатель такой системы расположен в точке $z=0$, а последующие излучатели располагаются с постоянным шагом d в точках $z_n = -(n-1)d$, где n — номер излучателя (рис. 6-14). Пред-

положим также, что излучатели возбуждаются токами равной амплитуды с линейно нарастающим вдоль решетки фазовым сдвигом

$$I_n = I_0 \exp [-j(n-1)\Delta\Phi], \quad (6-59)$$

где $\Delta\Phi$ — разность фаз между двумя любыми соседними излучателями. Такая излучающая система носит название равномерной или эквидистантной линейной антенной решетки и является дискретным аналогом

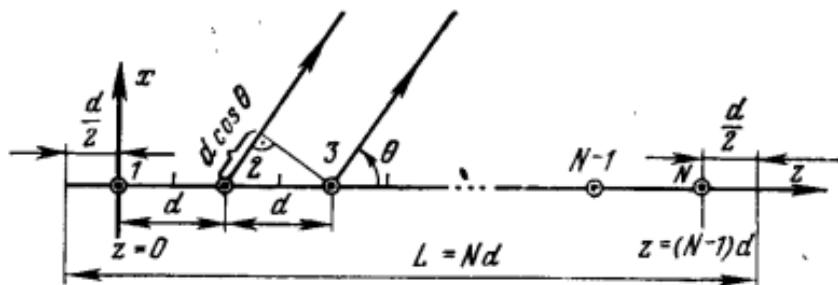


Рис. 6-14. Равномерная линейная антenna решетка.

идеального линейного излучателя, рассмотренного в § 6-2.

Коэффициент замедления фазовой скорости возбуждения в равномерной решетке определяется очевидным соотношением

$$\xi = \frac{\Delta\Phi}{kd}, \text{ где } k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (6-60)$$

причем $\xi=0$ соответствует режиму синфазного возбуждения, $|\xi|=1$ — режиму возбуждения с фазовой скоростью света, $|\xi|<1$ — режиму возбуждения с фазовой скоростью, большей скорости света, и $|\xi|>1$ — режиму возбуждения с замедленной фазовой скоростью. В соответствии с формулой (6-2) выражение для множителя направленности эквидистантной линейной решетки имеет вид:

$$f_N(\theta) = \sum_{n=1}^N I_0 \exp [j(n-1)(kd \cos \theta - \Delta\Phi)] = I_0 \sum_{n=1}^N q^{n-1}, \quad (6-61)$$

где $q = \exp [jkd(\cos \theta - \xi)]$. Воспользовавшись формулой суммы N членов геометрической прогрессии $\sum_{n=1}^N q^{n-1} =$

$= \frac{1 - q^N}{1 - q}$, можно упростить (6-61) следующим образом:

$$f_N(\theta) = I_0 \frac{1 - \exp[jNkd(\cos \theta - \xi)]}{1 - \exp[jkd(\cos \theta - \xi)]} = \\ = I_0 \frac{\exp\left[j \frac{Nkd}{2} (\cos \theta - \xi)\right] \sin\left[\frac{Nkd}{2} (\cos \theta - \xi)\right]}{\exp\left[j \frac{kd}{2} (\cos \theta - \xi)\right] \sin\left[\frac{kd}{2} (\cos \theta - \xi)\right]}. \quad (6-62)$$

Входящий в (6-62) множитель $\exp\left[j \frac{(N-1)kd}{2} \times \times (\cos \theta - \xi)\right]$ определяет фазовую характеристику линейной решетки

$$\Phi_0(\theta) = \frac{(N-1)kd}{2} \cos \theta + \Phi_1, \quad (6-63)$$

где Φ_1 — несущественная постоянная. При переносе начала системы координат в точку $z_0 = (N-1)d/2$, т. е. в середину решетки, фазовая характеристика направленности в соответствии с преобразованием (4-25) превращается в постоянную функцию

$$\Phi(\theta) = \Phi_0(\theta) - \frac{(N-1)kd}{2} \cos \theta = \Phi_1 = \text{const},$$

откуда следует, что линейная антенна решетка с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределениями возбуждения имеет фазовый центр, совпадающий с ее серединой.

Амплитудная характеристика направленности линейной решетки дается модулем последнего сомножителя в формуле (6-62). Этот сомножитель удобно представить в виде функции обобщенной угловой переменной

$$\Psi = \frac{Nkd}{2} (\cos \theta - \xi) = \frac{kL}{2} (\cos \theta - \xi), \quad (6-64)$$

где $L = Nd$ — эквивалентная длина решетки, при вычислении которой предполагается, что на каждый излучатель приходится участок оси z длиной d (рис. 6-14). Угловая переменная (6-64) полностью эквивалентна обобщенной угловой переменной (6-7) для линейного излучателя, и это облегчает задачу сопоставления характеристик направленности непрерывного излучателя и решетки. Итак, с учетом обозначения (6-64) нормиро-

ванная характеристика направленности эквидистантной равноамплитудной антенной решетки приводится к виду

$$f_N(\Psi) = \left| \frac{\sin \Psi}{N \sin \frac{\Psi}{N}} \right|. \quad (6-65)$$

Если при постоянной длине решетки $L=Nd=\text{const}$ увеличивать число излучателей до бесконечности, т. е. $N \rightarrow \infty$, $d \rightarrow 0$, то $\sin \frac{\Psi}{N} \rightarrow \frac{\Psi}{N}$ и формула (6-65) автоматически переходит в формулу (6-6) для идеального линейного излучателя. Поэтому при больших N и при малых Ψ (например, при $\Psi/N < \pi/8$) функции (6-65) и (6-6) ведут себя практически одинаково. Это означает, что форма главного лепестка и поведение ближайших к нему боковых лепестков в равномерной решетке и в непрерывном линейном излучателе такой же длины практически совпадают и, следовательно, оценки ширины луча (6-10), (6-13) и (6-16) оказываются пригодными и для равномерной антенной решетки.

Разница в поведении функций $f(\theta) = \left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$ и $f_N(\theta) = \left| \frac{\sin \Psi}{N \sin \frac{\Psi}{N}} \right|$ обусловлена тем, что вторая из этих функций

является периодической с периодом $N\pi$ и при значениях аргумента $\Psi_m/N = M\pi$, $M = \pm 1, \pm 2, \dots$, обращающихся знаменатель в нуль, $f_N(\Psi_m)$ имеет максимумы единичного уровня. Это означает, что в характеристике направленности антенной решетки помимо основного главного лепестка с максимумом при $\Psi=0$ имеются еще *побочные главные лепестки* порядка M с максимумами в точках $\Psi_m=MN\pi$. Формирование побочных главных лепестков (часто называемых также дифракционными максимумами M -го порядка) поясняется на рис. 6-15. Этот рисунок построен по такому же принципу, как и рис. 6-3 для идеального линейного излучателя, причем для наглядности на верхней части рисунка отдельно показано поведение числителя и знаменателя функции $\left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|$.

На нижней половине рис. 6-15 изображена зависимость функции $\Psi = \frac{Nkd}{2} (\cos \theta - \xi)$ от угла θ , поясняющая переход от обобщенной угловой переменной Ψ к масштабу реальных углов наблюдения θ . Мы вновь отмечаем на графике функции $f_N(\Psi)$ наличие области реальных углов

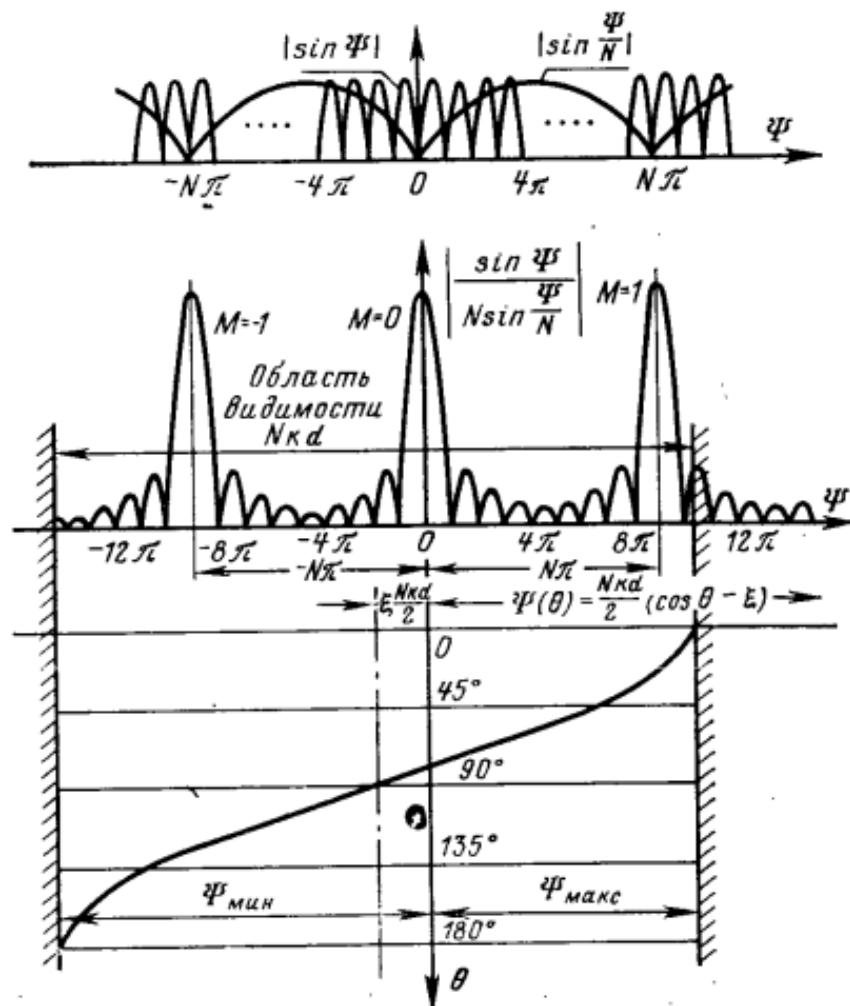


Рис. 6-15. К анализу множителя направленности решетки.

(области видимости) с границами $\Psi_{\max} = \frac{kL}{2} (1 - \xi)$ и $\Psi_{\min} = -\frac{kL}{2} (1 + \xi)$. Полная протяженность области видимости $\Psi_{\max} - \Psi_{\min} = kNd = kL$ зависит только от длины решетки, а положение середины области видимости вдоль оси Ψ можно регулировать величиной коэффициента замедления фазовой скорости возбуждения $\xi = \Delta\Phi/kd$. Направление главного максимума излу-

чения, как и в случае идеальной линейной антенны, дается очевидным соотношением $\cos \theta_0 = \xi$.

В ситуации, изображенной на рис. 6-15, в область видимости помимо главного лепестка функции $f_N(\Psi)$ попадают еще два боковых дифракционных максимума первого порядка. На практике такое положение обычно недопустимо, так как из-за распределения излучаемой мощности по нескольким главным лепесткам ухудшается КНД, появляется неоднозначность пеленгации целей и падает помехозащищенность радиосистемы. Рассмотрим три возможных способа подавления побочных главных максимумов, а именно: 1) ограничение величины шага решетки; 2) применение направленных элементов; 3) применение неэквидистантного расположения излучателей.

