

Гошин Г.Г.

УСТРОЙСТВА СВЧ И АНТЕННЫ

Часть 2

Антенны

Учебное пособие

2012

Министерство образования и науки Российской Федерации
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники

Гошин Г.Г.

УСТРОЙСТВА СВЧ И АНТЕННЫ

Часть 2

АНТЕННЫ

Учебное пособие
по дисциплине «Устройства СВЧ и антенны»,
для направлений подготовки Радиотехника –210300 и
Телекоммуникации – 210400

2012

УДК 621.371(075.8)

Рецензент:

доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры радиофизики Научного исследовательского Томского государственного университета
Беличенко В.П.

Гошин Г.Г.

Устройства СВЧ и антенны. Часть 2. Антенны: Учебное пособие. – Томск: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2012. – 159с.

В пособии излагаются основы теории и техники антенн различных диапазонов и назначения. Приводятся общие сведения о характеристиках и параметрах антенн и влиянии на них амплитудно-фазовых распределений возбуждения. Рассматриваются основные типы линейных и апертурных антенн, антенных решеток, их конструкции и характеристики.

Пособие по дисциплине «Устройства СВЧ и антенны» предназначено для студентов технических вузов, обучающихся по направлениям подготовки Радиотехника – 210300, Телекоммуникации – 210400 и по специальностям Радиотехника – 210302, Бытовая радиоэлектронная аппаратура – 210303, Радиоэлектронные системы 210304, Аудиовизуальная техника – 210312, Защищенные системы связи – 210403.

Содержание

Список основных сокращений и обозначений.....	4
Введение.....	6
1. Основные характеристики и параметры антенн	7
1.1. Основные понятия и определения	7
1.3. Свойства полей, создаваемых источниками в однородной	12
безграничной среде	12
1.4. Основные радиотехнические характеристики и параметры антенн в	15
режиме передачи.....	15
1.5. Приёмные антенны и их радиотехнические параметры.....	26
1.6. Примеры решения типовых задач	32
2. Элементы общей теории антенн.....	36
2.1. Линейная непрерывная система.....	36
2.2. Влияние амплитудно-фазового распределения на характеристики	40
излучения линейной непрерывной системы.....	40
2.3. Линейная дискретная система.....	46
2.4. Плоские излучающие раскрывы	49
3. Линейные антенны	60
3.1. Характеристики электрических вибраторов.....	60
3.2. Конструкции вибраторных антенн и способы их возбуждения.....	70
3.3. Щелевая антенна.....	80
3.4. Цилиндрическая и коническая спиральные антенны	83
3.5. Диэлектрические стержневые антенны.....	86
3.6. Примеры решения типовых задач	89
4. Апертурные антенны	97
4.1. Волноводные излучатели.....	97
4.2. Рупорные антенны.....	100
4.3. Линзовые антенны.....	106
4.4. Зеркальные антенны.....	111
4.5. Примеры решения типовых задач	119
5. Антенные решётки	123
5.1. Симметричный вибратор с плоским рефлектором и система двух	123
связанных симметричных вибраторов	123
5.2. Директорные антенны.....	128
5.3. Волноводные щелевые антенные решётки.....	132
5.4. Фазированные антенные решётки	136
5.5. Примеры решения типовых задач	147
Заключение	153
Список рекомендуемой литературы.....	153
Основные определения (гlossарий).....	153
Приложение	158

Список основных сокращений и обозначений

- АА – апертурная антенна;
 АБВ – антенна бегущей волны;
 АР – антенная решетка;
 АСВ – антенна стоячей волны;
 АФР – амплитудно – фазовое распределение;
 АФУ – антенно – фидерное устройство;
 ВЩАР – волноводная щелевая антенная решетка;
 ДН – диаграмма направленности;
 КБВ – коэффициент бегущей волны;
 КИП – коэффициент использования поверхности антенны;
 КНД – коэффициент направленного действия антенны;
 КПД – коэффициент полезного действия;
 КСВ – коэффициент стоячей волны;
 КУ – коэффициент усиления антенны;
 ЛА – линейная антенна;
 ЛДС – линейная дискретная система;
 ЛНС – линейная непрерывная система;
 ЛП – линия передачи;
 МН – множитель направленности;
 ПД – поляризационная диаграмма;
 ПЗА – параболическая зеркальная антенна;
 РТС – радиотехническая система;
 УБЛ – уровень боковых лепестков;
 УКВ – ультракороткие волны;
 ФАР – фазированная антенная решетка;
 ФД – фазовая диаграмма;
 ЭДС – электродвижущая сила;
 ЭМС – электромагнитная совместимость;
a – размер широкой стенки прямоугольного волновода, радиус круглого волновода, радиус проводника, большая полуось эллипса поляризации;
b – размер узкой стенки прямоугольного волновода, малая полуось эллипса поляризации, ширина щели;
a_p – размер прямоугольной апертуры, радиус круглой апертуры;
b_p – размер прямоугольной апертуры;
c – скорость света;
C – емкость;
d_p – диаметр раскрытия круглой апертуры, зеркальной или линзовой антенны;
D₀ – коэффициент направленного действия антенны в направлении максимума ДН;
f – частота, фокусное расстояние зеркальной или линзовой антенны;
F(θ,φ) – диаграмма направленности антенны;
G₀ – коэффициент усиления антенны в направлении максимума ДН;

h - высота несимметричного вибратора, толщина линзы, осевое смещение вибраторов в решетке;
 $h_{эф}$ - эффективная (действующая) высота несимметричного вибратора;
 i - мнимая единица;
 I - ток;
 k - волновое число;
 K_{Π} - коэффициент перекрытия диапазона по частоте;
 l - длина плеча симметричного вибратора;
 $l_{эф}$ - эффективная (действующая) длина антенны;
 L - индуктивность;
 L_{opt} - длина оптимальной линейной антенны;
 m - целое число, отношение компонент напряженности поля или токов;
 n - целое число, коэффициент преломления линзы;
 P - мощность;
 R - активное сопротивление;
 $S_{эф}$ - эффективная поверхность антенны;
 T - шумовая температура антенны;
 U - напряжение;
 w_g - волновое сопротивление линии передачи;
 X - реактивное сопротивление;
 Y - проводимость;
 Z - комплексное сопротивление (импеданс);
 γ - коэффициент согласования или передачи антенны по мощности;
 γ_s - угол наклона большой оси эллипса поляризации;
 Γ - коэффициент отражения;
 δ - неравномерная составляющая распределения;
 ε - электрическая проницаемость среды;
 η - коэффициент полезного действия;
 θ - меридиональный угол в сферической системе координат;
 $\Delta\theta_{0,5}$ или $2\theta_{0,5}$ - ширина ДН по уровню половины мощности;
 λ - длина волны;
 μ - магнитная проницаемость среды;
 ν - коэффициент использования поверхности антенны;
 ξ - коэффициент замедления (ускорения) волны;
 φ - азимутальный угол в сферической системе координат;
 χ - угол между плоскостями поляризации передающей и приемной антенн;
 $2\theta_p$ или $2\psi_p$ - угол раскрыва зеркальной или линзовой антенн;
 ω - круговая частота.

Введение

Антенны играют важную роль при решении многих практических задач в таких областях, как организация радиосвязи, радиолокация, радионавигация, телерадиовещание, исследование природных ресурсов и других. Антенно-фидерные устройства, обеспечивающие излучение и прием радиоволн, направленность действия в пространстве, – неотъемлемая часть любой радиотехнической системы. Допустимые размеры, конструктивные решения и технология производства антенн определяют фундаментальные ограничения, накладываемые на характеристики радиотехнических систем: дальность действия, разрешающую способность, точность пеленгации, полосу пропускания.

Учебное пособие состоит из пяти разделов. Первый раздел знакомит с понятиями из области антенн, с их основными радиотехническими параметрами и характеристиками. Во втором разделе излагаются элементы общей теории непрерывных и дискретных линейных систем и плоских апертур. Исследуется влияние амплитудно-фазового распределения на их характеристики излучения. Последующие три раздела посвящены рассмотрению конкретных типов антенн, относящихся к трем основным классам: линейные антенны, апертурные антенны, антенные решетки. В конце каждого раздела приводятся примеры решений типовых задач, входящих в контрольную работу по антеннам.

Цель учебного пособия – дать студентам основные понятия из области теории и техники антенн, помочь овладеть основными методами расчета и принципами построения антенных систем. Современный радиоспециалист должен ориентироваться в этих вопросах, должен знать возможности различных типов антенн, их достоинства и недостатки, а в конкретной ситуации суметь правильно выбрать, рассчитать и спроектировать требуемую антенну.

1. Основные характеристики и параметры антенн

1.1. Основные понятия и определения

Антенной называют устройство, предназначенное для преобразования подводимой к нему энергии в излученную, или принимающее излученную энергию и обеспечивающее ее выделение в нагрузку (приёмнике). Антенной заканчивается передающий тракт в радиолинии, с нее же начинается приёмный тракт.

Под характеристикой будем понимать функциональную зависимость каких-либо величин, характеризующих антенну, от пространственных координат или от частоты. Поэтому амплитудную, фазовую и поляризационную диаграммы называют характеристиками излучения; частотную зависимость входного сопротивления антенны называют входной характеристикой. Если функциональной зависимости нет, то такую величину называют параметром.

Антенно-фидерные устройства, обеспечивающие излучение и прием радиоволн, направленность действия в пространстве, – неотъемлемая часть любой радиотехнической системы (РТС). Требования к техническим характеристикам антенн вытекают из функционального назначения радиотехнической системы, условий размещения, режима работы, допустимых затрат и т.д. Реализуемость необходимых направленных свойств, частотных, энергетических и других характеристик антенн во многом зависит от рабочего диапазона длин волн. Хотя в РТС используются различные частотные диапазоны, сверхвысокие частоты (СВЧ) получили наибольшее применение. Это объясняется возможностями реализации в антеннах СВЧ таких параметров и характеристик, достижение которых на более низких частотах является проблематичным. Например, в диапазоне СВЧ антенны могут создавать остронаправленное излучение с лучом шириной до долей градуса и усиливать подводимую мощность в десятки и сотни тысяч раз, концентрируя ее в нужном направлении в пространстве. Это позволяет использовать антенну не только для излучения радиоволн на большие расстояния, но и для пеленгации, борьбы с помехами, обеспечения электромагнитной совместимости (ЭМС) систем и решения ряда других задач.

Антенны СВЧ широко применяют в различных областях радиоэлектроники, связи, теле- и радиовещании, радиолокации, а также в системах управления воздушным движением, радиотелеметрии, радиоэлектронного противодействия и других. Успешное развитие радиоастрономии и освоение космоса во многом связаны с достижениями антенной техники СВЧ диапазона.

Широкое распространение получили остронаправленные сканирующие антенны. Сканирование позволяет осуществлять обзор пространства, сопровождение движущихся объектов и определение их угловых координат. Замена, например, слабонаправленных связанных антенн остронаправленными сканирующими позволяет не только получать энергетический выигрыш в радиотехнической системе за счёт увеличения коэффициента усиления антенн, но

и в ряде случаев ослаблять взаимные влияния одновременно работающих различных систем, т.е. обеспечивать их ЭМС. При этом могут быть улучшены помехозащищённость, скрытность действия и другие характеристики системы.

При механическом сканировании, выполняемым поворотом всей антенны, максимальная скорость движения луча в пространстве ограничена и при современных скоростях летательных аппаратов может оказаться не достаточной. Применение фазированных антенных решёток (ФАР) для построения сканирующих остронаправленных антенн позволяет реализовать высокую скорость обзора пространства и способствует увеличению объёма информации о распределении источников излучения электромагнитных волн в пространстве. Современные устройства с электронными приборами и электрически управляемыми средами позволяют не только создать управляемое фазовое распределение в антенной решётке, т.е. осуществить электрическое сканирование, но и произвести частичную обработку поступающей информации (сложение полей, преобразование частоты, усиление сигнала и т. д.) непосредственно в СВЧ тракте антенны.

Дальнейшее улучшение характеристик РТС, таких как разрешающая способность, быстродействие, пропускная способность, дальность обнаружения, помехозащищённость, можно обеспечить, совершенствуя методы пространственно-временной обработки сигналов, излучаемых и принимаемых антенной. В зависимости от назначения системы и требований к её характеристикам применяют антенны с различными методами обработки. Одним из вариантов является адаптивная антенная решетка, которую в системе обработки радиосигнала можно рассматривать как динамический самонастраивающийся пространственно-временной фильтр с автоматически меняющейся характеристикой направленности и частотными свойствами.

Рассматривая антенны, будем предполагать, что они находятся в однородной изотропной безграничной среде (свободном пространстве), а излучаемые или принимаемые ими сигналы являются гармоническими с временной зависимостью вида $e^{i\omega t}$.

Классификация антенн

Классификация антенн возможна:

- по функциональному назначению (приемные, передающие, связные, телевизионные, радиолокационные, бортовые и т.д.);
- по конструкторско-технологическим признакам (рупорные, спиральные, полосковые, зеркальные, щелевые, линзовые, вибраторные, электрические и т.д.);
- по электродинамическим или электрическим свойствам и параметрам (по диапазону длин волн; по относительной ширине полосы пропускания, причём эти признаки по отдельности могут относиться как к входным параметрам антенн, так и к их характеристикам излучения; ан-

тенны могут различаться своими направленными свойствами или по поляризационному признаку и т.д.).

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

- линейные антенны,
- апертурные антенны,
- антенные решётки.

Линейные антенны

К линейным антеннам (ЛА) относят любые излучающие системы, малых по сравнению с длиной волны поперечных размеров, в которых направление протекания тока совпадает с осью системы. В простейшем случае представляют собой тонкий металлический проводник, по которому протекает переменный во времени электрический ток, или узкую щель в металлическом экране, между краями которой приложено переменное напряжение. По теореме эквивалентности электрическое поле в щели эквивалентно магнитному току, текущему вдоль щели. Поскольку поперечные размеры малы, то распределение тока слабо зависит от геометрии проводника. К линейным антеннам относят не только прямолинейные, но также искривленные или изогнутые проводники и щели, если их поперечные размеры много меньше длины волны. В более широком смысле к линейным можно отнести некоторые типы антенн, поперечные размеры которых сравнимы с длиной волны (например, утолщенные вибраторные, спиральные, диэлектрические стержневые).

Линейные антенны могут быть антеннами стоячих волн (АСВ) и антеннами бегущих волн (АБВ) с различными амплитудно-фазовыми распределениями (АФР) вдоль них. В АБВ режим бегущей волны реализуется посредством возбуждения антенны с одного конца и включением согласованной нагрузки на противоположном конце или за счет спадающего амплитудного распределения, например вследствие непрерывного излучения бегущей волны тока. К АСВ относятся симметричные и несимметричные вибраторы, щелевые антенны, рамочные антенны. К АБВ можно отнести спиральные, диэлектрические стержневые, антенны поверхностных волн. Отличительной особенностью линейных антенн является последовательная схема питания (возбуждения) элементов антенны и, как следствие, зависимость характеристик излучения от длины антенны или от частоты.

Апертурные антенны

Характеризуются тем, что у них можно выделить некоторую ограниченную поверхность, как правило, плоскую, через которую проходит весь поток излучаемой или принимаемой мощности. Эта поверхность называется апертурой или раскрывом, размеры которых обычно много больше длины волны. К апертурным антеннам (АА) относятся рупорные, зеркальные, линзовые антенны, открытые концы волноводов. Принципы формирования диаграмм направленности у них подобны оптическим. Отличительной особенностью

стью этого класса антенн является параллельная схема возбуждения элементов апертуры посредством системы независимых лучей и, как следствие, независимость формы диаграммы направленности от размеров апертуры или от частоты. Наиболее распространенным инженерным методом расчета АА является так называемый апертурный метод. Этим же методом можно провести расчет и некоторых типов АБВ (спиральные, диэлектрические стержневые, антенны поверхностных волн).

Антенные решётки

Это системы однотипных излучателей, расположенных в пространстве по определенному закону и определенным образом возбуждаемых. Антенные решётки (АР) могут быть одномерными (или линейными) и двумерными (или поверхностными). Примерами линейных решёток являются директорная антенна и система щелей, прорезанных в стенках волновода. Из совокупности одномерных решёток можно составить двумерную решетку. Излучатели в решётках могут располагаться на плоских поверхностях или на поверхностях с криволинейной образующей. Схема питания элементов решёток может быть как последовательной, так и параллельной, а также комбинированной. Важное место в классе антенных решёток занимают фазированные антенные решётки (ФАР) с независимой регулировкой амплитудно-фазовых распределений на её элементах.

Антенно-фидерные устройства

В более широком смысле часто говорят не только об антеннах, но в целом об антенно-фидерных устройствах (АФУ), понимая под последними совокупность соединённых вместе линий передач, антенн и других устройств, обеспечивающих преобразование, согласование, распределение электромагнитной энергии, ее селекцию по поляризации или частоте и т.п. Все они имеют не только конструктивную общность, но и общность методов расчета и проектирования, основанную на теории электромагнитного поля и теории линейных радиотехнических цепей.