Ограничение шага решетки d/λ . Обратимся к рис. 6-16, на котором выделен интервал изменения обобщенной угловой переменной

$$-(N-1)\pi \leq \Psi \leq (N-1)\pi,$$

в котором отсутствуют побочные главные максимумы и уровень боковых лепестков не превышает величины первого бокового лепестка, ближайшего к главному максимуму. Если границы области видимости при выбранном числе элементов N не выходят за пределы этого интервала, т. е. если

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{\min} &= \frac{Nkd}{2} (-1 - \xi) > -(N-1)\pi; \\ \Psi_{\max} &= \frac{Nkd}{2} (1 - \xi) < (N-1)\pi, \end{aligned} \right\} \quad (6-66)$$

то появление дифракционных лепестков в области реальных углов $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ является невозможным. Неравенства (6-66) фактически эквивалентны одному условию

$$\frac{d}{\lambda} \leq \frac{N-1}{N} \frac{1}{1+|\xi|}. \quad (6-67)$$

Отсюда в режиме [поперечного] излучения при $\xi = 0$ допустимое расстояние между соседними излучателями получается равным $d_{\max} = \frac{N-1}{N} \lambda$, т. е. несколько менее длины волны. При сканировании в секторе углов от θ_0 до $\pi - \theta_0$ коэффициент замедления изменяется в преде-

лах $-\cos \theta_0 \leq \xi \leq \cos \theta_0$ и допустимое расстояние между излучателями уменьшается до величин

$$d_{\max} = \frac{N-1}{N} \frac{\lambda}{1 + |\cos \theta_0|}.$$

В режиме осевого излучения $|\xi| \geq 1$ и поэтому допустимое расстояние между элементами в соответствии с (6-67) должно быть обязательно меньше полуволны.

13. Основные типы и характеристики апертурных антенн

14. Конструкции и характеристики рупорных антенн

13-2. РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ

В диапазоне сантиметровых волн находят применение рупорные антенны и, в частности, антенны в виде открытого конца прямоугольного или круглого волновода.

Антенны этого типа используются самостоятельно, а также и как облучатели более сложных антенн, например линзовых и зеркальных.

Рассмотрим вначале излучение из открытого конца прямоугольного волновода (рис. 13-1). Распространяющаяся в волноводе волна H_{10} , создаваемая вибраторным возбудителем, дойдя до открытого конца, частично отражается обратно, а частично излучается. В месте перехода от волновода к открытому пространству, т. е. в раскрыве, возникают волны высших типов, а также появляются поверхностные токи на наружных стенках волновода. Строгого решения для поля излучения прямоугольного волновода не найдено¹. Поэтому в инженерных расчетах предполагают, что тангенциальные компоненты поля в раскрыве волновода (а следовательно, и эквивалентные электрические и магнитные токи)

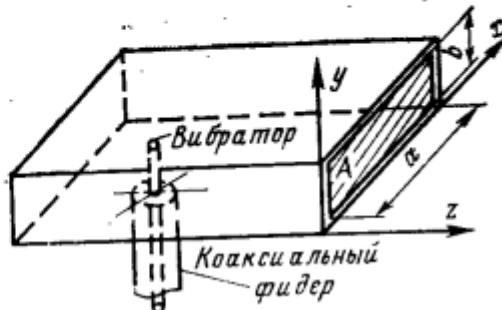


Рис. 13-1. Волноводный излучатель.

представляют собой сумму падающей и отраженной волн основного типа колебаний, т. е.

$$\left. \begin{aligned} E_{y10} &= -J_s^* \equiv (1 + \Gamma) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right); \\ H_{x10} &= -J_y^* \equiv (1 - \Gamma) \frac{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}{W_0} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right), \end{aligned} \right\} \quad (13-3)$$

где Γ — коэффициент отражения от открытого конца волновода.

Раскрыв волновода может рассматриваться как соединение двух линий передачи с волновыми сопротивлениями $W_{H10} = W_0 \frac{\lambda_b}{\lambda_0} = \frac{W_0}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}$ (волновод) и W_0 (свободное пространство). Поэтому приближенно

$$\Gamma \approx \frac{W_0 - W_{H10}}{W_0 + W_{H10}} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} - 1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} + 1}. \quad (13-4)$$

Диаграмма направленности распределения эквивалентных токов (13-3) в плоскости yz (плоскость E) записывается в виде

$$f_E(\theta) = \left[1 + \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \cos \theta \right] \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta\right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta}, \quad (13-5)$$

а в плоскости xz (плоскость H):

$$f_H(\theta) = \left[\cos \theta + \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \right] \frac{\cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta\right)}{\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2 - \sin^2 \theta}. \quad (13-6)$$

В формулах (13-5) и (13-6) a и b — внутренние размеры широкой и узкой стенок волновода; λ — длина волны; $k = 2\pi/\lambda$; угол θ отсчитывается от оси z . Первые множители (в квадратных скобках) представляют собой характеристики излучения элемента раскрыва, а вторые множители являются диаграммами направленности линейной синфазной антенны с равномерным (13-5) и косинусоидальным (13-6) распределениями возбужде-

ния. На рис. 13-2 приводятся диаграммы направленности по мощности в **E**- и **H**-плоскостях. Сплошные кривые являются расчетными (при $\Gamma=0$), а точки соответствуют измеренным значениям. Пунктирные кривые построены с учетом отражения от открытого конца волновода.

Как видно из рис. 13-2, антенны в виде открытого конца волновода обладают плохой направленностью.

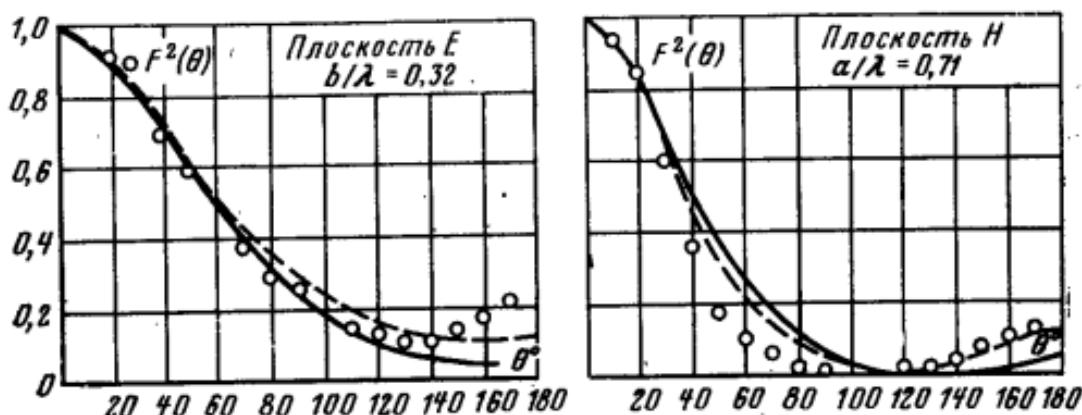


Рис. 13-2. Диаграммы направленности открытого конца волновода.

Чаще всего их используют в качестве облучателей зеркальных антенн, в качестве элементов фазированных антенных решеток, а также в качестве слабонаправленных антенн летательных аппаратов. Недостатком открытого конца волновода является также значительный коэффициент отражения от раскрыва ($|\Gamma| \approx 0,2 \div 0,3$), для компенсации которого необходимо применение специальных согласующих устройств.

Для увеличения направленности и уменьшения отражения от открытого конца волновода применяют рупорные излучатели. На рис. 13-3 показан так называемый **H**-секториальный рупор, расширяющийся в плоскости вектора **H** с постепенным увеличением размера *a*. В секториальном рупоре возникает волна, подобная волне H_{10} в прямоугольном волноводе, и картина поля имеет вид, показанный на рис. 13-4. Секториальный рупор отличается от волновода тем, что в нем

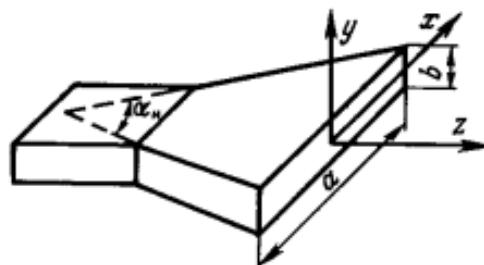


Рис. 13-3. **H**-секториальный рупор.

фронт волны образует цилиндрическую поверхность, фазовая скорость является переменной величиной, зависящей от отношения a/λ , поле на большом расстоянии от горловины рупора принимает характер чисто по-перечной волны. Фазовая скорость волны приближенно определяется формулой $v = c/\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ и вблизи

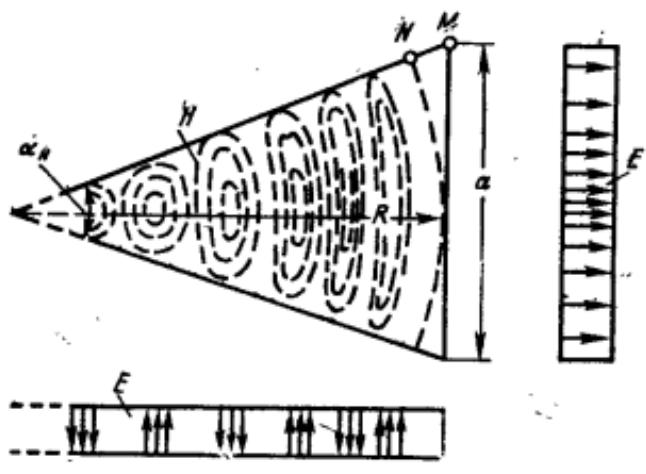


Рис. 13-4. Структура поля в H -секториальном рупоре.

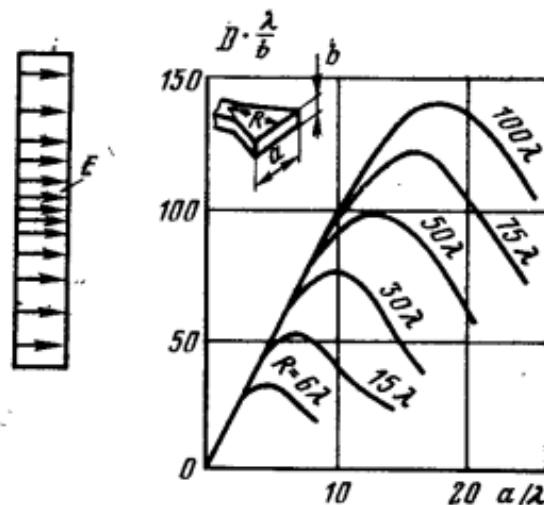


Рис. 13-5. Зависимость КНД от размеров H -секториального рупора.

раскрыва рупора приближается к скорости света, что приводит к уменьшению отражения волны от излучающей поверхности рупора.

Если угол раствора рупора α мал, то фронт волны в выходном отверстии оказывается близким к плоскому и для расчета характеристики направленности в плоскости H (плоскость xz) может быть использована формула (13-6) с учетом $\Gamma=0$. Главный лепесток характеристики направленности сужается примерно во столько раз, во сколько раз увеличивается размер a раскрыва рупора по сравнению с большим размером выходного отверстия прямоугольного волновода.

Однако если угол раствора рупора α не мал, то фронт волны в раскрыве заметно отличается от плоского и это вызовет расширение диаграммы направленности. Фаза поля на краю раскрыва по отношению к ее значению в середине раскрыва может быть определена по приближенной формуле, полученной из геометрических построений (см. рис. 13-4):

$$\Phi_2 = -\frac{2\pi}{\lambda} MN \approx -\frac{\pi a^2}{4\lambda R} = -\frac{\pi}{2} \frac{a}{\lambda} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}, \quad (13-7)$$

где R — длина рупора. Распределение фазы поля в выходном отверстии рупора подчиняется квадратичному закону. Влияние квадратичных фазовых искажений на форму характеристики направленности линейной антенны исследовано в гл. 6, и графики диаграмм направленности на рис. 6-10 оказываются полностью применимыми к рупорным антеннам при условии вычисления величины квадратичной фазовой ошибки по формуле (13-7). Как показывают расчеты, КНД рупорной антенны при фиксированных значениях длины рупора R имеет характерную зависимость от размера раскрыва a/λ , показанную на рис. 13-5. Появление максимума объясняется тем, что при увеличении угла раствора рупора a , с одной стороны, увеличивается относительный размер раскрыва a/λ , что ведет к сужению диаграммы направленности. Но, с другой стороны, согласно (13-7) быстро увеличивается квадратичная фазовая ошибка Φ_2 , ведущая к расширению диаграммы направленности. В результате действия этих противоположных факторов при определенном значении $(a/\lambda)_{\text{опт}}$ имеет место максимальный КНД. Оказывается, что при любом R максимум КНД получается при величине квадратичной фазовой ошибки на краю рупора $|\Phi_{2\text{опт}}| = 135^\circ$. H -секториальный рупор, удовлетворяющий этому условию, принято называть оптимальным. Полный КИП оптимального H -секториального рупора равен примерно 0,64 (0,81 — апертурный КИП из-за спадающего амплитудного распределения и 0,79 — КИП из-за квадратичной фазовой ошибки $|\Phi_2| = 135^\circ$). Кроме секториальных рупоров, расширяющихся в плоскости вектора H , могут применяться также секториальные рупоры, расширяющиеся в плоскости вектора E (рис. 13-6). Ширина диаграммы направленности в H -плоскости у E -секториального рупора будет такой же, как и у открытого конца волновода, а в E -плоскости ширина луча с увеличением размера b уменьшается, если угол раствора a взят достаточно малым. В E -секториальном рупоре амплитудное распределение поля в раскрыве приблизительно равномерное, и квадратичная фазовая ошибка $\Phi_2 \approx \pi b^2 / 4\lambda R$ на краю раскрыва, соответствующая оптимальному рупору, равна -90° . При $|\Phi_2| < 90^\circ$ диаграмма направленности в плоскости E может быть рассчитана по формуле (13-5), а снижение КИП в этой плоскости из-за квадратичной фазовой ошибки определяется по графикам рис. 6-11.

Широкое применение находят пирамидальные рупоры прямоугольного поперечного сечения (рис. 13-7). Эти рупоры позволяют сужать диаграммы направленности как в **H**-плоскости, так и в **E**-плоскости. В пирамидальном рупоре образуется сферическая волна, фазовая скорость волны является переменной и по мере продвижения к открытому концу приближается к скорости света. Вследствие этого отражение волны от

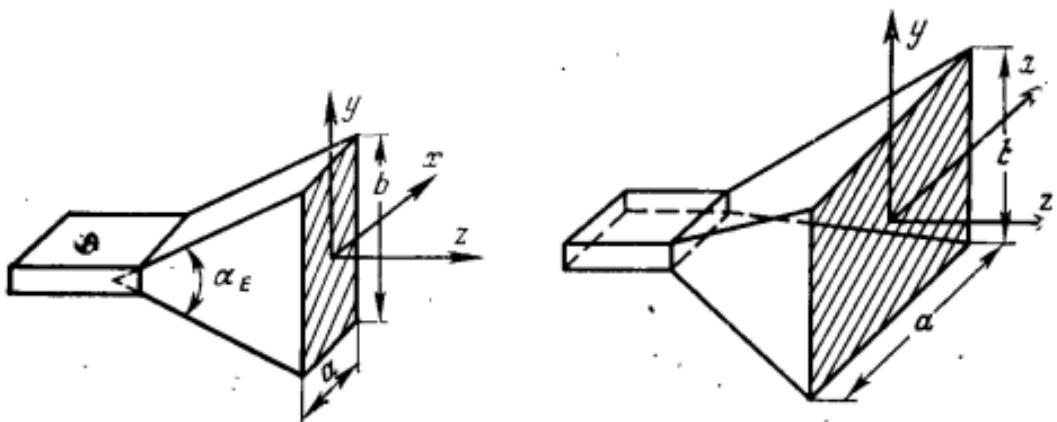


Рис. 13-6. *E*-секториальный рупор.

Рис. 13-7. Пирамидальный рупор.

раскрыва получается незначительным — рупор согласовывает волновод с открытым пространством.

Фазовые искажения поля в раскрыве могут быть определены по формуле (13-7) в **H**-плоскости и по аналогичной формуле (при замене a на b) в **E**-плоскости. Если искажение фазы поля в раскрыве незначительно (например, $|\Phi_2| < 90^\circ$), то диаграммы направленности мало отличаются от диаграмм направленности синфазной плоскости и могут быть рассчитаны по формулам (13-5) и (13-6) в предположении, что $\Gamma = 0$. Для уменьшения длины рупора обычно допускается квадратичное искажение фазы поля, равное $|\Phi_2| = 135^\circ$ в **H**-плоскости и $|\Phi_2| = 90^\circ$ в **E**-плоскости. Такой рупор, как указано выше, называется оптимальным, его КИП грубо оценивается формулой $\text{КИП}_e = \text{КИП}_A \cdot (\text{КИП}_\Phi)^2 = 0,81 \cdot (0,8)^2 = 0,52$, где первый множитель учитывает неравномерность амплитудного распределения в плоскости **H**, а второй — наличие квадратичных фазовых искажений в плоскостях **E** и **H**.

Помимо рупоров прямоугольного поперечного сечения находят также применение рупоры круглого сечения, а именно конические рупоры. Такие рупоры обра-

зуются путем расширения открытого конца круглого волновода, возбуждаемого волной H_{11} . Излучение конического рупора аналогично излучению пирамидального рупора, и он также имеет оптимальные размеры, которые можно рассматривать как средние между размерами оптимальных Е-плоскостных и Н-плоскостных рупоров.

Достоинствами рупорных антенн являются простота конструкции и хорошие диапазонные свойства. Практически любой рупор может быть использован во всей рабочей полосе частот питающего волновода ($a < \lambda < 2a$). Самостоятельно рупорные антенны чаще всего применяются в измерительных установках, например как эталонные антенны с известной величиной КНД. Кроме того, они широко используются для облучения зеркальных и линзовых антенн, а также в конструкциях антенн других типов, например импедансных.

15. Конструкции и характеристики линзовых антенн

13-3. ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ

В линзовых антенах сантиметрового диапазона используются оптические свойства электромагнитных волн, поскольку геометрические размеры и радиусы кривизны поверхности линзовых антенн обычно оказываются много больше длины волны. Антенны-линзы характерны тем, что в них цилиндрический или сферический фронт волны преобразовывается в плоский.

На рис. 13-8 показана диэлектрическая линза, на которую от источника F падает сферическая волна длиной λ_0 . Благодаря выпуклой форме освещенной поверхности линзы сферический фронт волны в линзе превращается в плоский с длиной волны $\lambda_d = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon}$. Выходная поверхность линзы является плоской, и по выходе из линзы фронт волны остается также плоским. Поскольку размеры выходной поверхности линзы велики по сравнению с длиной волны, излучение ее оказывается остронаправленным.

Обратимся теперь к рис. 13-9 и определим профиль линзы. Пусть луч из точки F падает в точку P поверхности линзы и пусть α является углом падения луча, а β — углом преломления. Тогда будем иметь

$$\sin \alpha = n \sin \beta,$$

где $n = \sqrt{\epsilon}$ — коэффициент преломления диэлектрика.

Уравнение профиля линзы определится из того условия, что длина оптического пути (электрическая длина) от преобразуемой к преобразованной поверхности равных фаз по любому направлению должна быть постоянной, т. е. $FP = FQ + nQQ'$. Отсюда получаем:

$$\rho = f + n(\rho \cos \theta - f)$$

или

$$\rho = \frac{(n-1)f}{n \cos \theta - 1}, \quad (13-8)$$

где f — фокусное расстояние, т. е. расстояние от фокуса F до вершины линзы Q ; θ — угол между осью линзы

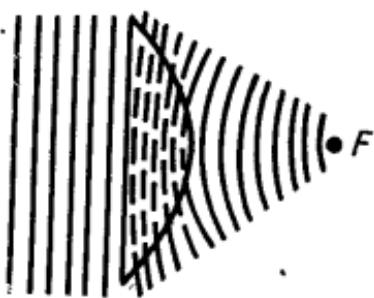


Рис. 13-8. Диэлектрическая линза.

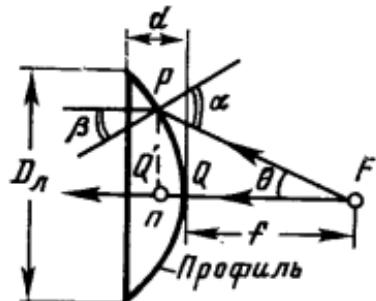


Рис. 13-9. К расчету профиля замедляющей линзы.

и лучом; ρ — расстояние от фокуса до текущей точки поверхности линзы.

Уравнение (13-8) представляет собой уравнение гиперболы. Таким образом, выпуклая поверхность линзы должна иметь гиперболическую форму. Толщина линзы d определяется по оптическому пути и связана с диаметром линзы D_L соотношением

$$d = \frac{1}{n} \left(\frac{D_L}{2 \sin \theta_{\max}} - f \right), \quad (13-9)$$

где θ_{\max} — угол между осью линзы и направлением из фокуса в крайнюю точку профиля (угол $2\theta_{\max}$, под которым из фокуса видны края линзы, часто называют углом раскрыва). Формулы (13-8) и (13-9) позволяют рассчитать профиль и геометрические размеры линзы.

Поскольку выходная поверхность линзы является синфазной поверхностью, она может рассматриваться как плоский излучающий раскрыв, сама же линза и облучающий ее источник играют роль распределителя,

В случае квазиточечного облучателя (например, диполя Герца или полуволнового вибратора) линза может быть телом вращения и ее раскрыв будет круглым. В случае линейного облучающего источника, располагающегося на фокальной линии F , линза должна быть цилиндрической и ее раскрыв может иметь прямоугольную форму.

Диэлектрические линзы являются широкополосными, так как коэффициент преломления n в широком диапазоне частот, вплоть до самых высоких, сохраняет практически постоянное значение. Однако эти линзы сравнительно редко применяются из-за большой массы, потери мощности в диэлектрике и трудоемкости изготовления. Попытки уменьшения массы замедляющих линз привели к разработке искусственных диэлектриков, представляющих собой взвесь металлических включений (шариков, дисков с диаметром много меньше длины волны), а также металлических лент в объеме легкого пенистого материала. Однако и металлодиэлектрические линзы также не получили распространения из-за серьезных конструктивных недостатков и технологических трудностей.