Внутренняя и внешняя задачи

В ряде случаев задачу проектирования антенн разбивают на две – внутреннюю и внешнюю. Внутренняя задача состоит в нахождении распределения тока в линейной антенне или амплитудно-фазового распределения поля в раскрытой апертурной антенне при выбранном способе возбуждения. Внешняя задача заключается в нахождении по известным распределениям тока или поля в раскрытой антенне её характеристик излучения.

Прямая и обратная задачи

Задача расчета антенн также может быть прямой или обратной. Прямая задача или задача анализа заключается в нахождении электрических параметров антенны по заданным или известным ее конструктивным параметрам, способу возбуждения и рабочему диапазону частот. Обратная задача или

задача синтеза заключается в нахождении распределения тока и конструктивных параметров антенны, которые в определенном частотном диапазоне обеспечивают реализацию заданных характеристик излучения и входных параметров антенны.

Принцип электродинамического подобия

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

1.2. Элементарные излучатели

К ним относятся элементарные электрические вибратор (диполь Герца) и рамка, элементарная излучающая щель (магнитный диполь Герца) и площадка (элемент Гюйгенса).

Комплексные амплитуды электрического (в вольтах на метр) и магнитного (в амперах на метр) полей в дальней зоне элементарного электрического вибратора, находящегося в однородной изотропной среде с волновым сопротивлением w , определяются по формулам

$$\dot{E}_\theta = i \frac{w I_0 l}{2 \lambda r} \bar{F}(\theta) \exp(-ikr); \quad (1.1)$$

$$\dot{H}_\varphi = \dot{E}_\theta / w, \quad (1.2)$$

где $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число; λ – длина волны; $I_0 = const$ – амплитуда тока в вибраторе; l – длина вибратора; r – расстояние от центра вибратора до точки наблюдения; $\bar{F}(\theta) = \sin \theta$ – нормированная амплитудная ДН вибратора в плоскости, проходящей через ось вибратора (плоскость E); θ – угол между осью вибратора и направлением в точку наблюдения.

Сопротивление излучения элементарного электрического вибратора находится как

$$R_\Sigma = \frac{2}{3} \pi w \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1.3)$$

Комплексные амплитуды электрического и магнитного полей в дальней

зоне элементарной электрической рамки, находящейся в однородной изотропной среде с волновым сопротивлением w , определяются по формулам

$$\dot{E}_\varphi = \frac{\pi w I_0 S_p}{\lambda^2 r} \bar{F}(\theta) \exp(-ikr); \quad (1.4)$$

$$\dot{H}_\theta = -\dot{E}_\varphi / w, \quad (1.5)$$

где $\bar{F}(\theta) = \sin \theta$; S_p – площадь рамки.

Комплексные амплитуды электрического и магнитного полей в дальней зоне элементарной односторонней щели в экране, находящейся в среде с волновым сопротивлением w , равны

$$\dot{E}_\varphi = -i \frac{E_{щ} l b}{\lambda r} \bar{F}(\theta) \exp(-ikr); \quad (1.6)$$

$$\dot{H}_\theta = -\dot{E}_\varphi / w, \quad (1.7)$$

где $\bar{F}(\theta) = \sin \theta$; $E_{щ} = U_{щ} / b$ – напряженность электрического поля в щели; $U_{щ} = const$ – напряжение в точках питания щели; l , b – длина и ширина щели.

Проводимость излучения элементарной односторонней щели находится как

$$G_\Sigma = \frac{8\pi}{3w} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad (1.8)$$

Комплексные амплитуды электрического и магнитного полей в дальней зоне элемента Гюйгенса в однородной изотропной среде с волновым сопротивлением w определяются по формулам

$$\dot{E}_\theta = -i \frac{E_0 S}{\lambda r} \bar{F}(\theta) \sin \varphi \exp(-ikr); \quad (1.9)$$

$$\dot{E}_\varphi = -i \frac{E_0 S}{\lambda r} \bar{F}(\theta) \cos \varphi \exp(-ikr); \quad (1.10)$$

$$\dot{H}_\theta = -\dot{E}_\varphi / w; \quad (1.11)$$

$$\dot{H}_\varphi = -\dot{E}_\theta / w, \quad (1.12)$$

где $E_0 = const$ – напряженность электрического поля на поверхности элемента; S – площадь элемента; $\bar{F}(\theta) = 0,5(1 + \cos \theta)$ – нормированная амплитудная ДН в плоскостях E ($\varphi = 0$) и H ($\varphi = \pi/2$).

1.3. Свойства полей, создаваемых источниками в однородной безграничной среде

Пусть в некотором объеме V' находятся источники электрических и магнитных полей с векторами объемных плотностей $\vec{j}^{\text{э,м}}$. Они порождают поля, которые описываются электрическим и магнитным векторными потенциалами. Потенциалы через $\vec{j}^{\text{э,м}}$ выражаются посредством интегралов по объему, занятому источниками. В декартовой системе координат эти выражения имеют вид

$$\vec{A}^{\text{э,м}}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi V'} \int \vec{j}^{\text{э,м}}(x', y', z') \frac{e^{-ikR}}{R} dV', \quad (1.13)$$

где $R = QP = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$, $dV' = dx'dy'dz'$.

Наряду с декартовой (x, y, z) введем в рассмотрение сферическую (r, θ, φ) систему координат, начало которой поместим в центр излучающей системы (см. рис. 1.1). В сферической системе координат расстояние между точками источника и наблюдения будет равно

$$R = \sqrt{r^2 + (r')^2 - 2rr' \cos \alpha}.$$

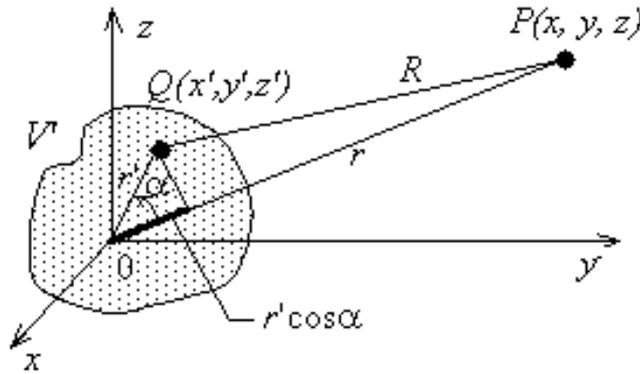


Рис. 1.1. К расчету поля излучения источников

Будем интересоваться полем в области $r > r'$, для которой можно записать разложение R в ряд по степеням отношения (r'/r) вида

$$R = r \left[1 - \frac{r'}{r} \cos \alpha + \frac{1}{2} \left(\frac{r'}{r} \right)^2 \sin^2 \alpha - \dots \right] \quad (1.14)$$

Дальняя зона

Рассмотрим случай так называемой дальней зоны, когда $r \gg r'$. Полагая в знаменателе $R \approx r$, а в показателе быстро осциллирующей экспоненты удерживая первый и второй члены разложения (1.14), получим

$$\vec{A}_{\infty}^{\text{э,м}}(x, y, z) = \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \int \vec{j}^{\text{э,м}}(x', y', z') e^{ikr' \cos \alpha} dV', \quad (1.15)$$

где

$$r' \cos \alpha = (x' \cos \varphi + y' \sin \varphi) \sin \theta + z' \cos \theta = r' [\sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi') + \cos \theta \cos \theta'].$$

Если с использованием выражений (1.15) по известным в электродинамике формулам найти и проанализировать компоненты напряженности полей, то установим, что в дальней зоне:

- поле имеет поперечный характер ($E_r = H_r = 0$);
- в окрестности любой точки наблюдения поле локально имеет характер плоской волны, т.е. $\vec{E} = w\vec{H}$, где w – волновое сопротивление среды;
- зависимость поля от расстояния имеет вид расходящейся сферической волны $(1/r) \cdot e^{-ikr}$;
- угловое распределение напряженности поля не зависит от r , что следует из (1.15), где под знаком интеграла отсутствует зависимость от r ;
- поток мощности от источников направлен строго в радиальном направлении.

Оценим границу применимости формулы (1.15). Если в (1.14) учесть еще и третий член разложения, то величина фазовых искажений или разность фаз между этими приближениями составит

$$\Delta\Phi = k(r' \sin \alpha)^2 / 2r.$$

Обозначим максимальный размер излучающей системы через a , тогда максимальная (в направлении $\alpha = \pi/2$) разность фаз будет

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

Примем, что максимальные допустимые фазовые искажения не должны превышать $\Delta\Phi_{\max} = \pi/8$. Тогда расстояние до границы дальней зоны составит

$$r/\lambda = 2(a/\lambda)^2. \quad (1.16)$$

Эта формула справедлива для случая находящейся в дальней зоне приемной изотропной (абсолютно ненаправленной) антенны, размеры которой пренебрежимо малы. Если вместо нее будет антенна с максимальным размером b , то при допустимых фазовых искажениях $\Delta\Phi_{\max} = \pi/8$ вместо (1.16) необходимо пользоваться формулой

$$r/\lambda = 2[(a+b)/\lambda]^2. \quad (1.17)$$

С увеличением электрических (волновых или в длинах волн) размеров антенн граница дальней зоны отодвигается. Например, из формулы (1.16) имеем:

если $(a/\lambda) = 0,1$, то $(r/\lambda) = 0,02$;

если $(a/\lambda) = 1$, то $(r/\lambda) = 2$;

если $(a/\lambda) = 10$, то $(r/\lambda) = 200$.

Условия (1.16), (1.17) необходимо учитывать при экспериментальных исследованиях характеристик излучения антенн. Поэтому очень узкие диа-

граммы направленности больших, например радиоастрономических антенн, приходится снимать посредством летательных аппаратов и даже из космоса.

Дальняя зона называется также зоной Фраунгофера.

Промежуточная зона

При $(r/\lambda) < 2 (a/\lambda)^2$ дальняя зона плавно переходит в промежуточную, называемую также зоной Френеля. В этой зоне в знаменателе подынтегрального выражения в (1.13) по-прежнему можно считать $R \approx r$, а в показателе экспоненты необходимо удержать три члена разложения (1.14). Первые два вывода о поперечном характере поля и о локальном подобии его плоской электромагнитной волне сохраняются. Однако зависимость от координаты r осталась под знаком интеграла, поэтому поле не будет иметь характера расходящейся сферической волны, а его угловое распределение будет зависеть от r и тем сильнее, чем меньше r . Так как поле является поперечным, то радиальный характер потока мощности остается. В случае абсолютно ненаправленной приемной антенны и для $\Delta\Phi_{max} = \pi/8$ границы промежуточной зоны лежат в пределах

$$0,25(a/\lambda) + 0,5(a/\lambda)^{4/3} < (r/\lambda) < 2(a/\lambda)^2. \quad (1.18)$$

При $(a/\lambda = 1)$ имеем оценку $0,75 < (r/\lambda) < 2$.

Ближняя зона

Область, примыкающая непосредственно к антенне, называется ближней зоной. В этой области поле имеет как продольные, так и поперечные компоненты со сложной зависимостью от координат. Сложны и сами процессы, происходящие в ближней зоне антенны. Обобщая полученные в теории электромагнитного поля результаты можно утверждать, что в случае гармонических колебаний мощность электромагнитного поля может быть представлена в виде суперпозиции постоянной составляющей, равной среднему за период колебаний значению мощности, и переменной или колеблющейся составляющей, среднее значение которой за период колебаний равно нулю.

В ближней зоне вектор Пойнтинга является комплексным и по направлению может не совпадать с \vec{r} . Комплексность говорит о том, что вблизи антенны находится реактивная, не распространяющаяся часть поля, определяющая реактивную мощность. Реактивные поля затрудняют согласование антенн с фидерным трактом.

1.4. Основные радиотехнические характеристики и параметры антенн в режиме передачи

Большинство характеристик и параметров антенн вводятся для дальнейшей зоны и связаны с полем излучения антенны. Это – амплитудная диаграмма направленности, фазовая и поляризационная диаграммы или характеристики, мощность излучения, коэффициент направленного действия, коэффици-

циент усиления. Однако есть и такой параметр, который связан непосредственно с конструкцией самой антенны, с ее полем в ближней зоне. Это – входное сопротивление антенны.

Диаграмма направленности

Диаграмма направленности (ДН) – это зависимость в дальней зоне комплексных компонент напряжённости электрического поля от угловых переменных θ, φ сферической системы координат

$$\vec{F}_{\theta, \varphi}(\theta, \varphi) = F_{\theta, \varphi}(\theta, \varphi) \cdot \vec{p}(\theta, \varphi) \cdot e^{i\Phi_{\theta, \varphi}(\theta, \varphi)}, \quad (1.19)$$

где $F_{\theta, \varphi}(\theta, \varphi)$ – амплитудные ДН для компонент E_{θ}, E_{φ} ;

$\vec{p}(\theta, \varphi)$ – поляризационная диаграмма;

$\Phi_{\theta, \varphi}(\theta, \varphi)$ – фазовые диаграммы для компонент E_{θ}, E_{φ} .

Когда говорят о диаграммах направленности, прежде всего под ними понимают амплитудные ДН.

Диаграмма направленности характеризует возможность антенны концентрировать энергию в заданном угловом секторе в пространстве. Угловая зависимость плотности потока мощности

$$P_r(\theta, \varphi) = (F_{\theta}(\theta, \varphi))^2 + (F_{\varphi}(\theta, \varphi))^2$$

называется ДН по мощности. Формула записана в случае антенны эллиптической поляризации, в ДН которой присутствуют обе поперечные компоненты напряжённости электрического поля.

Обычно переходят к нормированным ДН по напряжённости поля

$$\bar{F}_{\theta}(\theta, \varphi) = \frac{F_{\theta}(\theta, \varphi)}{F_{\theta \max}(\theta_1, \varphi_1)}, \quad \bar{F}_{\varphi}(\theta, \varphi) = \frac{F_{\varphi}(\theta, \varphi)}{F_{\varphi \max}(\theta_2, \varphi_2)}, \quad (1.20)$$

или по мощности

$$\bar{F}^2(\theta, \varphi) = \frac{[P_r(\theta, \varphi)]}{[P_{r \max}(\theta_3, \varphi_3)]}, \quad (1.21)$$

значения которых изменяются в пределах от 0 до 1; признак нормировки в обозначении – черта над символом функции. Направления максимумов излучения для различных компонент напряженности поля и мощности могут не совпадать, что и отражено в формулах.

Переход к нормированным ДН существенно облегчает возможность сравнения их между собой. Изображение ДН в трехмерной графике имеет вид замкнутых поверхностей (см. рис. 1.2). На практике обычно ограничиваются сечениями ДН в двух взаимно ортогональных плоскостях $\theta = const$ и $\varphi = const$, проходящих через направления максимумов излучения. Эти сечения называются главными (на рис. 1.2 они заштрихованы). Их можно провести таким образом, чтобы вектор электрического либо вектор магнитного

поля лежал в этих сечениях. Тогда говорят о ДН в E -плоскости или в H -плоскости. Диаграммы в этих сечениях изображают в полярной или декартовой системах координат, причем в последнем случае возможны линейный и логарифмический масштабы (см. рис. 1.3). Если антенна имеет остронаправленную ДН или важна информация о боковых или заднем лепестках, то ДН изображают в декартовой системе координат.

Направленные свойства антенны характеризуют параметром, который называется шириной ДН. Ясно, что ширину ДН или угловой размер главного лепестка следует определять на каком-то стандартном уровне. Обычно определяют на уровне 0,5 или -3дБ по мощности или 0,707 по напряжённости поля и обозначают $\Delta\theta_{0,5}$. Иногда определяют по первым нулям $\Delta\theta_0$ и тогда специально оговаривают. При таких определениях ширина ДН будет одной и той же. Из графиков ДН находят также уровни и направления боковых и заднего лепестков.