Чаще применяются металлопластинчатые линзы с повышенной фазовой скоростью. Такие линзы состоят из параллельных металлических пластин, расположенных на расстояниях a одна от другой и образующих вогнутую поверхность (рис. 13-10). Вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} , возбуждаемого источником, расположенным в фокусе линзы, должен быть параллелен пластинам. Тогда пространство между двумя соседними пластинами представляет волновод, в котором возбуждается волна типа H_{10} с фазовой скоростью $v = c / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$. Таким образом, возникает среда с эффективным коэффициентом преломления, меньшим единицы:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} < 1. \quad (3-10)$$

Расстояние между пластинами a должно удовлетворять неравенствам $\lambda/2 < a < \lambda$ для того, чтобы между пластинами мог распространяться только один тип волны H_{10} . Следовательно, коэффициент преломления ускоряющей линзы находится в пределах $0 < n < \sqrt{0,75}$.

Уравнение профиля линзы можно вывести с помощью построений, показанных на рис. 13-11. Луч, падающий из фокуса F в точку P освещенной поверхности линзы, преломляется по закону геометрической оптики $\sin \alpha = n \sin \beta$. Оптическая длина пути FQ должна быть равна оптической длине пути FP' , т. е. $FQ = FP + nPP'$. Это условие вновь приводит к формуле

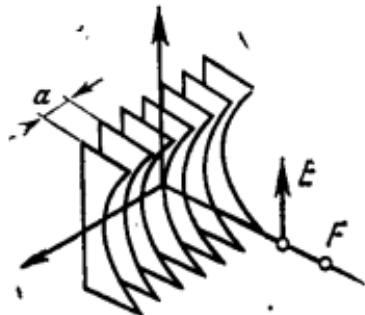


Рис. 13-10. Металлопластинчатая линза.

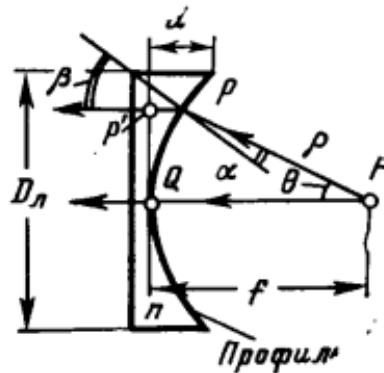


Рис. 13-11. К расчету профиля ускоряющей линзы.

(Г3-8) для профиля линзы, однако при $n < 1$ формула представляет собой уже уравнение эллипса. Толщина профиля линзы d дается формулой

$$d = \frac{1}{n} \left(f - \frac{D_{\pi}}{2 \sin \theta_{\max}} \right),$$

где $2\theta_{\max}$ — угол раскрытия линзы; D_{π} — размер раскрытия.

Ускоряющая линза, собранная из профилированных по эллипсу одинаковых пластин, фокусирует излучение в плоскости вектора E . Если же ускоряющая линза собрана из прямоугольных пластин разной толщины d так, что они также образуют эллиптический профиль, то она фокусирует излучение в плоскости вектора H^1 . Для осуществления фокусировки одновременно в плоскостях E и H линза должна быть собрана из профилированных пластин разной толщины.

16. Конструкции и характеристики зеркальных антенн. Факторы, влияющие на КИП зеркальной антенны

13-4. ЗЕРКАЛЬНЫЕ ПАРАБОЛИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ

Зеркальные антенны являются наиболее распространенным типом направленных антенн в сантиметровом, дециметровом и отчасти метровом диапазонах волн. Широкое использование зеркальных антенн объясняется

простотой конструкции, возможностью получения почти любого применяемого на практике типа диаграммы направленности, высоким к. п. д., малой шумовой температурой, хорошими диапазонными свойствами и т. д.

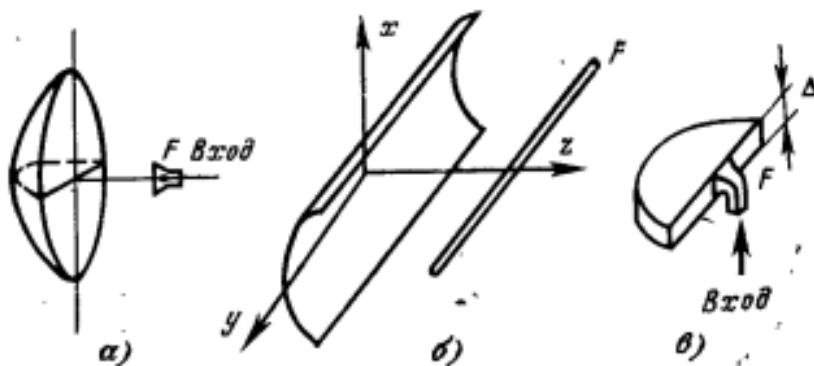


Рис. 13-16. Виды параболических антенн.
а — параболоид вращения; б — параболический цилиндр; в — сегментно-параболическая антenna.

В радиолокационных применениях зеркальные антенны позволяют легко получить равносигнальную зону, допускают одновременное формирование суммарных и разностных диаграмм направленности общим зеркалом. Некоторые типы зеркальных антенн могут обеспечивать достаточно быстрое качание луча в значительном секторе углов.



Рис. 13-17. Профиль параболической антенны.

Классическими представителями зеркальных антенн являются параболические антенны, которые могут выполняться в виде параболоида вращения, параболического цилиндра или параболического цилиндра, ограничивающего

ченного параллельными проводящими плоскостями (рис. 13-16). Параболоид вращения возбуждается слабо-направленным облучателем (например, рупором), помещенным в фокусе, и преобразовывает сферический фронт волны в плоский. Параболический цилиндр возбуждается линейной антенной, помещенной на фокальной линии, и преобразовывает цилиндрический фронт волны в плоский. В этих антенных, так же как и в линзах, используются оптические свойства радиоволн. Геометрические свойства параболы таковы, что лучи, направляемые из фокуса и отражаемые от параболы, становятся параллельными осями параболы, так что длина пути от фокуса до параболы и затем до линии раскрыва, проходящей через края параболы, одинакова для любого угла θ (рис. 13-17). Таким образом, в раскрыве параболической антенны образуется синфазная поверхность и излучение антенны оказывается остронаправленным.

В декартовой системе координат параболоид вращения определяется уравнением (начало координат совпадает с вершиной параболоида) $x^2 + y^2 = 4fz$, а в сферической системе координат (начало координат совпадает с фокусом параболоида) — уравнением

$$r = \frac{2f}{1 + \cos \theta}. \quad (13-18)$$

Различают длиннофокусные и короткофокусные параболические антенны. В длиннофокусной антенне фокус находится вне антенны ($f > D_a/4$) и угол раскрыва $2\theta_{\max}$, под которым края зеркала видны из фокуса, удовлетворяет условию $2\theta_{\max} < \pi$.

В короткофокусной антенне фокус находится внутри антенны ($f < D_a/4$ и $2\theta_{\max} > \pi$). Граничным является случай $f = D_a/4$, когда $2\theta_{\max} = \pi$ и фокус лежит в плоскости раскрыва.

Для расчета излучения параболических антенн используется метод эквивалентных поверхностных электрических и магнитных токов. Применяются два способа интегрирования: 1) по поверхности плоского раскрыва и по теневой (тыльной) стороне параболоида; 2) по криволинейной поверхности, которая проходит по освещенной и теневой сторонам параболоида. Для упрощения задачи в обоих случаях излучением относительно

малых электрических поверхностных токов на теневой стороне параболоида пренебрегают.

В первом случае (апертурный метод расчета) раскрыв является плоским, эквивалентные электрические и магнитные токи считаются синфазными, а распределение их амплитуд полагается пропорциональным $\frac{1}{r} F(\theta, \varphi)$ где r — расстояние от фокуса до параболоида и $F(\theta, \varphi)$ — амплитудная характеристика направленности облучателя. Таким образом, в этом случае полностью применима теория плоского круглого раскрыва, приведенная в § 8-3.

Во втором случае (токовый метод расчета) освещенная часть поверхности совпадает с поверхностью параболоида, поэтому эквивалентные поверхностные магнитные токи на этой поверхности равны нулю, а поверхностные электрические токи являются физическими токами, текущими по освещенной стороне параболоида. Электрический поверхностный ток приближенно определяется как удвоенное значение касательной к поверхности составляющей вектора напряженности магнитного поля, падающей от облучателя волны. Распределение амплитуд и фаз наводимых токов в этом случае является более сложной функцией координат, чем в первом случае, и, кроме того, направление токов меняется от точки к точке на поверхности параболоида.

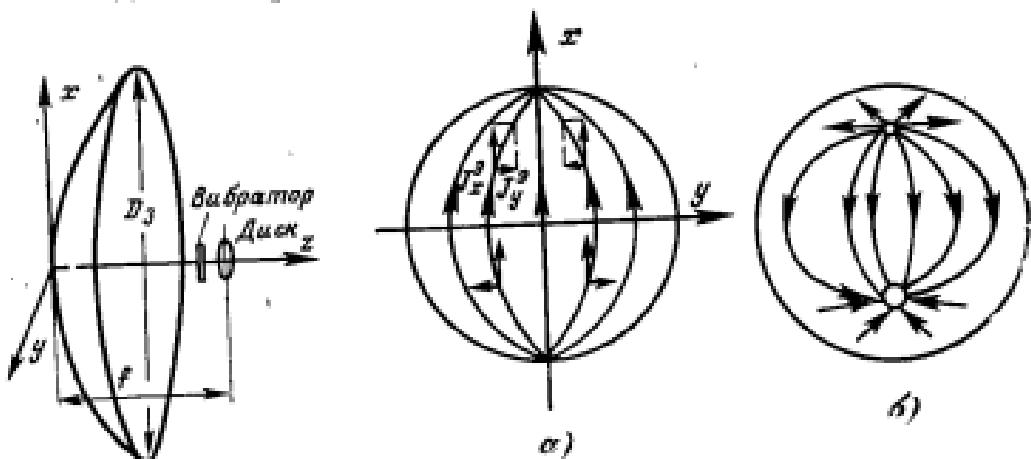
Оба способа расчета излучения параболической антенны не являются строгими, поскольку распределение поверхностных токов определяется приближенно. Однако первый (апертурный) способ менее точен, так как приближение геометрической оптики, в рамках которой определяется амплитудно-фазовое распределение в раскрыве, справедливо лишь при $\lambda \rightarrow 0$ и, следовательно, этот способ может использоваться, если диаметр зеркала удовлетворяет условию $D_0 \gg \lambda$. Второй (токовый) способ является более точным, однако он сложнее первого.

Рассмотрим картину распределения токов, наводимых облучателем на освещенной стороне параболоида вращения. Пусть облучатель представляет собой электрический вибратор, направленный вдоль оси x , с плоским контрефлектором в виде диска. Фазовый центр облучателя, если приближенно заменить контрефлектор зеркальным изображением вибратора, можно считать

совпадающим с центром контрефлектора, и поэтому эту точку надо совместить с фокусом параболоида (рис. 13-18). Вектор напряженности магнитного поля будет расположен в плоскости yz , и на поверхности параболоида его величина будет равна:

$$H(\theta, \varphi) \equiv F(\theta, \varphi) \frac{\exp(-ikr)}{r},$$

где $F(\theta, \varphi)$ — характеристика направленности облучателя в сферической системе координат, центр которой совпадает с фокусом параболоида. Вектор плотности



поверхностного электрического тока определяется по формуле $J^s = [H, n]$, и поскольку вектор единичной нормали n к поверхности параболоида имеет все три составляющие, то и вектор поверхностной плотности тока J^s будет иметь составляющие J_x^s , J_y^s и J_z^s . В соответствии с этим картина распределения электрического тока, спроектированная на плоскость xy , будет иметь вид, показанный на рис. 13-19. В случае длиннофокусного зеркала (рис. 13-19,*a*) составляющие тока имеют во всех четырех квадрантах одно и то же направление, а составляющие тока J_y^s от квадранта к квадранту меняют направление. У короткофокусного зеркала (рис. 13-19,*b*) имеются узлы тока, которые находятся в точках пересечения оси электрического излучателя с поверхностью зеркала. Поэтому в некоторых частях короткофокусного рефлектора главная

составляющая электрического тока J_x , оказывается в противофазе относительно этой же составляющей в центральной части зеркала.

В двух главных плоскостях: xz и yz — характеристики излучения параболической антенны определяются составляющими тока J_x , а излучение составляющих тока J_y в этих плоскостях будет взаимно скомпенсировано. Поляризация излучаемого поля является линейной. В других плоскостях, проходящих через ось z , имеет место также излучение, определяемое составляющими тока J_y , и вследствие этого появляется поперечная (относительно основной) поляризация излучаемого поля. Суммарное поле оказывается эллиптически поляризованным. Поперечная поляризация, называемая *кроссполяризацией*, является паразитной, и ее присутствие несколько уменьшает общий КИП антенны. Уровень кроссполяризации тем меньше, чем больше отношение f/D_a , т. е. чем «длиннофокуснее» параболоид. В короткофокусном параболоиде при вибраторном облучателе помимо кроссполяризации проявляется вредное излучение противофазных зон рефлектора. Противофазные зоны уменьшают излучение в главном направлении и увеличивают боковые лепестки. В конечном итоге это также приводит к снижению КИП антенны.

Рассмотрим последовательность расчета параболической антенны апертурным методом, предполагая, что диаграмма направленности облучателя $F(\theta)$ известна (для простоты будем считать, что она обладает симметрией вращения относительно оси зеркала). В качестве первого шага по диаграмме направленности облучателя находится амплитудное распределение в раскрыве $I(R)$ с помощью формул

$$\left. \begin{aligned} I(\theta) &= \frac{F(\theta)}{\rho} = \frac{(1 + \cos \theta) F(\theta)}{2f}; \\ \sin \theta &= \frac{R}{\rho} = \frac{R(1 + \cos \theta)}{2f}. \end{aligned} \right\} \quad (13-19)$$

В этих формулах $R \leq D_a/2$ — радиальная координата в плоскости раскрыва; $\theta \leq \theta_{\max}$ — угол между осью параболоида и направлением из фокуса в текущую точку отражения на параболоиде (см. рис. 13-17) и $F(\theta)$ — амплитудная диаграмма направленности облучателя.

Далее найденное с помощью формул (13-19) амплитудное распределение аппроксимируется формулой

$$I(R) = (1 - \Delta) + \Delta \left[1 - \left(\frac{2R}{D_3} \right)^2 \right]^n$$

и после этого по известным значениям Δ и n с помощью табл. 8-1 определяются КИП_а, а также КРЛ и УБЛ. Кроме того, несложным интегрированием можно определить эффективность облучателя КИП_{обл}, т. е. долю его мощности излучения, падающую на зеркало:

$$\text{КИП}_{\text{обл}} = \frac{\int_{-\theta_{\max}}^{\theta_{\max}} F^2(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_{-\pi}^{\pi} F^2(\theta) \sin \theta d\theta} \leq 1. \quad (13-20)$$

Величина КИП_{обл} учитывает бесполезную потерю мощности облучателя за счет «переливания» энергии через края зеркала.

Найденные значения параметров антенной системы оказываются зависящими от относительного фокусного расстояния f/D_3 , или, что тоже самое, от угла раскрыва зеркала $2\theta_{\max}$. Характерный вид зависимостей КИП_а и КИП_{обл} от f/D_3 показан на рис. 13-20 пунктиром, а сплошной кривой изображена зависимость их произведения, т. е. результирующего КИП. Видно, что при заданном облучателе существует оптимальное значение относительного фокусного расстояния $(f/D_3)_{\text{опт}}$, при котором достигается максимум результирующего КИП.

При $f/D_3 < (f/D_3)_{\text{опт}}$ КИП_{обл} $\rightarrow 1$, однако диаграмма направленности облучателя оказывается узкой по сравнению с углом раскрыва $2\theta_{\max}$ и результирующий КИП падает из-за слишком неравномерного амплитудного распределения (недооблучение краев зеркала). Если

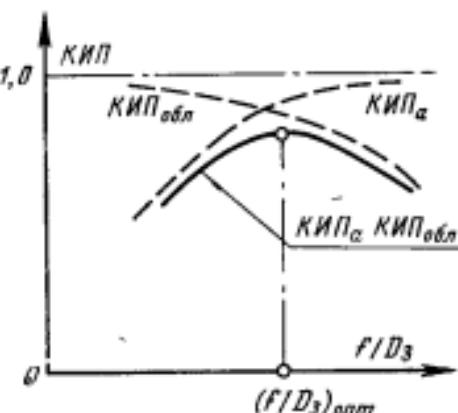


Рис. 13-20. Зависимость КИП от фокусного расстояния.

$f/D_3 > (f/D_3)_{\text{опт}}$, амплитудное распределение выравнивается и КИП_а растет, однако лишь часть мощности облучателя перехватывается зеркалом и используется по назначению, а остальная мощность облучателя расходуется бесполезно и увеличивает коэффициент рассеяния антенны.

Расчетами установлено, что при облучателе в виде полуволнового вибратора с контррефлектором $(f/D_3)_{\text{опт}} = 0,38$, причем уровень возбуждения на краю раскрыва в оптимальном случае составляет примерно 0,33 (или -10 дБ) относительно середины раскрыва. Величина результирующего КИП при этом равна 0,83. Если диаграмма направленности облучателя более острая, чем у вибратора с контррефлектором, то оптимальное значение $(f/D_3)_{\text{опт}}$ возрастает. Наоборот, для облучателей с более широкой диаграммой направленности потребуется более короткофокусное зеркало. Ориентировочно можно считать, что в любом случае уровень облучения краев зеркала должен составлять примерно -10 дБ относительно середины раскрыва. При этом ширина луча может быть оценена формулой

$$\Delta\theta = \frac{(65 - 70) * \lambda}{D_r}, \quad (13-21)$$

а уровень первого бокового лепестка составит $-(22 \div 24)$ дБ.

Рассмотренный способ приближенного расчета применяется обычно на этапе эскизного проектирования недорогих зеркальных антенн небольших размеров (с диаметром не более 2—3 м для сантиметрового диапазона). В этом случае небольшая потеря КИП из-за неоптимальности конструкции облучателя легко компенсируется некоторым увеличением размеров раскрыва. Однако стоимость изготовления зеркал больших размеров при возрастании диаметра очень быстро увеличивается, обычно пропорционально второй степени диаметра и даже быстрее. Поэтому для крупной зеркальной антенны вопрос получения максимального КИП при минимальной шумовой температуре [связанной с парциальными коэффициентами рассеяния формулой (5-45)] приобретает особую важность. В этом случае оптимизация всей конструкции зеркальной антенны и ее облучателя должна производиться на основании более точных расчетов при учете возможно большего числа факторов. Как правило,

диаграмма направленности облучателя должна синтезироваться специальным образом для обеспечения наилучшего значения критерия качества антенны.

Перечислим наиболее важные факторы, влияющие на общий КИП зеркальной антенны, а также на ее шумовую температуру (главным образом через парциальные коэффициенты рассеяния):

1. Вид амплитудного распределения в раскрыве и соответствующий ему апертурный КИП_а (для примера см. табл. 8-1).

2. Эффективность облучателя КИП_{обл}, определяемая формулой типа (13-20).

3. Затенение части поверхности раскрыва облучателем и поддерживающими его элементами конструкции, находящимися на пути отраженных от зеркала лучей. Затенение учитывается введением множителя КИП_{тени} < 1, который в самом грубом приближении может быть принят равным

$$\text{КИП}_{\text{тени}} = \frac{A - A_{\text{тени}}}{A},$$

где A — общая площадь раскрыва; $A_{\text{тени}}$ — площадь раскрыва, заслоняемая облучателем и поддерживающими элементами. Затенение ведет к росту коэффициента рассеяния и, следовательно, увеличивает шумовую температуру.

4. Ответвление электрических токов на теневую поверхность зеркала, приводящее к росту дальних боковых лепестков, т. е. к повышению шумовой температуры и снижению КИП. Соответствующий множитель КИП_д рассчитывается методами теории дифракции.

5. Появление кроссполяризации. Кроссполяризация учитывается отдельным множителем КИП_п, на расчете которого мы не останавливаемся.

6. Фазовые ошибки распределения эквивалентных поверхностных токов в раскрыве. Эти ошибки могут быть систематическими и случайными. Систематические ошибки вызываются несферичностью фазовых характеристик направленности облучателя, а также неточной установкой облучателя в фокусе. Систематические ошибки могут быть устранены путем рационального конструирования облучателя, а также с помощью так называемой юстировки антенны в процессе настройки. Случайные ошибки возникают из-за недостаточной точ-

ности выполнения профиля зеркала, а также из-за деформаций поверхности зеркала под влиянием весовых и ветровых нагрузок, из-за появления внутренних напряжений в конструкции при изменении температуры и ряда других причин. Учет случайных ошибок производится с помощью множителя КИП_о. Случайные ошибки ограничивают максимальные размеры антенн и верхнюю границу частотного диапазона зеркала, что будет рассмотрено несколько позже.

7. Омические потери мощности, происходящие из-за конечной проводимости отражающих поверхностей, наличия неидеальных диэлектриков в облучателе, наличия антикоррозионных покрытий и т. д. Эти потери учитываются величиной к. п. д. антенны η_A . С одной стороны, эти потери могут приводить к местным перегревам при большой излучаемой мощности, с другой стороны (что обычно более существенно), они вызывают рост шумовой температуры согласно формуле $T_{A,\Phi} = T_0(1 - \eta_A)$, где $T_0 = 273$ К.

8. Влияние радиопрозрачного укрытия антенны (если оно используется), включая дополнительные фазовые ошибки распределения токов в эквивалентном раскрытии, а также добавочные вносимые потери при отражении и прохождении волн через радиопрозрачные слои укрытия. Устройство радиопрозрачных укрытий нами не рассматривается, и читатель может изучить этот вопрос по соответствующей литературе (см. [11]).