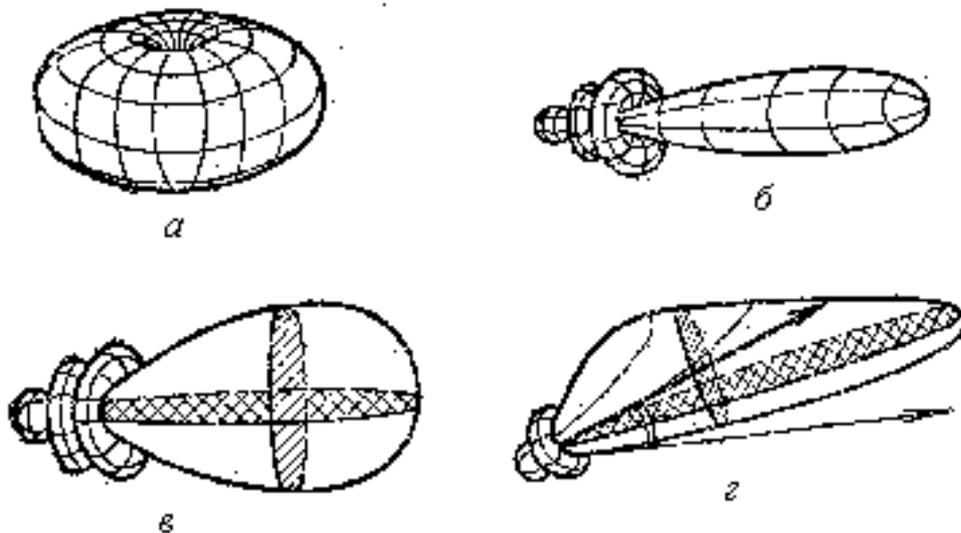


Рис. 1.2. Виды пространственных диаграмм направленности

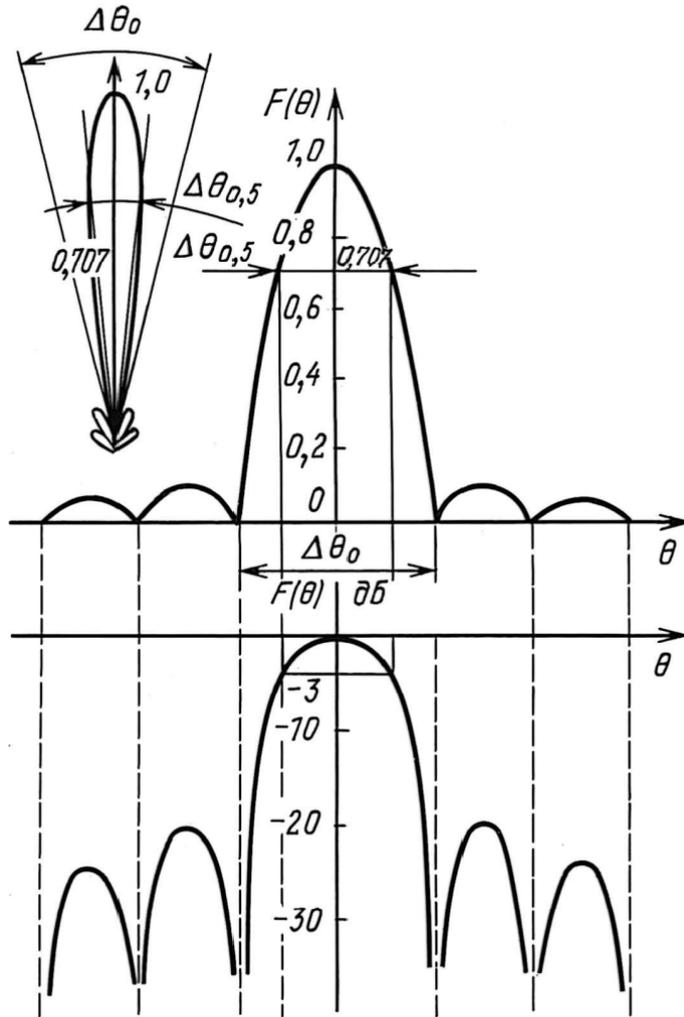


Рис. 1.3. Способы изображения диаграмм направленности в полярной и декартовой системах координат

Принцип перемножения диаграмм направленности

В силу линейности уравнений Максвелла электромагнитное поле системы излучателей представляет собой сумму полей ее отдельных элементов. Если эти элементы имеют одинаковые размеры, одинаковые амплитудно-фазовые распределения возбуждающего поля или тока, ориентированы в пространстве одинаковым образом и расположены на одинаковом расстоянии друг от друга, то суммарная ДН такой системы может быть записана в виде произведения векторной комплексной ДН одного элемента $\vec{F}_{эл}(\theta, \varphi)$ на скалярной множитель направленности $f_{\Sigma}(\theta, \varphi)$, представляющий ДН совокупности элементарных излучателей, расположенных в фазовых центрах элементов системы, т.е.

$$\vec{F}_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \vec{F}_{эл}(\theta, \varphi) \cdot f_{\Sigma}(\theta, \varphi). \quad (1.22)$$

Формула (1.22) – это математическая запись принципа перемножения диаграмм направленности. Его применяют для нахождения ДН любых типов антенных систем, которые можно представить в виде совокупности однотипных непрерывно или дискретно распределенных излучателей.

Фазовая диаграмма

Под фазовой диаграммой (ФД) понимают зависимость от угловых координат θ, φ фазы поля в дальней зоне на поверхности сферы радиуса $r = const$. Существует и второе равнозначное определение: фазовой диаграммой называют угловую зависимость расстояния $r(\theta, \varphi)$ от фазового центра до точек на эквифазной поверхности. Таким образом, ФД характеризует фронт волны, который является поверхностью равных фаз и определяется уравнением

$$kr(\theta, \varphi) = \Phi_0 - \Phi(\theta, \varphi), \quad \text{где } \Phi_0 = const.$$

Если $r(\theta, \varphi) = const$, то и $\Phi(\theta, \varphi) = const$, т.е. поверхность равных фаз является поверхностью сферы, а антенна является источником сферических волн с точечным фазовым центром, совпадающим с ее геометрическим центром, находящимся в начале координат. Если $\Phi(\theta, \varphi) \neq const$, т.е. поверхность равных фаз не является сферической, то фазовый центр у антенны может или отсутствовать или не быть точечным. Поэтому вводят понятие центра излучения, относительно которого поверхность равных фаз в заданном угловом секторе пространства менее всего отличается от сферической. Обычно достаточно знания ФД в пределах главного лепестка или в угловом секторе, равном ширине ДН антенны. Знание положения фазового центра необходимо, например, при проектировании антенных решеток, облучателей зеркальных или линзовых антенн, систем фазовой пеленгации.

Поляризационная диаграмма

Поляризационная диаграмма антенны (ПД) определяется характером изменения во времени и в пространстве величины и ориентации вектора напряжённости электрического поля \vec{E} . Вводится понятие плоскости поляризации, в которой лежат вектора \vec{E} и \vec{k} (или \vec{r}); последние указывают направление распространения электромагнитной энергии.

Поляризация называется линейной, если плоскость поляризации с течением времени не меняет своего положения в пространстве. Различают при этом горизонтальную поляризацию (вектор \vec{E} параллелен поверхности земли), вертикальную (вектор \vec{E} перпендикулярен поверхности земли) и наклонную. Если вектор \vec{E} вращается вокруг направления распространения, делая один оборот за период колебаний, то вместе с ним вращается плоскость поляризации и поляризацию тогда называют вращающейся. Если смотреть вслед уходящей волне и видеть при этом вектор \vec{E} , вращающимся по часовой стрелке, то говорят “поляризация правого вращения”; если видеть вращающимся против часовой стрелки, то – “левого вращения”. Вращающуюся поляризацию называют также эллиптической, поскольку вектор \vec{E} , вращаясь с угловой частотой ω , описывает в пространстве винтовую линию, проекция

которой на ортогональную плоскость дает эллипс (см. рис.1.4). Поляризация поля полностью описывается следующими тремя параметрами эллипса:

- углом γ наклона большой оси эллипса к направлению орта \vec{e}_θ ($0 \leq \gamma \leq \pi$);
- коэффициентом эллиптичности, который является отношением малой полуоси эллипса к большой $K_\vartheta = b/a$, $0 \leq K_\vartheta \leq 1$;
- направлением вращения вектора E , связанным с $\text{sign}K_\vartheta$.

Параметры поляризационного эллипса, если известны компоненты поля излучения, определяются по формулам

$$\gamma = 0,5 \arctg \frac{2m \cos \psi}{1 - m^2}, \quad (1.23)$$

$$K_\vartheta = 2m \sin \psi / [1 + m^2 + \sqrt{(1 + m^2)^2 - (2m \sin \psi)^2}], \quad (1.24)$$

где $m = E_\varphi / E_\theta$ - отношение амплитуд ортогональных компонент;

$\psi = (\arg \dot{E}_\varphi - \arg \dot{E}_\theta)$ - разность фаз комплексных амплитуд этих компонент.

Обратные зависимости имеют вид

$$m = \sqrt{(K_\vartheta^2 \text{tg}^2 \gamma_\vartheta + 1) / (K_\vartheta^2 + \text{tg}^2 \gamma_\vartheta)}; \quad (1.25)$$

$$\psi = \arctg \{ 2K_\vartheta^2 / [(1 - K_\vartheta^2) \sin 2\gamma_\vartheta] \}. \quad (1.26)$$

При $K_\vartheta = 0, \infty$ поляризация линейная; при $K_\vartheta = \pm 1$ поляризация круговая. Направление вращения определяют по знаку разности фаз в произвольный момент времени между компонентами E_φ и E_θ , которые являются полуосями эллипса поляризации. В случае круговой поляризации $|K_\vartheta| = 1$, $\psi = \pm \pi/2$.

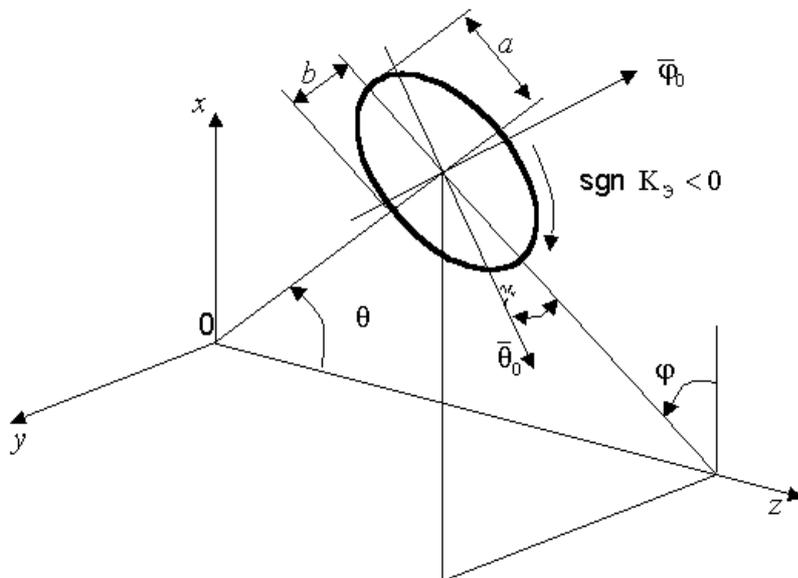


Рис. 1.4. Поляризационный эллипс

Скалярную функцию $p(\theta, \varphi) = K_{\Sigma}(\theta, \varphi)$ называют поляризационной диаграммой или характеристикой антенны. Знание поляризационных диаграмм требуется при расчете радиолиний, использующих антенны эллиптической поляризации. В свою очередь подобные антенны применяются в случаях, если:

- взаимная ориентация передающей и приемной антенн в пространстве не фиксируется или не известна поляризация принимаемого сигнала (системы радиолокации, телеметрии, радиоразведки, создания активных помех и некоторые другие);
- необходимо снизить степень воздействия мешающих сигналов посредством использования поляризационной селекции.

Мощность излучения

Мощность излучения антенны P_{Σ} может быть определена как интеграл от радиальной составляющей вектора Пойнтинга по сферической поверхности $r = const$, находящейся в дальней зоне, где Π_r является величиной вещественной. Для антенны линейной поляризации имеем

$$P_{\Sigma} = \int_S \Pi_r(\theta, \varphi) dS = \frac{1}{2} \int_S \operatorname{Re}(EH^*) dS = \frac{r^2}{2w} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} |E(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi =$$

$$= \frac{E_{\max}^2}{2w} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (1.27)$$

где w – волновое сопротивление среды.

Таким образом, для нахождения мощности излучения необходимо знать функцию нормированной ДН и значение напряженности электрического поля в максимуме ДН.

Сопротивление излучения

Излучаемая антенной мощность может быть записана также в виде

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} |I_A|^2 R_{\Sigma},$$

где I_A – ток в цепи антенны.

Именно по этой формуле, зная мощность излучения и амплитуду электрического тока в антенне, вводят сопротивление излучения R_{Σ} . Сопротивление излучения обычно вводят для тех антенн, в которых может быть найдено распределение тока, например в линейных антеннах. Распределение тока в антенне в большинстве случаев не является равно амплитудным, т.е. носит неравномерный характер, а мощность излучения на фиксированной частоте является величиной постоянной. Поэтому R_{Σ} является величиной переменной и для определенности необходимо указывать, к какому сечению антенны оно относится. Принято относить R_{Σ} к входу антенны и тогда

$$R_{\Sigma_{ex}} = 2P_{\Sigma} / |I_{ex}|^2.$$

Если распределение тока близко к синусоидальному, как например, у вибраторных антенн, то сопротивление излучения может быть отнесено к сечению, соответствующему максимуму тока. Пересчет из одного сечения в другое проводят по формуле

$$R_{\Sigma_{max}} = R_{\Sigma_{ex}} |I_{ex}|^2 / |I_{max}|^2, \quad (1.28)$$

полученной из условия сохранения (баланса) мощности излучения.

Входное сопротивление

Входное сопротивление антенны – это сопротивление, измеренное на её входе. При этом под входом антенны понимают точки или сечение подключения антенны к фидерному тракту. Если на входе антенны известны комплексные амплитуды тока и напряжения, то

$$Z_{ex} = \frac{\dot{U}_{ex}}{\dot{I}_{ex}} = R_{ex} + iX_{ex}, \quad \text{где} \quad R_{ex} = R_{\Sigma} + R_{II}. \quad (1.29)$$

Активная часть входного сопротивления представляет собой сумму сопротивления излучения R_{Σ} и сопротивления активных потерь R_{II} в антенне. Реактивная часть входного сопротивления антенны связана с реактивной мощностью.

Входное сопротивление является одним из важных параметров антенны, определяющим ее согласование с фидерным трактом и способность к излучению (приёму) электромагнитных волн с максимальной эффективностью.

Коэффициент направленного действия

Знание амплитудной и поляризационной диаграмм позволяют определить коэффициент направленного действия (КНД). Он дает возможность сравнивать антенны с некоторой эталонной, направленные свойства которой известны. В качестве эталона обычно берут абсолютно ненаправленный (изотропный) точечный излучатель, имеющий ДН в виде сферической поверхности. Реально таких излучателей не существует, это только удобная модель. Для телевизионных антенн в качестве эталона принято брать полуволновой вибратор, имеющий по отношению к изотропному излучателю КНД в направлении максимума ДН, равный 1,64.

Для заданного направления КНД – это число, показывающее во сколько раз нужно увеличить мощность излучения эталонной антенны $P_{\Sigma_{\theta}}$ по сравнению с P_{Σ} исследуемой антенны для того, чтобы в заданной точке пространства, находящейся в дальней зоне, получить одинаковые напряженности поля, т.е.

$$D(\theta, \varphi) = P_{\Sigma_{\theta}} / P_{\Sigma}, \quad \text{если} \quad E(\theta, \varphi) = E_{\theta}, \quad r = const \rightarrow \infty. \quad (1.30)$$

При этом предполагается, что обе антенны потерь не имеет.

КНД от угловых координат зависит через нормированную ДН по мощности

$$D(\theta, \varphi) = D_0 \cdot \bar{F}^2(\theta, \varphi), \quad (1.31)$$

где D_0 – КНД в направлении максимума излучения.

Когда сравнивают антенны по КНД, то обычно имеют в виду КНД в направлении максимума излучения. Чем больше КНД, тем большую пространственную концентрацию электромагнитной энергии обеспечивает антенна при фиксированной P_Σ .

Общая формула для расчета КНД в направлении максимума излучения и по отношению к изотропному излучателю для антенны линейной поляризации имеет вид

$$D_0 = \frac{4\pi}{\int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \bar{F}^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}. \quad (1.32)$$

Для антенны эллиптической поляризации при совпадении максимумов парциальных ДН выражение для КНД имеет более сложный вид

$$D_0 = D_{\theta 0} + D_{\varphi 0}, \quad (1.33)$$

где

$$D_{\theta 0} = 4\pi / \left\{ \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} [\bar{F}_\theta^2(\theta, \varphi) + \bar{F}_\varphi^2(\theta, \varphi)/m^2] \sin \theta d\theta d\varphi \right\} - \text{парциальный}$$

КНД для компоненты поля E_θ ,

$$D_{\varphi 0} = 4\pi / \left\{ \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} [m^2 \bar{F}_\theta^2(\theta, \varphi) + \bar{F}_\varphi^2(\theta, \varphi)] \sin \theta d\theta d\varphi \right\} - \text{парциальный}$$

КНД для компоненты поля E_φ .

Здесь $\bar{F}_\theta(\theta, \varphi)$ и $\bar{F}_\varphi(\theta, \varphi)$ – нормированные амплитудные ДН взаимно ортогональных компонент.

На практике для антенн линейной поляризации применяют приближенную оценку КНД по формуле

$$D_0 \approx \frac{10}{\Delta\theta_{0,5}^E \cdot \Delta\theta_{0,5}^H}, \quad (1.34)$$

где $\Delta\theta_{0,5}^E$ и $\Delta\theta_{0,5}^H$ – ширина ДН антенны на уровне 0,5 по мощности в главных плоскостях в радианах.

При расчете КНД проволочной антенны используют соотношение

$$D_0 = \frac{\pi w}{R_{\Sigma ex}} (l_{\varphi\phi} / \lambda)^2, \quad (1.35)$$

где $l_{эф}$ и $R_{\Sigma вх}$ – эффективная (действующая) длина и сопротивление излучения, отнесенное к входу антенны; λ – длина волны; w – волновое сопротивление среды (для вакуума $w=120\pi$, Ом).

Коэффициент полезного действия

Коэффициент полезного действия (КПД) определяет способность антенны преобразовывать подводимую к ней энергию в излученную:

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_{\Pi}} = \frac{R_{\Sigma вх}}{(R_{\Sigma вх} + R_{\Pi вх})} = \frac{R_{\Sigma вх}}{R_{вх}}, \quad (1.36)$$

где P_{Π} – мощность активных потерь в антенне;

$R_{вх}$ – активная часть входного сопротивления антенны.

Омические потери в антенне складываются из потерь в металлических конструкциях, диэлектрике и изоляторах. В антеннах, работающих на больших уровнях мощности, появляются потери, связанные с коронным и факельным разрядами. Формула записана для антенны, согласованной с фидером. В рассогласованном режиме следует учитывать потери, связанные с отражением части подводимой к антенне мощности от её входа.

Коэффициент усиления

Коэффициент усиления (КУ) определяется так же, как и КПД, только в знаменатель (1.30) добавляется мощность потерь исследуемой антенны

$$G(\theta, \varphi) = \frac{P_{\Sigma э}}{P_{\Sigma} + P_{\Pi}}, \text{ если } E(\theta, \varphi) = E_{\varnothing}, r = const \rightarrow \infty, \quad (1.37)$$

т. е. учитывается не излученная, а подводимая к антенне мощность. С учетом (1.36) можно записать

$$G(\theta, \varphi) = \eta \cdot D(\theta, \varphi), \quad (1.38)$$

Когда антенны сравнивают между собой, то под КУ понимают его значение G_0 в направлении максимума ДН. Из-за трудности расчета КПД часто КУ находят экспериментальным путем.

Частотная характеристика

Диапазон рабочих частот антенны – это частотный интервал от f_{\min} до f_{\max} , в пределах которого параметры антенны не выходят из заданных техническими условиями значений. Определяют как

$$\frac{\Delta f}{f_{cp}} = 2 \left(\frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}} \right) \cdot 100\%. \quad (1.39)$$

Широкополосные свойства антенны характеризуется также коэффициентом перекрытия по частоте

$$K_{\Pi} = f_{\max} / f_{\min}. \quad (1.40)$$

Необходимо помнить, что эти свойства относятся по отдельности к характеристикам излучения и к входным параметрам антенны.

Электрическая прочность

Электрическая прочность антенны, как и электрическая прочность устройств СВЧ, определяется наибольшей мощностью, пропускаемой антенной, или максимальной напряжённостью поля между токонесущими элементами антенны, начиная с которой происходит пробой. Эти значения называются критическими. Они ограничивают предельно допустимую мощность в антенне. Разрешённая для эксплуатации мощность выбирается обычно в четыре раза меньше предельно допустимой, поскольку в режиме стоячей волны напряжённость электрического поля в максимуме в два раза больше напряжённости поля в режиме бегущей волны.

Во время пробоя или разряда закорачиваются отдельные элементы антенны, появляются дополнительные направления распространения тока, что приводит к рассогласованию и резкому снижению мощности излучения. При переходе разряда в дуговой происходит значительное выделение тепла, разрушение диэлектрика и его возгорание.

Эффективная длина

Эффективная (действующая) длина линейной антенны с неравномерным распределением тока это длина такой линейной антенны с синфазным равноамплитудным распределением тока, которая при одинаковых токах в одних и тех же сечениях отсчета, например на входе, создает в свободном пространстве такую же напряженность поля в направлении максимума излучения, что и искомая антенна.

Для прямолинейной антенны длиной L с синфазным распределением тока $I(z)$, если ось z совпадает с осью антенны, имеем

$$l_{эф} = \frac{1}{I_0} \int_0^L I(z) dz, \quad (1.41)$$

где $I_0 = const$. Обычно I_0 равно амплитуде тока на входе антенны или в максимуме распределения $I(z)$ (см. рис. 1.5).

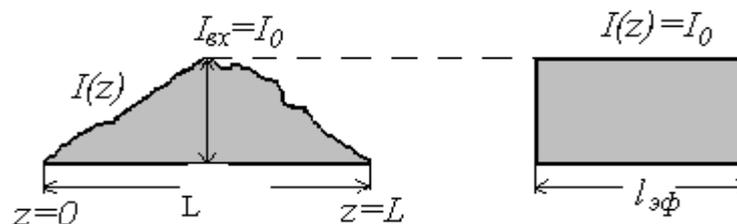


Рис. 1.5. Эффективная длина антенны

Геометрический смысл интеграла – площадь, ограниченная координатной осью и графиком функции. Заштрихованы “площади токов”, которые в дан-

ном случае должны быть равны между собой. Поэтому всегда $l_{эф} \leq L$. Для эффективной длины антенны известна также формула

$$l_{эф} = \lambda \sqrt{\frac{D_0 R_\Sigma}{\pi W}} = \lambda \sqrt{\frac{G_0 R_{ex}}{\pi W}}. \quad (1.42)$$

1.5. Приёмные антенны и их радиотехнические параметры

Процесс приёма заключается в преобразовании радиоволн, принятых антенной, в направляемые волны фидерного тракта, поступающие затем на вход приёмника. Следует подчеркнуть, что как бы тщательно не конструировались антенна, фидерный тракт и приемное устройство, падающая на антенну мощность не может полностью поступить в приемник, поскольку часть ее рассеивается в окружающем пространстве. Способ отбора энергии от антенны в приёмник зависит от её конструктивных особенностей и диапазона частот. Он может быть электрическим, если фидер включён в разрыв проводника с протекающим по нему электрическим током (например, электрические вибраторные антенны); магнитным, если используются щели; и электромагнитным – при использовании волноводов.

Эквивалентная схема приёмной антенны приведена на рис. 1.6. На схеме: $Z_A = R_A + iX_A$ – внутреннее сопротивление антенны; $Z_{ПП}$ – сопротивление приёмника. Сопротивление R_A характеризует принятую антенной активную

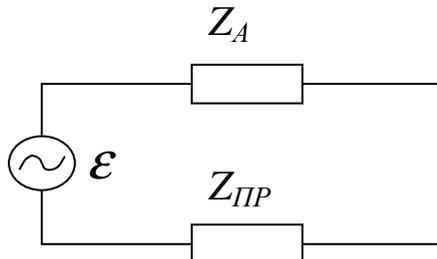


Рис. 1.6. Эквивалентная схема цепи приёмной антенны

мощность и мощность суммарных потерь в антенне, а мнимая часть (X_A) связана с реактивной мощностью. Внутреннее сопротивление антенны определяется только ее конструкцией. По отношению к приёмнику антенна является генератором с сопротивлением Z_A и ЭДС \mathcal{E} , которая определяется напряжённостью поля и поляризацией падающей волны в месте расположения приёмной антенны. Комплексная амплитуда тока в цепи равна

$$\dot{I}_A = \frac{\mathcal{E}}{(Z_A + Z_{ПП})}. \quad (1.43)$$

Отсюда видно, что при фиксированной ЭДС мощность, выделяемая в приёмнике, будет зависеть как от сопротивления антенны, так и от сопротивления приёмника.

ЭДС, возбуждаемая в приёмной антенне, через напряжённость электрического поля E действующей на антенну волны определяется по формуле Неймана

$$\mathcal{E} = E\lambda \sqrt{\frac{G_0 R_{\text{ex}}}{\pi w}} \bar{F}(\theta, \varphi) \cos \chi, \quad (1.44)$$

где χ – угол между плоскостями поляризации приёмной антенны и передающей антенны или плоскостью поляризации пришедшей волны.

Максимальное значение ЭДС достигается при условии

$$\bar{F}(\theta, \varphi) = 1, \quad \chi = 0, \quad (1.45)$$

т.е. когда плоскости поляризации приёмной антенны и пришедшей волны совпадают и антенна максимумом ДН ориентирована в направлении прихода волны. С учётом (1.42) для линейных антенн вместо (1.44) можно также записать

$$\mathcal{E} = El_{\text{эф}} \cdot \bar{F}(\theta, \varphi) \cos \chi. \quad (1.46)$$

На основании принципа взаимности можно показать, что основные параметры антенны в передающем режиме также характеризуют антенну и в режиме приёма. Для одной и той же антенны справедливо следующее:

- нормированные диаграммы направленности в режиме приёма и передачи одинаковы;
- входное сопротивление в режиме передачи равно её внутреннему сопротивлению в режиме приёма $Z_{\text{ex}} = Z_A$;
- эффективная длина антенны в режиме приёма равна эффективной длине антенны в режиме передачи.

Так как КНД, КПД, КУ и другие параметры антенны однозначно определяются через перечисленные выше характеристики, то они также одинаковы при работе антенны в режимах приёма и передачи. Но у приёмной антенны есть и свои специфические параметры. Один из них называется шумовой температурой T_A , а другой – эффективной площадью приёмной антенны $S_{\text{эф}}(\theta, \varphi)$.

Здесь необходимо сделать замечание, что в режиме приёма антенна не всю падающую на неё мощность передаёт в нагрузку. Часть её отражается от антенны и рассеивается в окружающем пространстве. И эту мощность нельзя определить только через характеристики и параметры антенн в режиме передачи, поскольку распределения тока или поля у передающих и приёмных антенн будут отличаться. Это связано с тем, что способы возбуждения антенн различны: в режиме передачи антенна возбуждается сосредоточенными источниками, а в режиме приёма – распределёнными, под действием поля падающей плоской волны.

Эффективная площадь

Эффективная площадь антенны $S_{\text{эф}}(\theta, \varphi)$ – это параметр, имеющий размерность площади и связывающий между собой величину радиальной составляющей вектора Пойнтинга приходящей волны и мощность $P_{\text{ПР}}$, выделяемую в согласованной нагрузке (приёмнике) антенны,

$$P_{\text{ПР}}(\theta, \varphi) = P_r \cdot S_{\text{эф}}(\theta, \varphi). \quad (1.47)$$

Эффективная площадь антенны через диаграмму направленности зависит от направления приема и угла между плоскостями поляризации входящей волны и приемной антенны. Эта зависимость выражается формулой

$$S_{\text{эф}}(\theta, \varphi) = S_{\text{эф}} \cdot \bar{F}^2(\theta, \varphi) \cos \chi, \quad (1.48)$$

где $S_{\text{эф}}$ – значение в направлении максимума диаграммы направленности и при условии согласования по поляризации ($\chi = 0$). При проектировании антенн полезна формула, связывающая $S_{\text{эф}}$ и КНД в направлении максимума диаграммы направленности,

$$S_{\text{эф}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} D_0. \quad (1.49)$$

На основании этих формул можно дать такое определение: $S_{\text{эф}}$ – это поверхность фронта плоской электромагнитной волны, с которой антенна “собирает” и передает в согласованную нагрузку принимаемую мощность с направления максимума ДН и при полном совпадении поляризации падающей волны и приёмной антенны и при отсутствии в антенне потерь. Иногда в $S_{\text{эф}}$ включают потери и тогда правую часть (1.49) необходимо умножить на КПД. Для апертурных антенн эффективная площадь связана с размерами раскрыва и не превышает геометрической площади раскрыва.

Для линейных антенн эффективная площадь вводится формально и пропорциональна квадрату эффективной длины антенны

$$S_{\text{эф}} = \frac{w}{4R_{\Sigma}} l_{\text{эф}}^2, \quad (1.50)$$

где w – волновое сопротивление среды.

Для апертурных антенн вводят также коэффициент использования поверхности апертуры (КИП)

$$V = S_{\text{эф}} / S, \quad (1.51)$$

где S – геометрическая площадь раскрыва.

Коэффициент использования поверхности зависит от амплитудно-фазового распределения поля в апертуре антенны и обычно меньше единицы. Только для синфазного равноамплитудного распределения $V = 1$.

Шумовая температура

Шумы в диапазоне СВЧ могут создаваться как техногенными источниками, так и отражениями от поверхности земли и окружающих предметов, а также источниками внеземного происхождения. Это – прежде всего радиоизлучение Солнца, других звёзд и галактик. Абсолютный уровень этих помех, как правило, очень мал. Поэтому имеет смысл увеличивать чувствительность приёмника, снижая уровень его собственных шумов. Чувствительность СВЧ приёмника может быть доведена до $10^{-18} \dots 10^{-20}$ Вт. При столь

высокой чувствительности заметную роль начинают играть помехи, вызванные тепловым движением электронов в АФУ, или внутренний шум АФУ.

Поскольку как внутренние, так и внешние шумы по своему воздействию эквивалентны, принято их суммарное действие оценивать с помощью единого параметра, называемого шумовой температурой антенны T_A и выражаемого в градусах Кельвина (K). Шумовая температура приписывается внутреннему сопротивлению антенны R_A и позволяет подводимую к согласованному с ней приёмнику мощность шумов $P_{ША}$ в некоторой полосе частот Δf оценивать по формуле

$$P_{ША} = \kappa T_A \cdot \Delta f,$$

где $\kappa = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Вт/Гц} \cdot K$ – постоянная Больцмана.

Тем самым мы осуществляем замену всех шумов тепловыми шумами внутреннего сопротивления антенны.

Шумовую температуру антенны T_A можно представить в виде

$$T_A = T_{AT} + T_{A\Sigma}, \quad (1.52)$$

где T_{AT} – температура за счет тепловых шумов,

$T_{A\Sigma}$ – температура шумового излучения внешних источников.

Для T_{AT} известна простая формула

$$T_{AT} = T_0 \cdot (1 - \eta), \quad (1.53)$$

где T_0 – температура окружающей среды в градусах Кельвина.

Таким образом, шумовая температура антенны T_{AT} зависит от КПД антенно-фидерного тракта, температуры окружающей среды и не зависит от характеристик излучения антенны. С ростом КПД эти шумы уменьшаются.

Внешние шумы возникают из-за приёма антенной сигналов из окружающего пространства и зависят как от формы ДН антенны, так и от углового распределения самих шумов в пространстве, которое характеризуется так называемой яркостной температурой $T_Y(\theta, \varphi)$. Для $T_{A\Sigma}$ известно выражение

$$T_{A\Sigma} = \frac{\eta D_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} T_Y(\theta, \varphi) \bar{F}^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta. \quad (1.54)$$

Заметный вклад в T_Y могут вносить источники внеземного происхождения. Их вклад для различных геофизических условий (географических координат точек на поверхности Земли, времён года и суток, состояния солнечной активности) определяется радиоастрономическими методами. Для уменьшения $T_{A\Sigma}$ необходимо повышать направленность и снижать уровни заднего и боковых лепестков ДН антенны.

Энергетические соотношения в цепи приёмной антенны

На низких частотах антенны с фидерным трактом соединяются посредством электрического контакта. Приёмники имеют высокое входное со-

противление, а сопротивление антенны обычно мало. Поэтому чувствительность АФУ определяется минимально необходимым значением амплитуды напряжённости электрического поля E_{min} в пункте приёма, а приёмника – минимальным напряжением U_{min} на его входе. Протяжённость фидерного тракта по сравнению с длиной волны мала, поэтому можно считать, что приёмник непосредственно соединен с антенной. Тогда

$$U = \varepsilon \cdot Z_{ПП} / (Z_{ПП} + Z_A) \approx \varepsilon = E l_{\varphi} \bar{F}(\theta, \varphi) \cos \chi. \quad (1.55)$$

Из этой формулы следует, что на низких частотах для увеличения напряжения U на входе приёмника необходимо антенну сориентировать максимумом ДН в направлении прихода волны и совместить их плоскости поляризации. Тогда $U_{max} = E l_{\varphi}$. Для дальнейшего повышения U на входе приёмника необходимо в антенне реализовывать синфазное равноамплитудное распределение тока и увеличивать её геометрическую длину. Согласование антенны с приёмником и потери в ней можно не учитывать.

В диапазоне СВЧ в связи с особенностями антенн и фидерных трактов регистрируемой величиной является принимаемая мощность, а не напряжение. Как и на низких частотах, для увеличения поступающей на вход приёмника мощности необходимо антенну сориентировать максимумом ДН в направлении прихода волны и совместить их плоскости поляризации.