Итак, качество работы зеркальной антенны зависит от большого числа факторов, сложно взаимодействующих между собой. Например, попытки улучшить равномерность амплитудного распределения и повысить эффективность облучателя требуют увеличения его электрических размеров, однако это приводит к нежелательному увеличению затенения. Как правило, результирующий КИП параболической антенны, представляющий собой произведение всех парциальных КИП за счет перечисленных выше факторов, находится в пределах 0,45—0,65, достигая в лучших случаях величины 0,75.

При создании крупных зеркальных антенн ($D_s > 10$ м), кроме КИП, чрезвычайно важное значение имеет также общая стоимость изготовления, и поэтому выбор конструкции каждой крупной зеркальной антенны производится на основе скрупулезного анализа результатов многих предварительных расчетов.

13-6. РАЗНОВИДНОСТИ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

В этом параграфе приведено краткое описание некоторых распространенных на практике типов зеркальных антенн. Подробное рассмотрение вопроса можно найти в специальной литературе.

Двухзеркальные антенны. В этих антенах для получения синфазного распределения поля в раскрытии используются две отражающие поверхности: вогнутое главное (большое) параболическое зеркало 1 и выпуклое вспомо-

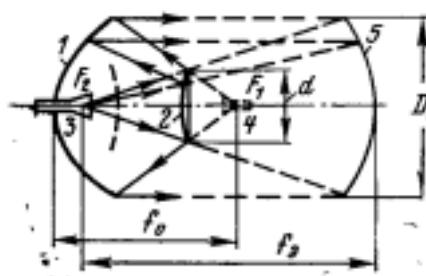


Рис. 13-30. Двухзеркальная антenna Кассегрена.

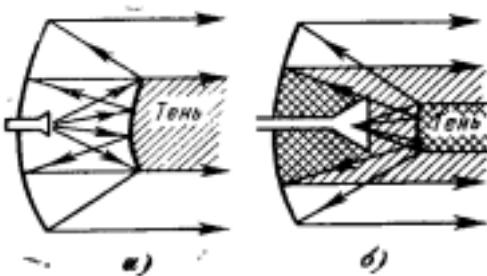


Рис. 13-31. Затенение раскрытия двухзеркальной антены.
а — преобладает тень от малого зеркала;
б — преобладает тень от облучателя.

гательное (малое) зеркало в виде гиперболоида вращения (рис. 13-30). Такую антенну называют антенной Кассегрена¹.

Один из фокусов F_1 вспомогательного гиперболического зеркала 2 совмещается с фокусом главного зеркала. Во второй фокус гиперболического зеркала F_2 помещается фазовый центр облучателя 3, и вследствие этого лучи, отраженные от гиперболического зеркала, можно рассматривать как идущие из расположенного за ним «виртуального облучателя» в точке F_1 . Изображение «виртуального облучателя» 4 строится по правилам геометрической оптики и оказывается уменьшенным.

При нахождении амплитудного распределения удобно заменить двухзеркальную систему эквивалентным параболоидом того же диаметра, что и главное зеркало,

¹ Кроме того, существуют зеркальные антенны с вогнутым вспомогательным зеркалом в виде эллипсоида вращения (система Грекори), однако они встречаются на практике очень редко. Как система Кассегрена, так и система Грекори впервые были применены в оптических телескопах.

но с увеличенным фокусным расстоянием f_a . Способ построения эквивалентного параболоида ясен из рис. 13-30. При заданном облучателе существует оптимальное отношение f_a/D_a , при котором достигается максимум результирующего КИП, т. е. максимум произведения $\text{КИП}_a \times \text{КИП}_{\text{обл}}$ (совершенно аналогично однозеркальной параболической антенне — см. рис. 13-20).

Раскрыв главного зеркала в двухзеркальной антенне затеняется как вспомогательным зеркалом (рис. 13-31, а), так и непосредственно облучателем (рис. 13-31, б). Минимальное затенение раскрыва получается при условии равенства теневых областей, создаваемых облучателем и вспомогательным зеркалом. Это условие минимального затенения, поясняемое на рис. 13-32, должно специально учитываться (наряду с условием максимума произведения $\text{КИП}_a \times \text{КИП}_{\text{обл}}$) при выборе оптимальных размеров малого зеркала и облучателя, а также при выборе фокусного расстояния главного зеркала f_a .

Двухзеркальная антенна Кассегрена отличается от однозеркальной рядом положительных качеств. Она дает возможность укоротить фидерный тракт и разместить основную часть конструкции облучателя за зеркалом, что особенно удобно при моноимпульсной работе радиосистемы. За счет оптимизации размеров облучателя и малого зеркала удается получить сравнительно высокий общий КИП (порядка 0,60—0,65). Уменьшение фокусного расстояния главного зеркала, а также малое рассеяние поля облучателя в заднюю полусферу главного зеркала способствуют уменьшению шумовой температуры в приемном режиме.

Недостатками двухзеркальной антенны являются повышенная реакция малого зеркала на облучатель и увеличенное затенение раскрыва по сравнению с однозеркальной антенной. Эти недостатки в значительной мере устранены в показанной на рис. 13-33 двухзеркальной осесимметричной антенне со смещенной фокальной осью.

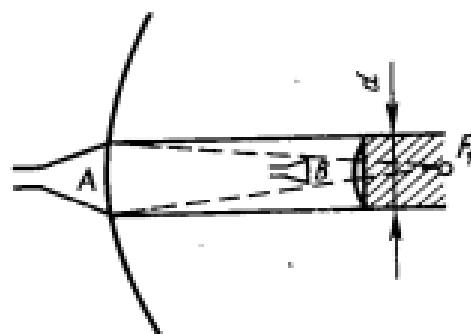


Рис. 13-32. Условие минимального затенения (тень от малого зеркала равна тени облучателя).

A и *B* — возможные положения облучателя при оптимизации антенны.

17. Излучающие раскрывы. Множитель направленности

Изученные ранее линейные излучающие системы дают возможность формирования остронаправленного излучения и сканирования только в одной плоскости, проходящей через ось линейной антенны. Чтобы сузить луч ан-

тены и в другой плоскости, т. е. сформировать игольчатую диаграмму направленности, необходимо разместить излучающую систему, например, на плоской поверхности, выбрав ее размеры достаточно большими в сравнении с длиной волны. Таким образом, мы приходим к остронаправленной антенне в виде непрерывного или дискретного распределения источников электромагнитного поля в пределах фиксированного участка плоской поверхности (раскрыва). Форма плоского раскрыва может быть произвольной — прямоугольной, круглой, эллиптической и т. д.

Каждый элемент раскрыва будем характеризовать векторной комплексной характеристикой направленности $F_1(\theta, \phi)$ в его собственной местной сферической си-

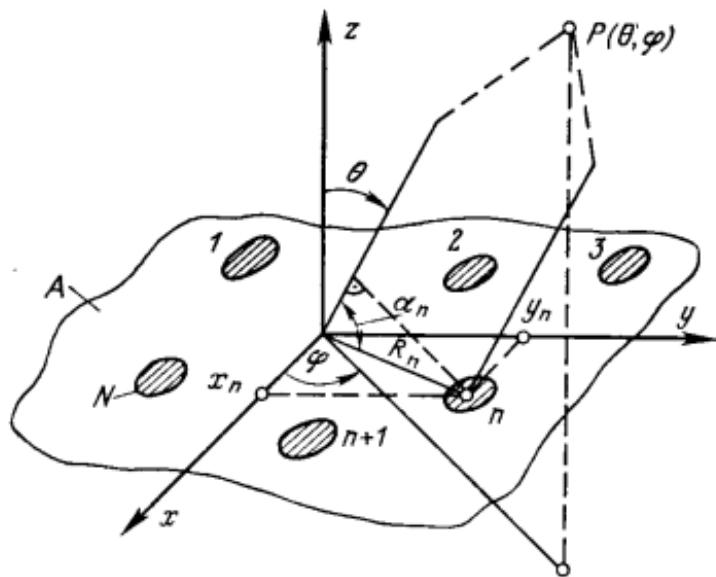


Рис. 8-1. К расчету поля излучения плоского раскрыва.

стеме координат. Начало этой системы координат располагается внутри элемента (например, в его центре излучения), а ось z перпендикулярна плоскости раскрыва xy . Для всех элементов характеристика направленности $F_1(\theta, \phi)$ будет полагаться неизменной, что эквивалентно постулированию одинакового закона распределения плотности излучающих токов внутри элемента. Помимо характеристики направленности одного излучателя, важное значение имеет также способ размещения элементов на плоскости (дискретный или непрерывный) и закон распределения комплексных амплитуд возбуж-

дения по элементам (амплитудно-фазовое распределение).

В соответствии с теоремой перемножения (§ 3-1) дальнее электромагнитное поле плоского раскрыва можно представить в виде

$$\mathbf{E}(R, \theta, \varphi) = B \mathbf{F}_1(\theta, \varphi) F_{\Sigma}(\theta, \varphi) \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (8-1)$$

где B — амплитудный множитель, зависящий от мощности, подводимой к антенне, $\mathbf{F}_1(\theta, \varphi)$ — характеристика направленности одного элемента, определяющая поляризационную структуру излучаемого поля; $F_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ — комплексный множитель направленности системы изотропных излучателей, располагаемых в точках размещения центров элементов в пределах раскрыва. Для дискретной системы из N излучателей, располагаемых в точках (x_n, y_n) плоского раскрыва (рис. 8-1), формула для множителя направленности легко получается из общего выражения (3-8)

$$F_{\Sigma} = \sum_{n=1}^N I_n \exp(jkR_n \cos \alpha_n), \quad (8-2)$$

где разность хода лучей в точку наблюдения $P(\theta, \varphi)$, проведенных из начала координат и из точки x_n, y_n , согласно (1-18) дается формулой

$$R_n \cos \alpha_n = x_n \sin \theta \cos \varphi + y_n \sin \theta \sin \varphi. \quad (8-3)$$

В формулах (8-3) и (8-2) предполагается, что все излучатели в пределах раскрыва занумерованы единой последовательностью чисел $1, 2, \dots, n, \dots, N$ и $I_n = |I_n| \exp(j\Phi_n)$ — комплексная амплитуда возбуждения элемента с номером n .

Если излучатели заполняют раскрыв непрерывно, то суммирование в формуле (8-2) заменяется интегрированием по площади и формула для множителя направленности системы принимает вид:

$$F_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \int_A I(x, y) \exp[jk \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)] dx dy, \quad (8-4)$$

где A — площадь раскрыва;
 $I(x, y) = |I(x, y)| \exp[j\Phi(x, y)]$ — функция амплитудно-фазового распределения.