Сначала рассмотрим случай, когда приёмник подключен непосредственно к антенне, т.е. фидер учитывать не будем. Принимаемая приёмником мощность равна

$$P_{ПП} = \frac{1}{2} I^2 R_{ПП} \quad (1.56)$$

или с учетом (1.43)

$$P_{ПП} = \frac{\varepsilon^2 \cdot R_{ПП} / 2}{(R_{ПП} + R_A)^2 + (X_{ПП} + X_A)^2}. \quad (1.57)$$

Если антенна согласована с приёмником ($R_{ПП} = R_A$, $X_{ПП} = -X_A$) и не имеет потерь ($R_A = R_{\Sigma}$), то величину

$$P_{ПП}^{max} = \varepsilon^2 / 8R_{\Sigma} \quad (1.58)$$

называют максимальной мощностью, поступающей на вход приёмника.

При работе в несогласованном режиме, подставив (1.58) в (1.57), получим

$$P_{ПП} = P_{ПП}^{max} \cdot \frac{4R_A R_{ПП}}{(R_{ПП} + R_A)^2 + (X_{ПП} + X_A)^2} \quad (1.59)$$

Отношение

$$\gamma_{\text{ПР}} = \frac{P_{\text{ПР}}}{P_{\text{ПР}}^{\text{max}}} \quad (1.60)$$

называется коэффициентом передачи антенны по мощности или коэффициентом согласования антенны.

Рассмотрим теперь случай, когда длиной фидерного тракта пренебречь нельзя. И пусть приёмник согласован с фидером, а антенна нет. Такая ситуация возникает при работе в широкой полосе частот. В этом случае $R_{\text{ПР}}=W_B$, $X_{\text{ПР}}=0$ и можно воспользоваться формулой (1.59). Если наоборот, антенна согласована с фидером ($R_A=W_B$, $X_A=0$), а приёмник нет, то часть энергии отразится от входа приёмника и переизлучится антенной, поскольку она согласована с фидером. Доля отражённой от приемника энергии определяется квадратом модуля коэффициента отражения по напряжению Γ на входе приёмника. Тогда

$$P_{\text{ПР}} = P_{\text{ПР}}^{\text{max}} (1 - |\Gamma|^2) \quad (1.61)$$

Чтобы учесть потери, правые части формул (1.57), (1.59), (1.61) необходимо умножить на КПД.

Таким образом, в диапазоне СВЧ для увеличения принимаемой мощности необходимо стремиться к улучшению согласования всех устройств между собой и повышению КПД антенны и фидерного тракта.

Формула идеальной радиопередачи

Прежде чем переходить к изучению конкретных типов антенн, рассмотрим небольшой, но важный и общий для всех типов вопрос о передаче мощности между двумя антеннами – передающей (A_1) и приемной (A_2). Мощность P_2 , поступающую в нагрузку приёмной антенны, в предположении, что антенна и приёмник согласованы с фидером, можно записать в виде

$$P_2 = \left(\frac{|E|^2}{2w} \right) S_{\text{эф}2} \eta_2 \bar{F}_2^2(\theta_2, \varphi_2) \cos^2 \chi, \quad (1.62)$$

где θ_2, φ_2 – направление на передающую антенну; η_2 и $S_{\text{эф}2}$ – КПД и эффективная площадь приёмной антенны. Выражение для напряженности поля в месте расположения приёмной антенны через мощность P_1 , поступающую в передающую антенну в предположении согласования антенны и передатчика с фидером, имеет вид

$$\left(\frac{|E|^2}{2w} \right) = P_1 \frac{\eta_1 D_1}{4\pi} \bar{F}_1^2(\theta_1, \varphi_1) \cdot \frac{1}{r^2}, \quad (1.63)$$

где θ_1, φ_1 – направление на приёмную антенну; η_1 и D_1 – КПД и КНД передающей антенны; r – расстояние между антеннами.

Подставив (1.63) в (1.62), получим

$$P_2 = P_1 \cdot \frac{\cos^2 \chi \cdot \bar{F}_1^2 \bar{F}_2^2}{r^2} G_1 G_2 \cdot \left(\frac{\lambda}{4\pi} \right)^2. \quad (1.64)$$

Эта формула называется формулой идеальной радиопередачи, поскольку не учитывает свойств окружающей среды. А они могут быть различными, причем в различных диапазонах характеризоваться своими значениями параметров. Формула используется при расчетах радиотрасс в пределах прямой видимости. Например, при связи с летательными аппаратами или между ними. Или при определении зоны действия УКВ радиопередающих и телевизионных центров, при выборе расстояний между антеннами в радиорелейных линиях связи и так далее. Для этого необходимо знать чувствительность приёмника и мощность передатчика, их согласование с фидерными линиями, потери в трактах и антеннах, ДН и КНД антенн, угол между плоскостями поляризации и, естественно, длину волны λ . Тогда определим расстояние r , необходимое для уверенного приёма и нормального функционирования радиолинии.

1.6. Примеры решения типовых задач

1. Сопротивление излучения проволочной передающей антенны $R_{\Sigma \text{вх}} = 10$ Ом, сопротивление потерь в антенне $R_{\text{пвх}} = 5$ Ом. Определить КНД и КУ антенны в направлении максимума ДН, если эффективная длина антенны $l_{\text{эф}} = 3$ м, а длина волны $\lambda = 12$ м.

Решение

КНД находим по формуле (1.35):

$$D_0 = \frac{\pi w}{R_{\Sigma \text{вх}}} \left(\frac{l_{\text{эф}}}{\lambda} \right)^2 = \frac{120\pi^2}{10} \left(\frac{3}{12} \right)^2 = \frac{3}{4} \pi^2 \cong 7,4.$$

КПД и КУ определяем по формулам (1.36) и (1.38):

$$G_0 = \eta D_0 = D_0 R_{\Sigma} / (R_{\Sigma} + R_{\text{п}}) = \frac{0,75\pi^2 \cdot 10}{15} = \frac{\pi^2}{2} \cong 4,93.$$

2. Проволочная передающая антенна характеризуется параметрами: полоса частот $\Delta f = 300$ кГц; коэффициент перекрытия диапазона $K_{\text{п}} = 1,2$. Чему равен КУ антенны на средней частоте диапазона в направлении максимума ДН, если сопротивление излучения антенны $R_{\Sigma} = 15$ Ом, сопротивление потерь $R_{\text{п}} = 3$ Ом, а действующая длина антенны $l_{\text{эф}} = 100$ м?

Решение

Согласно формуле (1.40) $K_{\text{п}} = f_{\text{max}} / f_{\text{min}} = 1,2$, откуда $f_{\text{max}} = 1,2 f_{\text{min}}$. Подставив это соотношение в формулу (1.39), получим

$$\frac{\Delta f}{f_{\text{cp}}} = 2 \frac{f_{\text{max}} - f_{\text{min}}}{f_{\text{max}} + f_{\text{min}}} = 2 \frac{1,2 - 1}{1,2 + 1} \cong 0,182,$$

$$\text{т.е. } f_{\text{ср}} = \frac{\Delta f}{0,182} = \frac{300 \text{ кГц}}{0,182} \cong 1,65 \text{ МГц}.$$

При этом средняя длина волны составит $\lambda_{\text{ср}} \cong 182 \text{ м}$.

КУ находим по формуле (1.38) через КНД и КПД. Для КНД из формулы (1.35) имеем

$$D_0 = \frac{\pi W}{R_{\Sigma \text{вх}}} \left(\frac{l_{\text{эф}}}{\lambda} \right)^2 \cong \frac{120\pi^2 \left(\frac{100}{182} \right)^2}{15} \cong 23,834.$$

$$\text{КПД по формуле (1.36) равен } \eta = \frac{15}{15+3} \cong 0,833.$$

Подставив найденные значения КНД и КПД в (1.38), окончательно получим $G_0 \cong 23,834 \cdot 0,833 \cong 19,86$.

3. Определить максимальную ЭДС, наводимую в приёмной антенне электромагнитной волной длиной $\lambda = 13 \text{ м}$ с напряженностью электрического поля $E = 200 \text{ мкВ/м}$ в месте приёма, при условии, что антенна имеет КУ в направлении максимума ДН $G_0 = 100$ и входное сопротивление $R_{\text{вх}} = 500 \text{ Ом}$.

Решение

Максимальную ЭДС определяем по формуле (1.44) с учётом (1.45):

$$\varepsilon_{\text{max}} = E\lambda \sqrt{\frac{G_0 R_{\text{вх}}}{\pi W}} = 200 \cdot 10^{-6} \cdot 13 \cdot \sqrt{\frac{100 \cdot 500}{120\pi^2}} \cong 16,9 \text{ мВ}.$$

4. Собственная шумовая температура приёмной антенны при температуре окружающей среды $T_0 = 280 \text{ К}$ составляет $T = 28 \text{ К}$. На какой частоте работает антенна, если ее эффективная поверхность $S_{\text{эф}} = 18 \text{ м}^2$, а КНД в направлении максимума ДН $D_0 = 10000$?

Решение

Рабочую длину волны можно найти по формуле (1.49) с учётом потерь в антенне, из которой следует $\lambda = \sqrt{4\pi S_{\text{эф}} / G_0}$. КУ найдем по формуле (1.38), зная КНД и КПД. Последний определим из формулы (1.53):

$$\eta = (1 - T/T_0) = (1 - 0,1) = 0,9. \text{ Тогда } G_0 = 0,9 \cdot 10000 = 9000.$$

Подставив в формулу для λ , получим $\lambda = \sqrt{4\pi \cdot 18 / 9000} \cong 0,1585 \text{ м}$.

Частоту найдем как $f = c/\lambda = 3 \cdot 10^8 / 0,1585 \cong 1,89 \text{ ГГц}$.

5. Круглая рамочная антенна электрически малых размеров установлена под углом $\theta = \pi/6$ к направлению на передатчик, работающий на волне $\lambda = 50 \text{ м}$ и создающий в месте приёма напряжённость электрического поля $E = 250 \text{ мВ/м}$. Параметры антенны: $G_0 = 1,5$; $R_{\text{вх}} = 6 \text{ Ом}$; $\bar{F}(\theta) = \sin \theta$. Угол между плоскостями поляризации рамки и приходящей волны $\chi = 0,2 \text{ рад}$. Определить ЭДС, наводимую в приёмной антенне, её коэффициент согласования и ве-

личину мощности, отдаваемую антенной в нагрузку с сопротивлением $Z_H = (24 + i20) \text{ Ом}$.

Решение

ЭДС, возбуждаемую в антенне, определяем по формуле (1.44):

$$\mathcal{E} = E\lambda \sqrt{\frac{G_0 R_{\text{вх}}}{\pi w}} \bar{F}(\theta, \varphi) \cos \chi = \frac{250 \cdot 10^{-3} \cdot 50}{\pi} \sqrt{\frac{1,5 \cdot 6}{120}} \sin(\pi/6) \cos(0,2) = 0,535 \text{ В.}$$

Максимальная мощность, отдаваемая антенной в согласованную нагрузку, находится по формуле (1.58)

$$P_{\text{max}} = \frac{G_0}{960} \left(\frac{E\lambda}{\pi} \right)^2 = \frac{1,5}{960} \left(\frac{250 \cdot 10^{-3} \cdot 50}{\pi} \right)^2 \approx 24,8 \text{ мВт.}$$

Мощность, отдаваемую антенной в заданную нагрузку, находим по формуле (1.59)

$$P = \frac{4R_{\text{вх}} R_H}{(R_{\text{вх}} + R_H)^2 + (X_{\text{вх}} + X_H)^2} P_{\text{max}} = \frac{4 \cdot 6 \cdot 24}{(6 + 24)^2 + 20^2} \cdot 24,8 = 11 \text{ мВт.}$$

Коэффициент согласования по формуле (1.60) имеет значение $\gamma = 0,443$.

6. Элементарные электрические излучатели – вибратор и круглая рамка – на частоте $f = 150 \text{ МГц}$ возбуждаются током, амплитуда которого $I_0 = 2 \text{ А}$. Определить амплитуды напряженности электрического и магнитного полей, создаваемых этими излучателями в точке наблюдения, находящейся на расстоянии $r = 5 \text{ км}$ от излучателей под углом $\theta = \pi/6 \text{ рад}$ к их оси, если длина вибратора $l = 10 \text{ см}$, а диаметр рамки $d_p = 18 \text{ см}$.

Решение

Частоте $f = 150 \text{ МГц}$ соответствует длина волны

$$\lambda = c/f = \frac{3 \cdot 10^8}{150 \cdot 10^6} = 2 \text{ м.}$$

Пользуясь формулами (1.1) и (1.4), находим:

- для вибратора

$$|E_\theta| = \frac{30I_0 k l}{r} \sin \theta = \frac{30 \cdot 2\pi \cdot 2 \cdot 10 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 5 \cdot 10^3} \sin(\pi/6) \approx 1,88 \text{ мВ/м;}$$

$$|H_\varphi| = |E_\theta| / 120\pi = \frac{1,88 \cdot 10^{-3}}{120\pi} \approx 5 \text{ мкА/м;}$$

- для рамки (площадь рамки $S_p = \pi d_p^2 / 4$)

$$|E_\varphi| = \frac{30\pi^3 d_p^2 I_0}{\lambda^2 r} \sin \theta = \frac{30\pi^3 (18 \cdot 10^{-2})^2 \cdot 2}{2^2 \cdot 5 \cdot 10^3} \sin(\pi/6) \approx 1,5 \text{ мВ/м;}$$

$$|H_\theta| = |E_\varphi| / 120\pi = \frac{1,5 \cdot 10^{-3}}{120\pi} \approx 4 \text{ мкА/м.}$$

Вопросы для самоконтроля

Основные характеристики и параметры антенн

1. Понятие и особенности диапазона СВЧ.
2. Что такое антенна?
3. Определение и особенности класса линейных антенн.
4. Определение и особенности класса апертурных антенн.
5. В чём заключается различие понятий «центр излучения антенны» и «фазовый центр антенны».
6. Понятие поляризации, её виды.
7. Особенности низкочастотных антенн.
8. Особенности антенн СВЧ.
9. Принцип электродинамического подобия и его применение в антенной технике.

2. Элементы общей теории антенн

2.1. Линейная непрерывная система

Под линейной непрерывной системой (ЛНС) будем понимать систему однотипных элементарных излучателей, непрерывно распределенных вдоль заданного направления в пространстве. Длина линейной системы произвольна, а ее поперечные размеры много меньше длины волны и ее продольных размеров.

Множитель направленности и КНД

Пусть ось ЛНС совпадает с осью z прямоугольной системы координат (рис. 2.1).

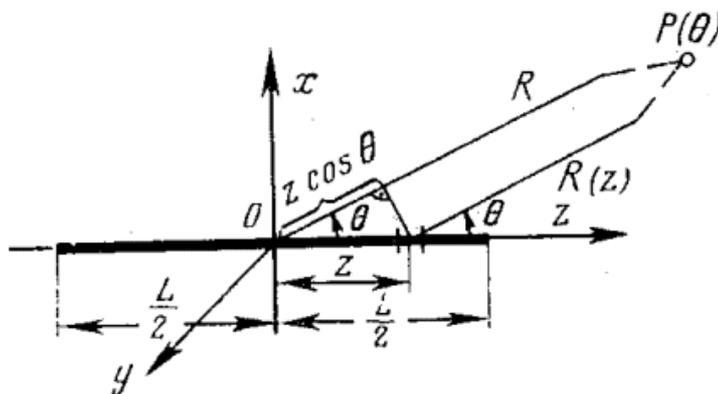


Рис. 2.1. К расчету множителя направленности ЛНС

Диаграмму направленности такого идеализированного излучателя называют множителем направленности (МН) системы. Множитель направленности ЛНС не зависит от азимутальной координаты и обладает осевой симметрией. Он описывает интерференцию сферических волн, излучаемых точечными изотропными источниками, расположенными вдоль оси системы.

По определению МН ЛНС описывается выражением

$$f_{\Sigma}(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} \dot{I}(z) e^{ikz \cos \theta} dz, \quad (2.1)$$

где $\dot{I}(z) = I(z) e^{i\Phi(z)}$ – комплексная амплитуда тока в ЛНС.

Простейшей реализацией ЛНС является прямолинейный провод длиной L с бегущей вдоль него волной электрического тока. Распределение тока описывается функцией

$$I(z) = I_0 e^{ik\xi z}, \quad |z| \leq L/2, \quad (2.2)$$

где $I_0 = const$ – амплитуда тока, $k = 2\pi/\lambda$, $\xi = c/V_{\phi}$,

V_{ϕ} – фазовая скорость волны тока вдоль провода.

Амплитуда тока в ЛНС предполагается постоянной, а фаза с расстоянием меняется по линейному закону. Значение $\xi = 0$ соответствует синфазному распределению тока. При $\xi < 1$ волна будет ускоренной, а в случае $\xi > 1$ – замедленной. Если $\xi = 1$, то волна тока распространяется со скоростью света. ЛНС является эталоном, относительно которого оцениваются свойства линейных систем с другими АФР.