Введением новых угловых переменных

$$\left. \begin{array}{l} \kappa_1 = k \sin \theta \cos \varphi; \\ \kappa_2 = k \sin \theta \sin \varphi. \end{array} \right\} \quad (8-5)$$

формула (8-4) приводится к виду двумерного преобразования Фурье от функции возбуждения

$$F_{\Sigma}(\kappa_1, \kappa_2) = \int_{x=-\infty}^{\infty} \int_{y=-\infty}^{\infty} I(x, y) \exp[j(\kappa_1 x + \kappa_2 y)] dx dy. \quad (8-6)$$

Распределение возбуждения $I(x, y)$ в (8-6) полагается отличным от нуля только в пределах раскрыва

$$I(x, y) = \begin{cases} I(x, y) & \text{при } (x, y) \in A; \\ 0 & \text{при } (x, y) \notin A. \end{cases} \quad (8-7)$$

Поэтому множитель направленности $F_{\Sigma}(\kappa_1, \kappa_2)$ является двумерной функцией с ограниченным спектром. Преобразование Фурье для функции с ограниченным спектром хорошо изучено в современной математике и широко применяется во многих радиотехнических приложениях. Вычисления по формуле (8-6) с учетом (8-7) легко программируются на современных ЭВМ по так называемым алгоритмам быстрого преобразования Фурье [16]. Поэтому при расчете характеристик направленности очень многих типов остронаправленных антенн оказывается удобным представлять их излучающие системы в виде плоских раскрывов той или иной формы. Это делается с помощью известной из курса электродинамики теоремы об эквивалентных поверхностных токах.

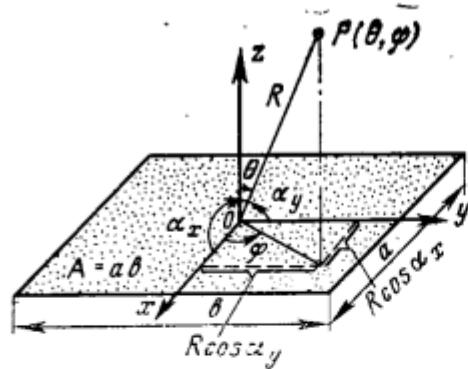


Рис. 8-4. Плоский прямоугольный раскрыв.

самым является случай, когда амплитудное распределение может быть представлено в виде произведения двух множителей, зависящих только от x и только от y :

$$I(x, y) = I(x)I(y). \quad (8-18)$$

Тогда множитель направленности (8-4) также имеет вид произведения

$$\begin{aligned} F(\theta, \varphi) &= |F_x(\theta, \varphi)F_y(\theta, \varphi)| = \\ &= \left| \int_{-a/2}^{a/2} I(x) \exp(jkx \sin \theta \cos \varphi) dx \right| \times \\ &\times \left| \int_{-b/2}^{b/2} I(y) \exp(jky \sin \theta \sin \varphi) dy \right|, \end{aligned} \quad (8-19)$$

причем каждый сомножитель совпадает с характеристикой линейной антенны, ориентированной в одном случае по оси x , а в другом — по оси y .

При равномерном амплитудном распределении $I(x) = I(y) = \text{const}$ интегралы в (8-19) легко вычисляются и результат имеет вид:

$$F(\Psi_x, \Psi_y) = \left| \frac{\sin \Psi_x}{\Psi_x} \frac{\sin \Psi_y}{\Psi_y} \right|, \quad (8-20)$$

где

$$\Psi_x = \frac{kx}{2} \sin \theta \cos \varphi; \quad \Psi_y = \frac{ky}{2} \sin \theta \sin \varphi.$$

Рельеф двумерной функции (8-20) на плоскости угловых переменных (Ψ_x, Ψ_y) показан на рис. 8-5, где ввиду симметрии изображен только один квадрант плоскости. Точками на рис. 8-5 обозначены максимумы главных и

только множителем направленности системы (8-4). Рассмотрим последовательно раскрытия прямоугольной и круглой форм.

Множитель направленности прямоугольного раскрыва. Пусть плоский раскрыв имеет размеры $a \times b$, а его центр совпадает с началом координат (рис. 8-4). Наиболее про-

18. Фазированные антенные решетки. Расположение облучателей. Способы питания

Фазированные антенные решетки (ФАР) — это наиболее распространенный класс антенных решеток, позволяющий создавать сканирующие антенные системы как средних, так и очень больших электрических размеров. Различают активные и пассивные ФАР. В активных фазированных антенных решетках (АФАР) каждый элемент возбуждается отдельного фазируемого генератора или усилителя мощности, а также снабжается переключателем приема-передачи и каскадами, осуществляющими преобразование частоты и предварительное усиление принятых сигналов. Все перечисленные элементы образуют приемопередающий модуль АФАР. Модуль должен иметь небольшие поперечные размеры ($0,6\lambda - 0,7\lambda$), допускающие его размещение в пределах участка площади раскрыва, приходящейся на один элемент решетки. Модули АФАР часто выполняют по технологии интегральных схем, на основе микрополосковых линий передачи и микрополосковых излучателей. Несомненными преимуществами АФАР являются высокая технологичность, надежность конструкции многоэлементной антенны и кардинальное сокращение длины трактов СВЧ между излучателями и приемопередающей аппаратурой.

В пассивных ФАР все излучатели возбуждаются от общего генератора (или работают на общий приемник). Поэтому неотъемлемой частью пассивной ФАР является распределитель мощности между элементами решетки.

• *Распределители оптического типа.* Существуют два варианта схем оптического питания решеток: проходная и отражательная схемы.

В ФАР, выполненных по проходной схеме (рис. 14-5), специальный облучатель направляет излучаемую мощность на собирающую antennную решетку приемных элементов. Принятая мощность проходит через систему проходных фазовращателей и после фазирования излучается в нужном направлении другой решеткой излучающих элементов. Между приемными элементами и фазовращателями иногда могут включаться дополнительные отрезки фидера (показаны пунктиром на рис. 14-5), уравнивающие электрические длины путей сигналов к различным элементам излучающей решетки. Эти же отрезки могут использоваться для создания нелинейного начального фазового распределения (фазовой подставки), применяемого для борьбы с паразитными боковыми лепестками при дискретном фазировании (см. § 8-8). По принципу действия проходная ФАР фактически эквивалентна линзе с принудительным ходом лучей и с электрически управляемым фазовым распределением возбуждения в раскрыве.

ФАР, выполненная по отражательной схеме (рис. 14-6), состоит из облучателя и приемопередающей решетки, каждый элемент которой снабжен отражательным фазовращателем. Между излучателями и фазовращателями могут включаться дополнительные линии задержки (по-

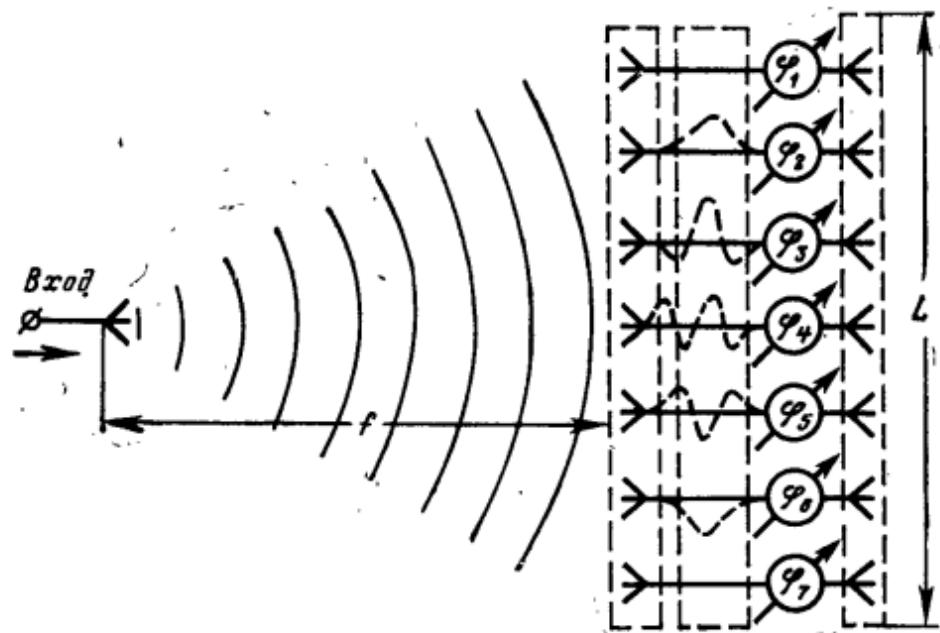


Рис. 14-5. Проходная схема оптического питания излучателей ФАР.

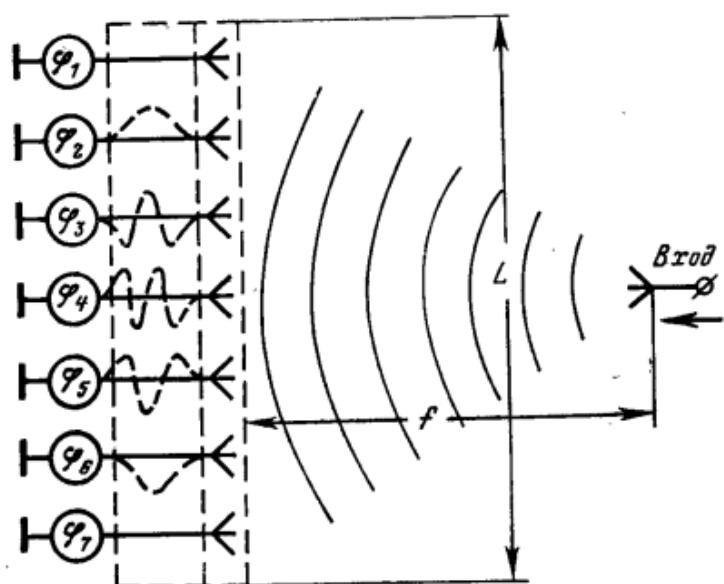


Рис. 14-6 Отражательная схема оптического питания излучателей ФАР.

казаны пунктиром на рис. 14-6) для выравнивания электрических длин путей сигналов, проходящих через различные элементы решетки, и для создания начального фазового распределения. В отражательной ФАР излучатели решетки выполняют двойную функцию: 1) собирают мощность, идущую от облучателя; 2) переизлучают ее в нужном направлении после фазирования. По принципу действия отражательная ФАР эквивалентна зеркальной антенне с электрическим управлением фазой коэффициента отражения различных участков поверхности.

К преимуществам обеих схем оптического питания относятся сравнительная простота при большом числе элементов решетки, удобная возможность управления формой амплитудного распределения в раскрыве путем подбора формы диаграммы направленности облучателя, а также возможность применения сложных моноимпульсных облучателей для создания суммарных и разностных диаграмм направленности в радиолокационных системах с автоматическим угловым сопровождением целей. Общим недостатком схем оптического питания является возрастание размеров по сравнению с закрытым трактом, поскольку отношение «фокусного расстояния» f к размеру раскрыва L обычно находится в пределах $0,5 \leq f/L \leq 1,0$. Кроме того, в оптических схемах часть мощности облучателя не перехватывается приемной решеткой, что приводит к возрастанию фона бокового излучения и к снижению общего КИП антенны. Для устранения этого неприятного явления в ФАР проходного типа вся облучающая система может быть помещена в большой рупор, простирающийся от облучателя до приемной решетки, или выполнена в виде закрытой со всех сторон зеркальной антенны в форме параболического цилиндра с боковыми металлическими стенками.

По конструктивным соображениям отражательная решетка имеет ряд преимуществ перед проходной: имеется легкий доступ к любому фазовращателю с тыльной стороны решетки, что упрощает монтаж и эксплуатацию и, кроме того, отражательные фазовращатели по конструкции проще проходных. С другой стороны, проходная решетка имеет преимущества в отношении электрических характеристик, а именно: 1) возможна разделенная оптимизация собирающей и излучающей решеток в смысле применения элементов неодинакового типа и расположения (например, с целью наилучшего подбора

амплитудного распределения, а также ослабления влияния взаимосвязи при сканировании); 2) отсутствует затенение раскрыва облучателем и реакция решетки на облучатель.