Выражение для нормированного множителя направленности ЛНС получается подстановкой (2.2) в (2.1) и последующим интегрированием:

$$\bar{f}_\Sigma(\theta) = \frac{1}{\psi} \sin \psi, \quad (2.3)$$

где

$$\psi = \frac{1}{2} kL(\cos \theta - \xi). \quad (2.4)$$

Множитель направленности линейного излучателя является вещественной функцией. Поверхность равных фаз поля в дальней зоне имеет вид сферы с центром в середине линейного излучателя. Следовательно, независимо от значения коэффициента ξ фазовый центр линейного излучателя совпадает с его геометрическим центром.

Проведем анализ функции (2.3). Ее график показан на рис. 2.2. Основные

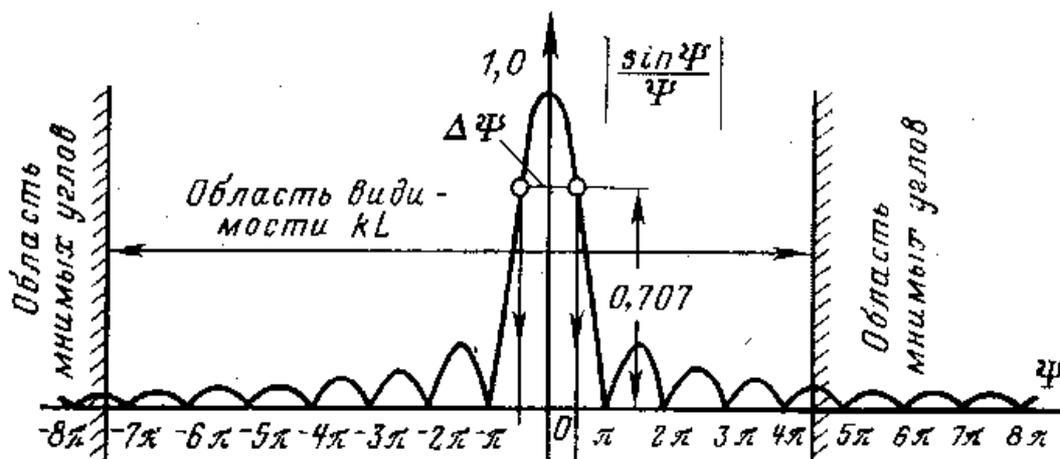


Рис. 2.2. Множитель направленности ЛНС

свойства этой функции: главный лепесток имеет максимум в направлении $\psi = 0$; его ширина по нулям равна 2π ; боковые лепестки симметричны, их ширина по нулям равна π . Нули располагаются в точках $\psi = n\pi, n = \pm 1, \pm 2, \dots$. Уровни боковых лепестков (УБЛ) по напряженности поля относительно главного составляют

$$\text{УБЛ}_n \approx [\pi(|n| + 1/2)]^{-1}, \quad n = 1, 2, \dots - \text{номер лепестка.}$$

Уровень 1-го лепестка по напряженности поля $УБЛ_1 \approx 0,21$ или $-13,2$ дБ. Чем больше электрическая длина системы kL , тем больше количество лепестков в ДН.

Положение главного максимума определяется из условия $\psi = 0$, что дает

$$\theta_0 = \arccos \xi. \quad (2.5)$$

Область $|\cos \theta| \leq 1$ называется видимой областью углов и ей соответствуют значения ψ из интервала $-\pi L/\lambda \leq \psi \leq \pi L/\lambda$. Вне этой области необходимо считать $|\cos \theta| \geq 1$, что соответствует комплексным (мнимым) значениям θ . В случае синфазного возбуждения ($\xi = 0$) главный лепесток будет ориентирован в направлении $\theta_0 = \pi/2$, т.е. имеет место режим поперечного излучения. При $0 < \xi < 1$ имеем режим наклонного излучения, когда главный максимум отклоняется от поперечного направления в сторону движения волны; при $\xi = 1$ он ориентирован строго в направлении оси системы. Это – режим осевого излучения. Форма множителя направленности ЛНС в зависимости от ξ показана на рис. 2.3.

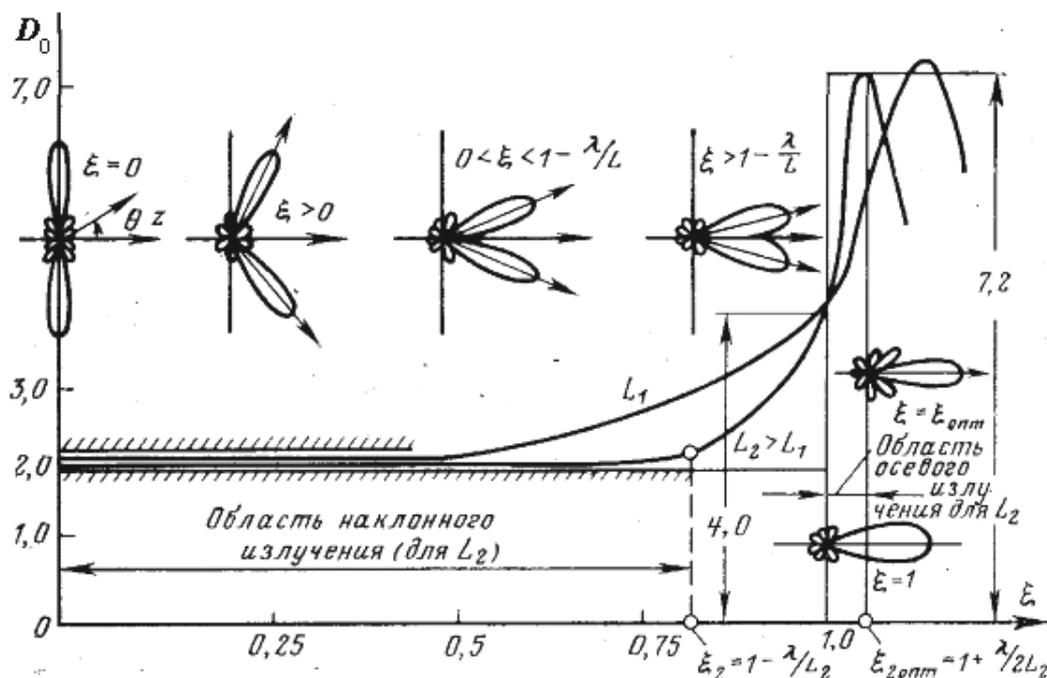


Рис. 2.3. Зависимость множителя направленности ЛНС и её КНД от коэффициента задержки ξ

При дальнейшем увеличении ξ амплитуда главного максимума убывает и он постепенно исчезает, перемещаясь в область мнимых углов комплексной плоскости. При этом увеличивается реактивная мощность и происходит относительный рост УБЛ. Антенна плохо излучает, так как парциальные вол-

ны, излучаемые отдельными элементами системы, в значительной степени компенсируют друг друга. При дальнейшем увеличении ξ система приобретает свойства замедляющей структуры.

Приведем асимптотические выражения для параметров, определяющих излучение длинных ($L \gg \lambda$) ЛНС. Ширина главного лепестка в градусах для режима наклонного излучения равна

$$2\theta_{0,5} \approx \frac{51}{\sin \theta_0} \left(\frac{\lambda}{L} \right), \xi < 1. \quad (2.6)$$

Ширина ДН тем уже, чем больше волновые размеры антенны (L/λ) и чем ближе излучение к поперечному направлению ($\theta = \pi/2$). Для осевого режима главный лепесток ДН шире и

$$2\theta_{0,5} = 108 \sqrt{\lambda/L}, \xi = 1. \quad (2.7)$$

Однако в этом случае имеем направленность системы в двух плоскостях, а в режиме наклонного или поперечного излучения – только в одной.

Для КНД в различных режимах имеем:

для наклонного излучения

$$D_0 \approx 2L/\lambda, L \gg \lambda; \quad (2.8)$$

для осевого

$$D_0 \approx 4L/\lambda, L \gg \lambda. \quad (2.9)$$

В случае осевого излучения система может обеспечить оптимальный режим в смысле достижения максимального значения КНД, который равен

$$D_0^{opt} \approx 7,2L/\lambda; \quad (2.10)$$

при этом ширина ДН в градусах составляет

$$2\theta_{0,5}^{opt} \approx 61 \sqrt{\lambda/L}. \quad (2.11)$$

Для перехода к оптимальному режиму должно выполняться условие

$$\xi^{opt} \approx 1 + \frac{\lambda}{2L}, L \gg \lambda. \quad (2.12)$$

На рисунках 2.4 и 2.5 приведены ДН, рассчитанные для двух размеров ЛНС по формулам (2.3), (2.4) при $\xi = 1$ и $\xi = \xi^{opt}$. Пунктиром показаны ДН в случае, когда элемент системы имеет в плоскости, проходящей через ось системы, направленные свойства и его ДН может быть аппроксимирована функцией $F_{эл}(\theta) = \cos \theta$. Видно, что при больших размерах системы ДН в основном определяется ее множителем направленности, а направленные свойства элемента можно не учитывать, если максимум его ДН и максимум МН ЛНС совпадают.

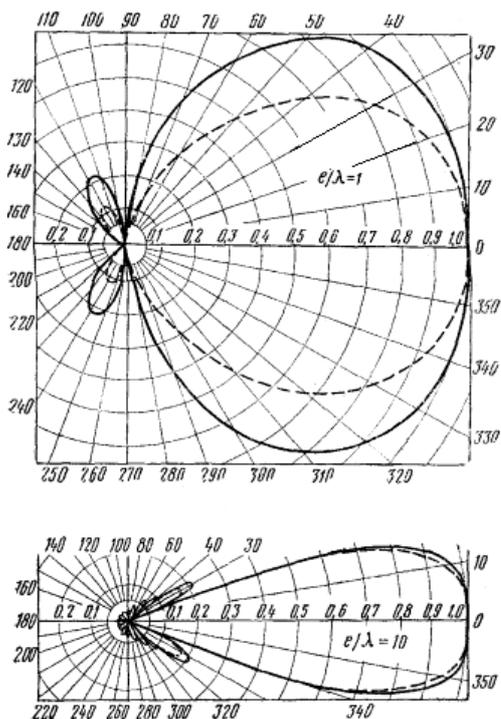


Рис. 2.4. ДН ЛНС для разных волновых размеров и $\xi = 1$

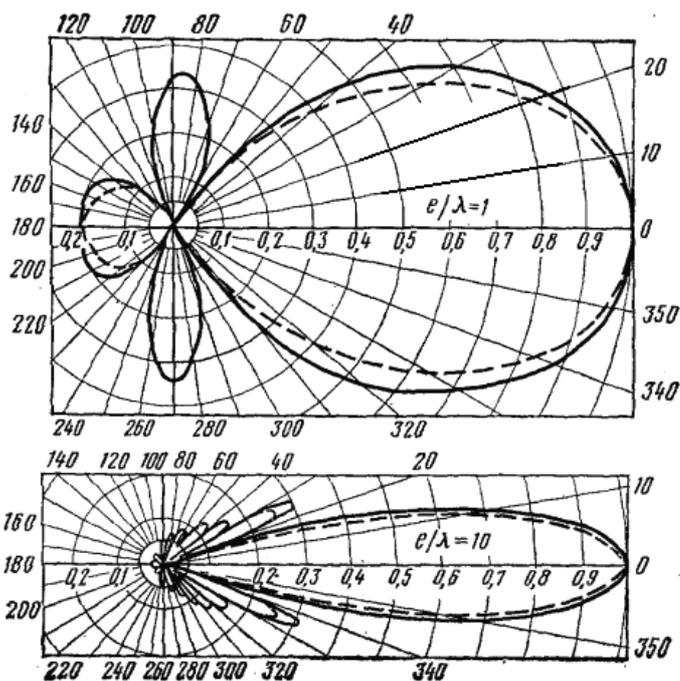


Рис. 2.5. ДН ЛНС для разных волновых размеров и $\xi = \xi^{opt}$

Таким образом, увеличение волновых размеров системы является основным способом повышения ее направленности. В случае осевого излучения при заданных волновых размерах ЛНС для формирования оптимального (в смысле достижения максимального значения КНД) режима в ней необходимо обеспечить некоторое замедление; или при заданном замедлении выбрать оптимальные размеры.

2.2. Влияние амплитудно-фазового распределения на характеристики излучения линейной непрерывной системы

Для выяснения влияния вида АФР на характеристики излучения ЛНС рассмотрим по отдельности, независимо друг от друга, влияние амплитудного и фазового распределений.

Влияние формы амплитудного распределения в синфазной системе

Основным недостатком ЛНС с постоянным амплитудным распределением является высокий уровень бокового излучения ($-13,2$ дБ). С целью уменьшения уровня боковых лепестков переходят к неравномерному амплитудному распределению, максимальному в центре и симметрично спадающему к краям, например типа

$$\bar{I}(z) = (1 - \delta) + \delta \cos(\pi z/L), \quad |z| \leq L/2, \quad (2.13)$$

где величина δ определяет относительное уменьшение амплитуды тока на концах, т.е. ее неравномерную составляющую. Это распределение называется

ся “косинус на пьедестале”. Представив косинус в виде суммы двух экспонент, перепишем (2.13) в виде

$$\bar{I}(z) = \sum_{n=-1}^1 a_n e^{in\pi z/L}, \quad |z| \leq L/2, \quad (2.14)$$

где $a_0 = (1 - \delta)$, $a_1 = a_{-1} = \delta/2$.

Подставив это распределение под знак интеграла (2.1) и вычислив его, получим выражения для нормированного множителя направленности системы

$$\bar{f}_{\Sigma}(\theta) = \sum_{n=-1}^1 a_n \frac{\sin(\psi - n\pi)}{(\psi - n\pi)}, \quad (2.15)$$

где

$$\psi = \frac{1}{2} kL \cos \theta. \quad (2.16)$$

В частном случае $\delta = 1$ имеем полностью спадающее к краям косинусоидальное распределение. В этом случае для нормированного множителя направленности системы из (2.15) можно получить

$$\bar{f}_{\Sigma}(\psi) = \frac{\cos \psi}{1 - \left(\frac{2}{\pi} \psi\right)^2}. \quad (2.17)$$

Добавление в (2.15) к основному члену ряда ($n=0$) двух сдвинутых по фазе слагаемых не меняет направление максимального излучения, так как $\sin(\psi \pm \pi) = -\sin \psi$. Неравномерность амплитудного распределения приводит к уменьшению эффективной длины антенны, которая при косинусоидальном амплитудном распределении имеет значение

$$l_{\text{эф}} = \frac{2}{\pi} l. \quad (2.18)$$

Уменьшение эффективной длины ведет к расширению главного лепестка ДН до значения (в градусах)

$$2\theta_{0,5} \approx 68 \frac{\lambda}{L}. \quad (2.19)$$

У некоторых типов антенн амплитудное распределение может быть несимметричным относительно их геометрического центра. Для оценки влияния на ДН асимметрии амплитудного распределения рассмотрим синфазную ЛНС с экспоненциальным распределением вида

$$I(z) = I_0 e^{-\tau z}, \quad (2.20)$$

где τ – коэффициент спада амплитудного распределения.

Подставив (2.20) в (2.1), после интегрирования получим

$$f_{\Sigma}(\psi) = \left| \sqrt{\frac{ch \tau L - \cos 2\psi}{(\tau L)^2 / 2 + 2\psi^2}} \right|, \quad (2.21)$$

где ψ определено в (2.16).

В случае экспоненциального амплитудного распределения ДН синфазной системы остается симметричной относительно нормали к оси ЛНС (рис. 2.6). Характерными особенностями синфазных систем с несимметричным амплитудным распределением являются: расширение главного лепестка, отсутствие точечного фазового центра и отсутствие в ДН нулей. Последние обусловлено различиями в амплитудах возбуждения двух половин ЛНС и, следовательно, невозможностью полной взаимной компенсации полей на любом направлении. А это приводит к увеличению уровня бокового излучения. Аналогичные особенности имеют ДН синфазных систем с другими несимметричными амплитудными распределениями.