При проектировании схем оптического распределения мощности в ФАР с успехом используются расчетные методы и способы оптимизации облучателя, разработанные в теории обычных линзовых и зеркальных антенн, и многие факторы, определяющие КИП зеркальных и линзовых антенн, сохраняют свое значение в ФАР с оптической схемой питания элементов.

при вычислении управляющих кодов. В решетках с нерегулярным расположением излучателей управление по рядам и колонкам не эффективно, и приходится предусматривать индивидуальное вычисление требуемых фаз для каждого элемента.

Реализация линейных фазовых распределений возбуждения в плоском раскрыве осуществляется путем разбиения раскрыва на большое число отдельных излучателей с независимыми управлением фазой возбуждения каждого из них. Образующаяся при этом сканирующая антennaя система называется *фазированной антенной решеткой* (ФАР).

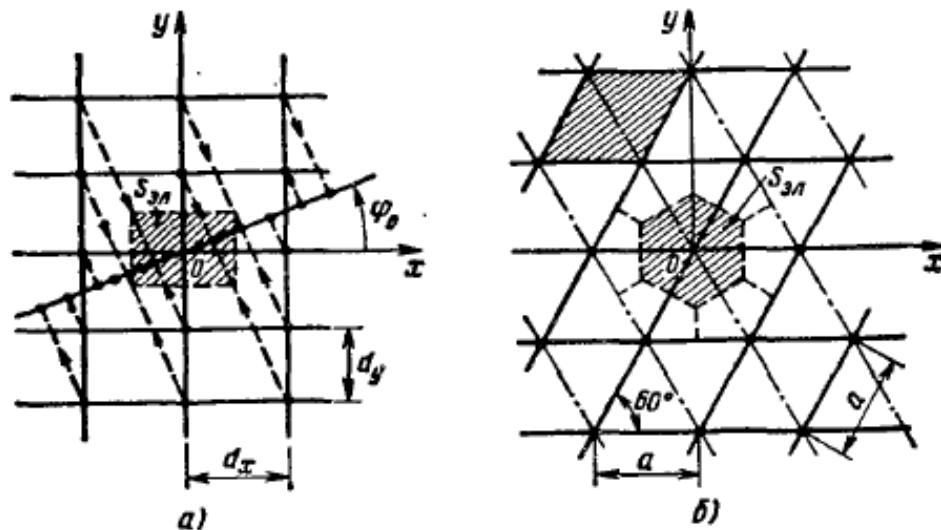


Рис. 12.11. Прямоугольная (а) и треугольная (б) сетки расположения излучателей решетки

Важным вопросом при создании ФАР является выбор способа расположения элементов в раскрыве. Среди регулярных способов размещения элементов наиболее распространено размещение их в узлах прямоугольной и треугольной (гексагональной) сетки (рис. 12.11). При этом излучатели равномерно располагаются на плоскости, т. е. на каждый излучатель ФАР приходится одинаковая часть площади раскрыва: прямоугольник площадью $S_{\text{ел}} = d_x d_y$ для прямоугольной сетки и шестиугольник площадью $S_{\text{ел}} = \sqrt{3}a^2/2$ для треугольной сетки (площадь этого шестиугольника равна площади параллелограмма со стороной a). Сравним обе сетки с точки зрения опасности возникновения побочных главных максимумов при сканировании. Для этого рассмотрим эквивалентные линейки излучателей, образованные проекциями узлов сетки на направление в плоскости раскрыва, задаваемое углом ϕ_0 (рис. 12.11, а).

Прямоугольная сетка. Здесь достаточно рассмотреть неблагоприятные направления $\phi_0 = 0^\circ$; $\phi_0 = \pi/2$ и $\phi_0 = \arctg(d_y/d_x)$, в которых эквивалентные линейки имеют наибольший постоянный шаг: d_x , d_y или $0,5\sqrt{d_x^2 + d_y^2}$. Все остальные направления образуют эквивалентные линейки с более плотным расположением излучателей.

Требование отсутствия побочного главного максимума в области видимости при отклонении луча на угол θ_{\max} от нормали к раскрыву на основании (11.27) выполняется при следующих ограничениях на шаг сетки при числе излучателей $N \rightarrow \infty$:

$$d_x < \lambda/(1 + \sin \theta_{x\max}), \quad d_y < \lambda/(1 + \sin \theta_{y\max}),$$

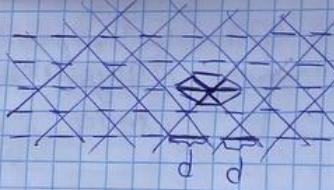
где $\theta_{x\max}$ и $\theta_{y\max}$ — максимальные углы сканирования в плоскостях zOx и zOy . Например, при $\theta_{x\max} = 45^\circ$ необходимо обеспечить $d_x < 0,585\lambda$.

После выбора d_x и d_y можно проверить допустимый угол отклонения луча в промежуточной плоскости, который всегда превышает как $\theta_{x\max}$, так и $\theta_{y\max}$. При $\theta_{x\max} = \theta_{y\max}$ следует использовать квадратную сетку $d_x = d_y$, в которой на один элемент решетки приходится площадь поверхности раскрыва $S_{\text{ал}} \leq \lambda^2/(1 + \sin \theta_{\max})^2$.

Треугольная сетка. Расстояние между проекциями ее узлов на любое направление в плоскости раскрыва меньше или равно $\sqrt{3}a/2$ и при выборе шага можно руководствоваться неравенством $a < 2\lambda/[\sqrt{3}(1 + \sin \theta_{\max})]$. Например, при максимальном угле отклонения луча от нормали 45° получаем $a \leq 0,68\lambda$. На один элемент решетки с треугольной сеткой приходится площадь $S_{\text{ал}} = 2\lambda^2/[\sqrt{3}(1 + \sin \theta_{\max})^2]$, примерно на 15% превышающая площадь одного элемента при квадратной сетке, т. е. общее число элементов ФАР с треугольной сеткой может быть снижено на 13% по отношению к числу элементов ФАР с квадратной сеткой. Увеличенные размеры элемента в треугольной сетке облегчают размещение фазовращателей около излучателей ФАР.

Для такой апертуры можно
записать формулу в виде:

$$d \leq \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\lambda}{1 + \sin \theta_{\text{max}}}$$



Причина, обесцрковавшая формулу
расчета при малой расстоянии, больше, чем в прямом
смысле

Фокусное (отношение):

Объективами

С регулир. фокус.



Производственные допуски
апертурных апертур

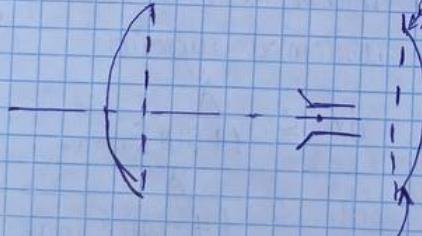
1. E.A. Вопрос о расчете производственных допусков ус-б СВЧ

$$\Delta \varphi = \beta L = \frac{2\pi}{\lambda_B} l = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_0} l$$

\Rightarrow нужно учитывать влияние реал. размеров и
глоб. прямой на разн.

1. Зеркальные апертуры (параллельные)

(фокус \neq фокус)



Ноутренистич. (КИПА):

1. Систематическая (отм.)

формы зеркала от параллеля

2. Случайные (Н-р), шероховатости

шестнадцать видов

аппроксимации

$$\text{Ноутренистич.} = \infty \cdot \delta_{\text{шв}} - \text{доверительные вер-тильные с.к.д. фокус}$$

$$\text{Факт-ч. допуск} \delta = \frac{x \delta_{\text{шв}}}{360^\circ}$$

Дел загара - расчёт с.к.д. дюза по ψ
 Переохватом, к-р, может винуть дюзога (унаша и
 отразиться), поэтому приработки дюзок = $\frac{\delta\psi}{2}$
 Уменьшение коэф-та усечения

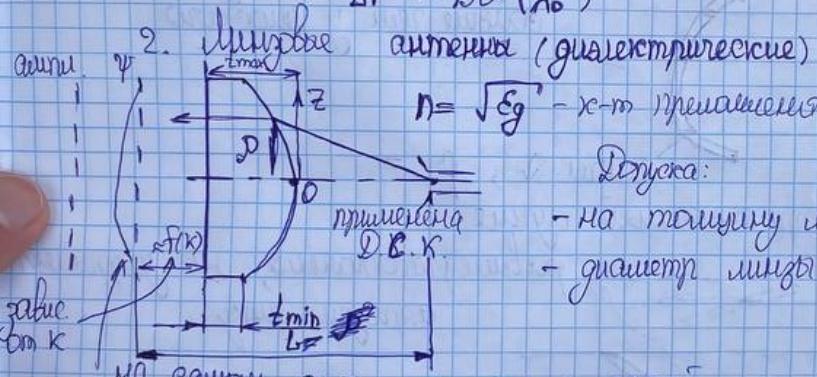
$$\Delta K_Y \approx K_Y \text{мер.} \cdot (\delta\psi)^2$$

Расширение $DH(\theta)$:

$$\Delta\theta^\circ \approx \theta \text{мер.} \sqrt{1 + K_{DP} \frac{\delta\psi}{\theta}}$$

Дополнительные потери штамповки:

$$\Delta P \approx 15D \left(\frac{\delta}{\lambda_0} \right)^2$$



$$n = \sqrt{\epsilon_g} - \text{с-т пружинения}$$

Допуск:

- на толщину листа
- диаметр листа

на самом деле раз имеют такие из-за различного
 масштаба дюза внизу

Площадь прохода по норм.

- геометрическая толщина Δt
- эластическая $\Delta\psi = f(\epsilon_g)$

авиакосмического винтия в Д.С.К.:

$$L = \frac{D^2}{2F} - (1-n) \frac{\Delta t}{\sqrt{\epsilon_g}} + k$$

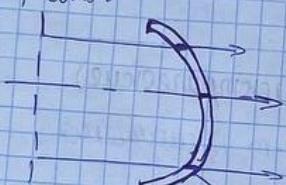
$$\Rightarrow \text{опред-м } \frac{dL}{dt} \rightarrow \delta_t$$

$$\frac{dL}{d\epsilon_g} \rightarrow \delta_{\epsilon_g}$$

3. Демпинг

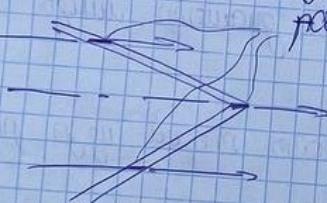
- погонье. Падение поток. давл. приводит к искривлению, $\gamma = \text{const}$
- $\Delta E_g, \Delta t g \delta \rightarrow$ и на землю, и на воду, и на поток
- $$\Rightarrow \delta_{\text{демпинг}} = 0,5 \frac{\Delta E_g}{E_g} + \frac{\Delta t g \delta}{t_{\text{демп}}}$$

- криволинейное



Допуск на траекторию винта
больше, чем у пассажир

- дисторсионный



расстояние, но удаляем
аэродинамич