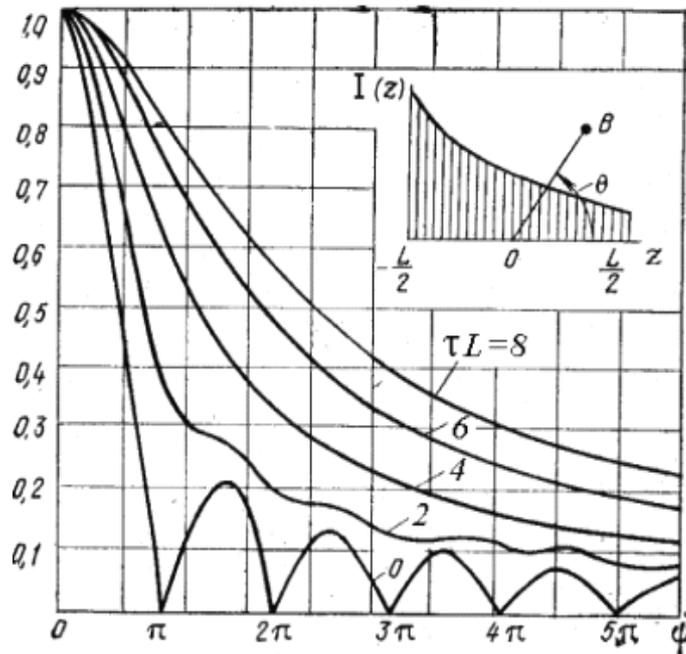


Рис. 2.6. Нормированный множитель направленности синфазной ЛНС при несимметричном экспоненциальном амплитудном распределении

Таким образом, синфазные системы с постоянным амплитудным распределением возбуждения имеют более высокий КНД по сравнению с КНД линейных систем с другими распределениями. Переход к симметричному спадающему амплитудному распределению ведет в ЛНС к расширению главного лепестка ДН, снижению КНД и уменьшению уровня боковых лепестков. Асимметрия амплитудного распределения приводит к увеличению уровня бокового излучения, исчезновению нулей в ДН, расширению главного лепестка и отсутствию у системы точечного фазового центра.

Влияние фазовых изменений в системе с постоянным амплитудным распределением

Из-за несовершенства технологий или ошибок в изготовлении элементов антенной системы линейность фазового распределения возбуждения может искажаться, что приводит к нарушению формы ДН и снижению КНД.

Различают систематические (детерминированные) и случайные фазовые искажения (ошибки). Пусть распределение тока в ЛНС описывается выражением

$$\dot{I}(z) = I_0 e^{i[\xi kz + \Phi(z)]}, \quad I_0 = const, \quad (2.22)$$

а фазовые изменения представляют некоторую гладкую функцию, которая может быть разложена в ряд вида

$$\Phi(z) = \Phi_1 \left(2z/L\right) + \Phi_2 \left(2z/L\right)^2 + \Phi_3 \left(2z/L\right)^3 + \dots, \quad (2.23)$$

где $\Phi_n = const$ – максимальные фазовые отклонения степени n на краю системы, т.е. при $|z| = L/2$.

Если $\Phi(z) = 0$, то искажения отсутствуют.

1. Пусть только $\Phi_1 \neq 0$. Подставив в (2.22) первый член разложения (2.23), затем в (2.1) и выполнив интегрирование, для нормированного множителя направленности получим

$$\bar{f}_\Sigma(\theta) = \frac{\sin(\psi + \Phi_1)}{(\psi + \Phi_1)}, \quad (2.24)$$

где ψ имеет прежний вид (2.4).

Таким образом, как видно из (2.24), форма ДН остается неизменной, а максимум излучения отклоняется от нормали (к оси системы) на величину Φ_1 . Для длинных систем ($L \gg \lambda$) максимум отклоняется на угол (в радианах)

$$\delta\theta_1 = \frac{\Phi_1}{2,78} 2\theta_{0,5}, \quad (2.25)$$

где $2\theta_{0,5}$ – ширина ДН у системы, не имеющей фазовых искажений.

Влияние подобных искажений на МН ЛНС показано на рис. 2.7.

В технике антенн управляемое электрическим способом отклонение главного лепестка ДН от нормали за счет создания линейного фазового распределения используется для сканирования, т.е. обзора пространства посредством перемещения ДН. Антенна при этом остается неподвижной. Так как в соответствии с (2.4) связь между ψ и θ не является линейной, это приводит при сканировании к расширению главного лепестка ДН и его асимметрии относительно направления максимума излучения. Искажения растут при увеличении угла сканирования.

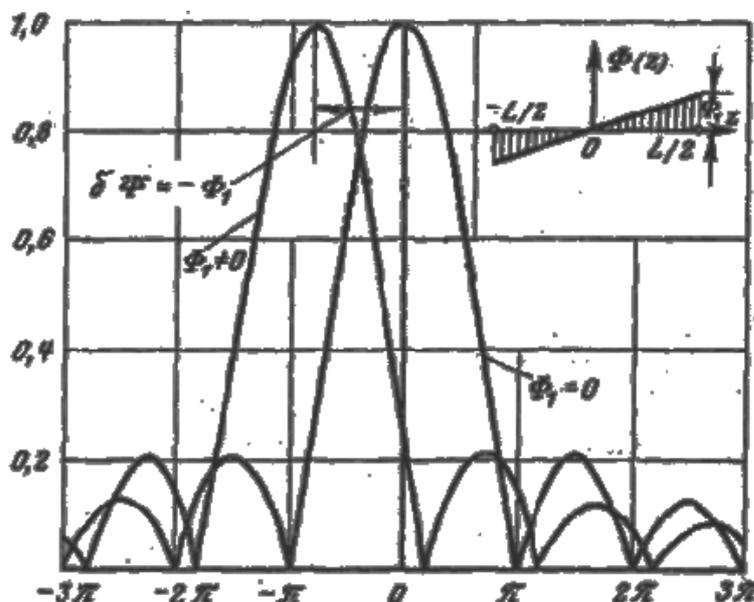


Рис. 2.7. Искажение множителя направленности ЛНС при линейных фазовых изменениях

2. Квадратичные фазовые изменения ($\Phi_2 \neq 0$) при $|\Phi_2| < \pi$ не вызывают смещение максимума ДН, однако приводят к снижению КНД и КИП. В ДН появляются симметричные искажения, заключающиеся в расширении главного лепестка (вплоть до его раздвоения при $|\Phi_2| > \pi$), росте боковых лепестков и их слиянии с главным лепестком, что вызывает еще большее его расширение (см. рис. 2.8). Если $|\Phi_2| < \pi/4$, то множитель направленности системы мало отличается от случая синфазного распределения.

Квадратичные фазовые искажения чаще всего встречаются в коротких рупорных антеннах и в параболических зеркальных антеннах при осевом смещении облучателя из фокуса зеркала.

3. Кубические фазовые изменения ($\Phi_3 \neq 0$) приводят к отклонению максимума излучения на величину (в радианах)

$$\delta\theta_3 = \frac{\Phi_3}{4,65} 2\theta_{0,5}, \quad (2.26)$$

и искажению ДН, которое заключается в появлении асимметрий главного лепестка и в уровнях боковых лепестков; причем увеличение уровня последних происходит с той стороны, в которую отклоняется максимум ДН (см. рис. 2.9). Происходит также расширение главного лепестка, снижение КНД и КИП. Эти искажения встречаются, например, у параболических зеркальных антенн при смещении облучателя из фокуса в поперечном направлении. Искажения такого рода особенно нежелательны в антенных системах РЛС, так как вследствие смещения максимума ДН приводят к ошибкам пеленга.

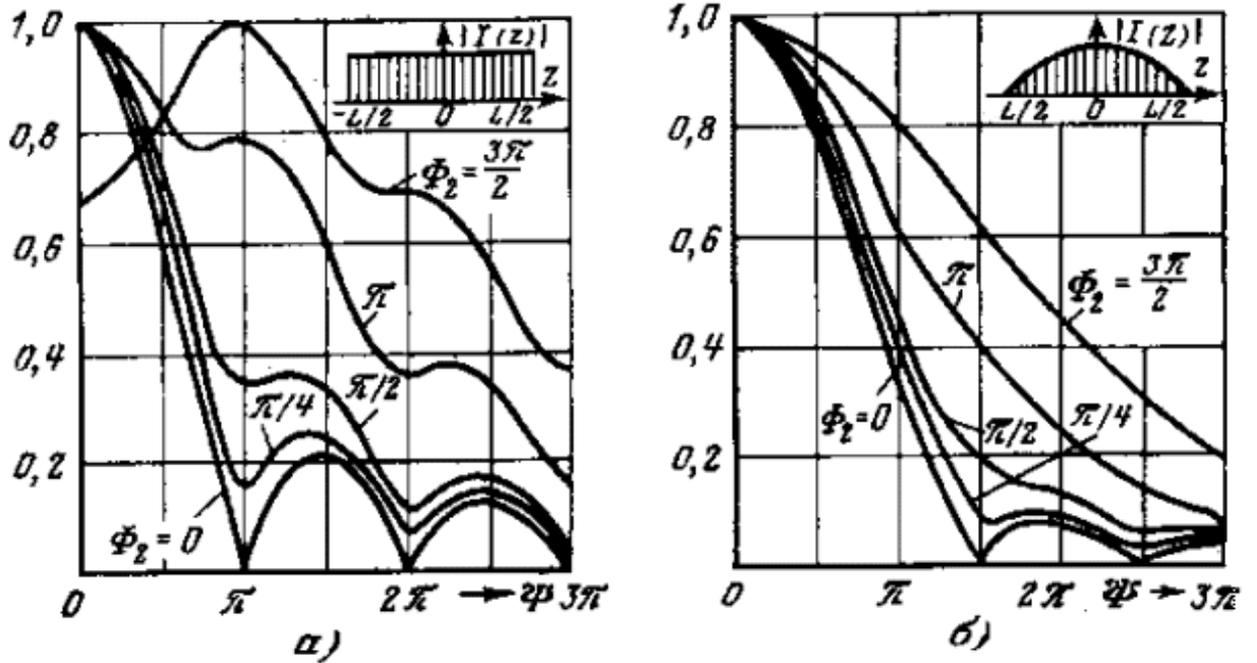


Рис. 2.8. Искажение множителя направленности ЛНС при квадратичных фазовых изменениях и различных амплитудных распределениях

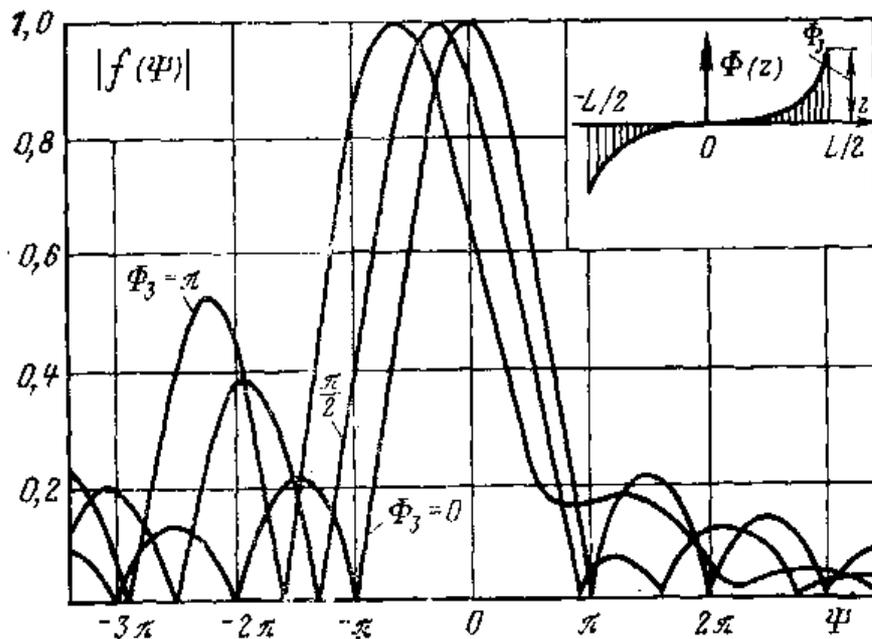


Рис. 2.9. Искажение множителя направленности ЛНС при кубических фазовых изменениях

Влияние на ДН всех типов фазовых искажений уменьшается при спадающем к краям системы амплитудном распределении, так как снижается вклад в поле излучения от наиболее расфазированных концевых участков.

2.3. Линейная дискретная система

Для получения высокой направленности излучения в ряде случаев более целесообразно вместо ЛНС применение линейных дискретных систем (ЛДС) или антенных решёток (АР). Парциальные ДН или ДН элементов системы часто предполагаются одинаковыми, что эквивалентно предположению об одинаковом законе распределения тока на каждом элементе. Излучение ЛДС в этом случае полностью определяется законом размещения центров излучателей вдоль оси системы и законом распределения комплексных амплитуд токов на отдельных элементах, т. е. амплитудно-фазовым распределением (АФР). В качестве элементов АР обычно используются слабонаправленные излучатели (вибратор с рефлектором, щелевые, печатные антенны, волноводные излучатели и др.), поэтому результирующая ДН ЛДС близка по форме к МН системы.

Множитель направленности

Для линейной дискретной системы или линейной АР, состоящей из N излучающих элементов, множитель направленности равен

$$f_{\Sigma}(\theta) = \sum_{n=1}^N \dot{I}_n e^{ikz_n \cos \theta}, \quad (2.27)$$

где угол θ отсчитывается от положительного направления оси z ; z_n – координаты элементов; $\dot{I}_n = I_n e^{i\Phi_n}$ – комплексная амплитуда тока в излучателе с номером n ; $z_n \cos \theta$ – разность в точке наблюдения хода лучей, проведенных из геометрического центра системы и из центра отдельного элемента (см. рис. 2.10).

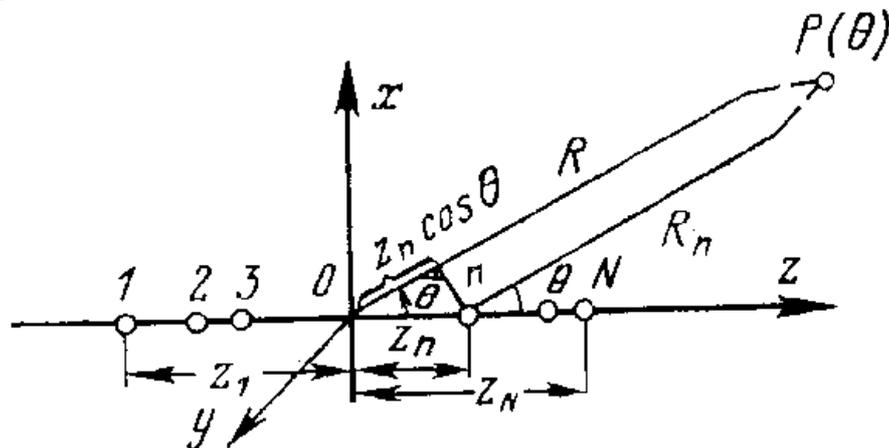


Рис. 2.10. К расчету множителя направленности ЛДС

Рассмотрим эквидистантную решётку, в которой одинаковые излучатели располагаются с постоянным шагом d в точках $z_n = (n-1)d$, n – номер излучателя. Эти точки называются узлами решётки. Пусть элементы возбуждаются токами равной амплитуды с линейно нарастающим вдоль решётки фазовым сдвигом

$$I_n = I_0 e^{i(n-1)\Delta\Phi}, \quad (2.28)$$

где $\Delta\Phi = \xi kd$ – разность фаз между двумя соседними излучателями;
 $n = 1, 2, \dots, N$.

Случай $\xi = 0$ или $\Delta\Phi = 0$ соответствует синфазному возбуждению.

Подставив (2.28) в (2.27), для нормированного множителя направленности решётки получим выражение

$$\bar{f}_\Sigma(\theta) = \frac{\sin \psi}{N \sin(\psi/N)}, \quad (2.29)$$

$$\psi = \frac{1}{2} Nkd (\cos \theta - \xi) = \frac{1}{2} kL (\cos \theta - \xi), \quad (2.30)$$

где $L = Nd$ называется эквивалентной длиной решётки.

Если длину решётки зафиксировать, то при $N \rightarrow \infty$ можно совершить предельный переход к ЛНС и выражение (2.29) совпадет с (2.3). Таким образом, для большого числа излучателей функции ψ в этих двух случаях будут близки. Последнее означает, что характеристики излучения дискретной и непрерывной систем также будут близки и для расчета главного лепестка ДН ЛДС можно пользоваться ранее записанными формулами для ЛНС. Однако для дискретных систем функция $\bar{f}_\Sigma(\theta)$ имеет свои особенности, а именно: является периодической функцией и при значениях $\psi_m = mN\pi$, $m = \pm 1, \pm 2, \dots$, имеет максимумы (см. рис. 2.11).

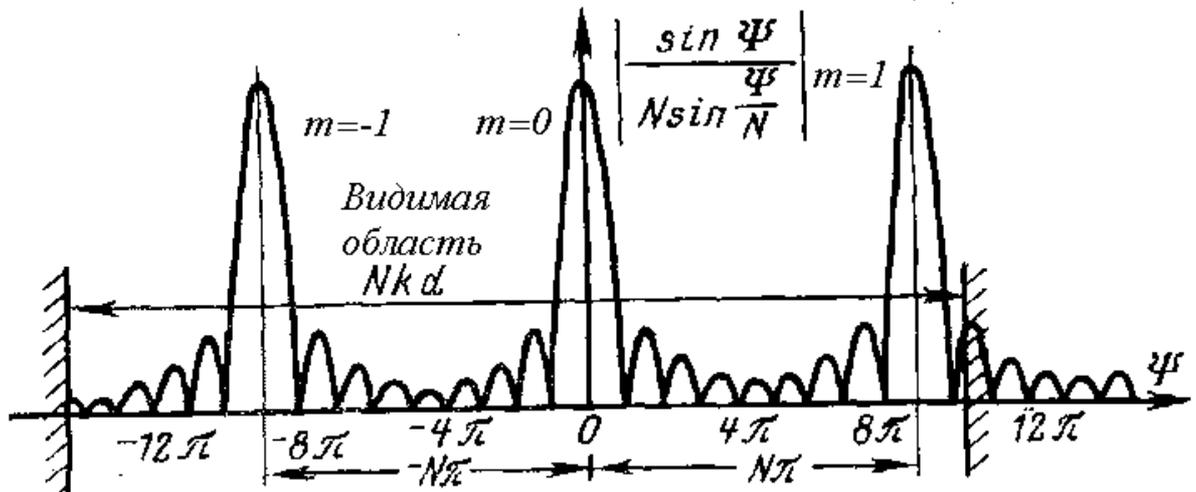


Рис. 2.11. Множитель направленности ЛДС

Они называются дифракционными или побочными главными максимумами. У основного главного максимума направление остается прежним, находится из условия $\psi_0 = 0$ и равно $\theta_0 = \arccos \xi$.

Подавление дифракционных максимумов

В видимую область, границы которой определяются неравенством

$$-\frac{1}{2}Nkd(1+\xi) \leq \psi \leq \frac{1}{2}Nkd(1-\xi), \quad (2.31)$$

попадают также дифракционные максимумы, что приводит к падению КНД и ухудшению помехозащищенности системы. Число дифракционных максимумов зависит от эквивалентной длины решетки: чем длиннее решетка, тем больше у нее дифракционных максимумов. Поэтому их стараются устранить, используя следующие основные способы: ограничение шага решетки, применение направленных элементов, неэквидистантное расположение излучателей.

1. Если шаг решетки ограничить неравенством

$$d/\lambda \leq \frac{1}{1+\xi} \cdot \frac{N-1}{N}, \quad 0 \leq \xi \leq 1, \quad (2.32)$$

то дифракционные максимумы полностью уйдут в область мнимых углов. Как следует из (2.32), в режиме поперечного излучения ($\xi = 0$) элементы должны быть расположены на расстоянии $d < \lambda$, а в режиме осевого излучения ($\xi = 1$) на расстоянии $d < \lambda/2$. Если в требованиях на проектирование есть ограничения на боковые лепестки, которые при удалении от главного должны быть убывающими по амплитуде, то вместо (2.32) необходимо поставить более жесткое условие

$$d/\lambda < \frac{1}{2(1+\xi)} \cdot \frac{N-1}{N}. \quad (2.33)$$

Таким образом, при выполнении условий (2.32), (2.33) ДН непрерывной и дискретной систем могут отличаться лишь боковыми лепестками, имея одинаковые главные лепестки. Эти свойства сохраняются и при других амплитудно-фазовых распределениях. КНД линейной антенной решетки с ограниченным шагом рассчитывается по формулам (2.8) и (2.9) для КНД линейного непрерывного излучателя, в которых необходимо считать $L = Nd$. В случае осевого излучения возможен также оптимальный режим, параметры которого определяются выражениями (2.10) – (2.12).

2. Идея применения направленных элементов основывается на использовании теоремы о перемножении диаграмм направленности, из которой следует, что если ДН одного элемента $\vec{F}_{эл}(\theta)$ имеет минимум в направлении дифракционных максимумов множителя направленности системы $f_{\Sigma}(\theta)$, то величина дифракционных максимумов в суммарной ДН решетки $\vec{F}_{\Sigma}(\theta)$ будет уменьшена (см. рис. 2.12). Однако такой способ при сканировании ДН, т.е. при изменении углового положения в пространстве максимума излучения решетки, в том числе относительно максимума излучения отдельного

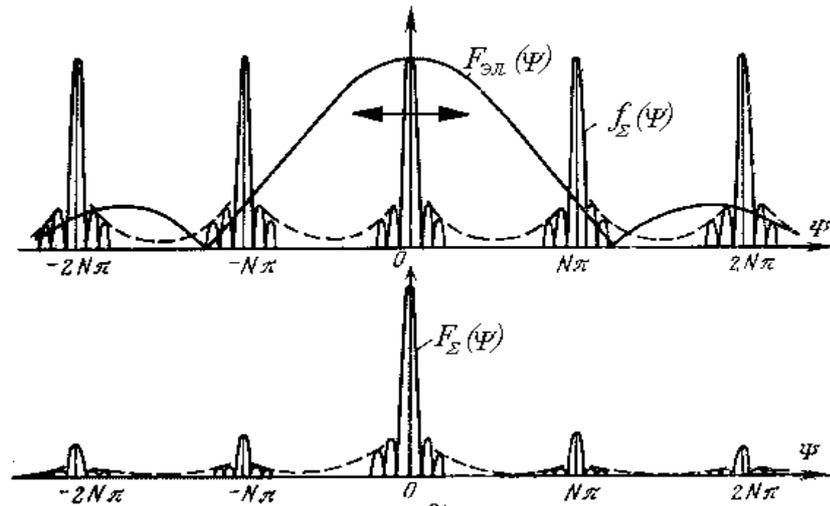


Рис. 2.12. Подавление дифракционных максимумов при использовании направленных элементов

элемента (на рис. 2.12 это смещение показано стрелкой), приводит к снижению уровня основного главного максимума, возрастанию ближайших к основному дифракционных максимумов и асимметрии в уровнях лепестков.

3. В эквидистантой решётке направления главных максимумов в видимой области определяются из условия

$$\theta_m = \arccos\left(\xi + m \frac{\lambda}{d}\right), m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.34)$$

Видно, что положение главного максимума ($m=0$) не зависит от шага решётки и определяется только значением $\xi = \frac{\Delta\Phi}{kd}$, где $\Delta\Phi$ – разность фаз между двумя соседними элементами. Если расстояние между элементами d_n сделать не одинаковым и одновременно изменять $\Delta\Phi_n$ так, чтобы ξ осталось неизменным, то положение основного главного максимума сохранится, а положения дифракционных максимумов у разных пар элементов будут различными из-за разных d_n в (2.34). В конечном итоге при перемножении ДН это приведет к уменьшению уровней дифракционных максимумов. Подобная идея реализована в неэквидистантных антенных решётках, имеющих широкое распространение.

2.4. Плоские излучающие раскрывы

Множитель направленности

Линейные излучающие системы формируют остронаправленное излучение и обеспечивают сканирование только в плоскости, проходящей через ось системы. Для сужения ДН в другой плоскости необходимо увеличить и другой размер излучающей системы, т.е. перейти к двумерным (поверхностным) излучающим системам или раскрывам. Большинство антенных уст-

ройств СВЧ диапазона (волноводные, рупорные, линзовые, зеркальные) излучают из раскрывов (апертур) плоской формы. Для получения высокой направленности размеры раскрыва обычно выбирают значительно больше длины волны (поперечник $L \gg \lambda$, площадь $S \gg \lambda^2$). Их наиболее распространенные формы – прямоугольная и круглая. Круглые раскрывы могут обеспечить более высокую направленность. Распределение источников в раскрыве может быть как непрерывным, так и дискретным.

В декартовой системе координат рассмотрим дискретную систему, образованную N излучателями, расположенными в одной плоскости (см. рис. 2.13). Плоскость раскрыва совпадает с плоскостью xOy , а ось z

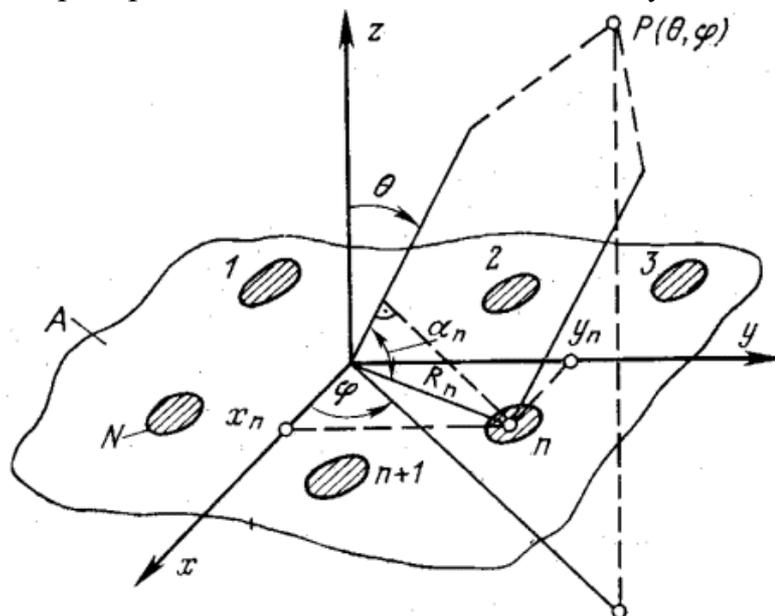


Рис. 2.13. К расчету множителя направленности плоского раскрыва

перпендикулярна этой плоскости. Предполагается, что излучатели (элементы) подобны и имеют одинаковые ДН, а амплитудно-фазовое распределение возбуждения на раскрыве известно. Чтобы воспользоваться теоремой о перемножении диаграмм направленности, нам необходимо найти множитель направленности системы. Для множителя направленности дискретной системы из N изотропных излучателей, расположенных в точках (x_n, y_n) плоского раскрыва, можно записать

$$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N \dot{I}_n \cdot e^{ikR_n \cos \alpha_n}, \quad (2.35)$$

где $\dot{I}_n = I_n \cdot e^{i\Phi_n}$ – комплексная амплитуда возбуждения элемента; $R_n \cos \alpha_n = \sin \theta (x_n \cos \varphi + y_n \sin \varphi)$ – разность хода в точку наблюдения между лучами, выходящими из центра общей сферической системы координат и из центров излучающих элементов.

Если элементы в раскрыве расположены непрерывно, то вместо (2.35) следует положить

$$f(\theta, \varphi) = \int_S \dot{I}(x, y) \cdot e^{ik \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} dx dy, \quad (2.36)$$

где $\dot{I}(x, y) = I(x, y) \cdot e^{i\Phi(x, y)}$ – амплитудно-фазовое распределение возбуждения, S – площадь раскрыва.

Пусть излучающая система представляет собою отверстие площадью $S \gg \lambda^2$ в бесконечно протяженном плоском экране, совпадающем с плоскостью $z = 0$ и разделяющем верхнее и нижнее полупространства. Возбуждение отверстия осуществляется из нижнего полупространства плоской электромагнитной волной, распространяющейся в направлении оси z . Пусть ее компоненты будут E_x и $H_y = E_x/w$. Полное электромагнитное поле в отверстии больших электрических размеров близко к полю не возмущенной плоской волны, а токи на верхней теневой поверхности экрана малы по сравнению с эквивалентными токами в отверстии. Поэтому приближенно отверстие можно заменить излучающим раскрывом S и пренебречь влиянием краевых эффектов и излучением остальных участков плоскости $z = 0$. Элементарная площадка раскрыва $ds = dx dy$ представляет собой элемент Гюйгенса, т.е. электрически малую плоскую площадку с постоянным распределением компонент напряженности электрических и магнитных полей, которые между собой связаны через волновое сопротивление среды. В этом смысле элемент Гюйгенса это – малый участок фронта плоской волны. Напряженность электромагнитного поля в дальней зоне, создаваемая элементом Гюйгенса, равна

$$\vec{E} = (\vec{e}_\theta \cos \theta - \vec{e}_\varphi \sin \varphi) \cdot \frac{i(1 + \cos \theta)}{2\lambda r} e^{ikr} \int_S \dot{E}(x, y) \cdot e^{ik \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} dx dy. \quad (2.37)$$

Напряженность поля имеет две синфазные компоненты E_θ и E_φ . При синфазном возбуждении раскрыва максимальное излучение оказывается ориентированным вдоль оси z , где разность хода лучей для всех элементов раскрыва равна нулю.

КНД, КИП и эффективная поверхность синфазного раскрыва

Модуль \vec{E} в направлении максимума излучения ($\theta = 0$), как следует из (2.37), равен

$$|\vec{E}| = E_{\max} = \frac{\left| \int_S \dot{E}_x(x, y) ds \right|}{\lambda r}. \quad (2.38)$$

КНД апертурного излучателя в этом направлении (по отношению к изотропному точечному источнику) можно вычислить как отношение в дальней зоне радиальной составляющей вектора Пойнтинга в направлении максимального

излучения Π_r^{\max} к среднему значению радиальной составляющей вектора Π_r^{cp} через поверхность сферы радиуса $r = const \rightarrow \infty$

$$D_0 = \frac{\Pi_r^{\max}}{\Pi_r^{cp}}, r = const \rightarrow \infty. \quad (2.39)$$

Очевидно, что

$$\Pi_r^{\max} = \frac{1}{2w} \cdot |E_{\max}|^2, \quad \Pi_r^{cp} = \frac{P_{\Sigma}}{4\pi r^2}.$$

Мощность излучения проще всего найти, вычисляя поток вектора Пойнтинга через поверхность раскрыва S ,

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S (E_x H_y^*) ds = \frac{1}{2w_S} \int_S |E_x(x, y)|^2 ds.$$

После подстановки в (6.39) получим

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot \frac{\left| \int_S \dot{E}_x(x, y) ds \right|^2}{\int_S |E_x(x, y)|^2 ds}. \quad (2.40)$$

В случае постоянного ($\dot{E}_x = const$) амплитудного распределения в раскрыве сразу находим

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2} S, \quad (2.41)$$

где S – геометрическая площадь раскрыва.

Для произвольного амплитудного распределения КНД равен

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{эф}}, \quad (2.42)$$

где $S_{\text{эф}}$ – эффективная площадь раскрыва.

Сравнивая эти два выражения, приходим к выводу, что эффективная площадь $S_{\text{эф}}$ плоского синфазного раскрыва с постоянным амплитудным распределением возбуждения в точности равна его геометрической площади S . Также видно, что увеличивая отношение S/λ^2 , можно получить очень высокие значения КНД. Например, квадратный раскрыв со стороной, равной 10λ , имеет $D_0 \approx 1250$. При неравномерном и несинфазном распределении $S_{\text{эф}} < S$ и $D < D_0$.

Коэффициент использования поверхности апертуры (КИП) равен

$$v = \frac{S_{\text{эф}}}{S} = \frac{D}{D_0} = \frac{\left| \int_S \dot{E}_x(x, y) ds \right|^2}{S \cdot \int_S \left| \dot{E}_x(x, y) \right|^2 ds} \leq 1. \quad (2.43)$$

Подчеркнем, что КИП не зависит от формы ДН элемента раскрыва, поэтому вместо компоненты E_x плоской волны может стоять любая функция распределения возбуждения $I(x, y)$.

Раскрыв прямоугольной формы

Рассмотрим раскрыв прямоугольной формы размером $a \times b$ с разделяющимся АФР, т.е. $I(x, y) = I(x) \cdot I(y)$. Такое распределение обычно и реализуется в антенных системах. Подставив в (2.36), получим

$$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} I(x) e^{ikx \sin \theta \cos \varphi} dx \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} I(y) e^{iky \sin \theta \sin \varphi} dy, \quad (2.44)$$

В (2.44) каждый из сомножителей по форме совпадает с множителем направленности ЛНС. В случае синфазного равноамплитудного распределения $I(x) = I(y) = \text{const}$ сразу находим

$$f_{\Sigma}(\psi_x, \psi_y) = \frac{\sin \psi_x}{\psi_x} \cdot \frac{\sin \psi_y}{\psi_y}, \quad (2.45)$$

где $\psi_x = \frac{1}{2} ka \sin \theta \cos \varphi$, $\psi_y = \frac{1}{2} kb \sin \theta \sin \varphi$.

На плоскости обобщенных угловых переменных ψ_x и ψ_y можно выделить видимую область, границы которой соответствуют $\theta = \pm \pi/2$, т.е. предельному случаю излучения вдоль плоскости раскрыва. С увеличением размеров раскрыва в видимую область попадает все большее число боковых лепестков. В качестве примера на рис. 2.14 приведен рельеф МН прямоугольного раскрыва. Обычно его рассматривают в двух главных плоскостях xoz и yoz , где он совпадает с МН соответствующих ЛНС. Поэтому все полученные для них результаты можно перенести на апертурные излучатели, естественно с учетом соответствия АФР. Некоторое отличие будет в КНД. Например, для синфазного раскрыва с постоянной амплитудой имеем

$$D_0 = 4\pi \frac{S}{\lambda^2} = \pi \left(\frac{2a}{\lambda} \right) \left(\frac{2b}{\lambda} \right) = \pi D_x D_y, \quad (2.46)$$

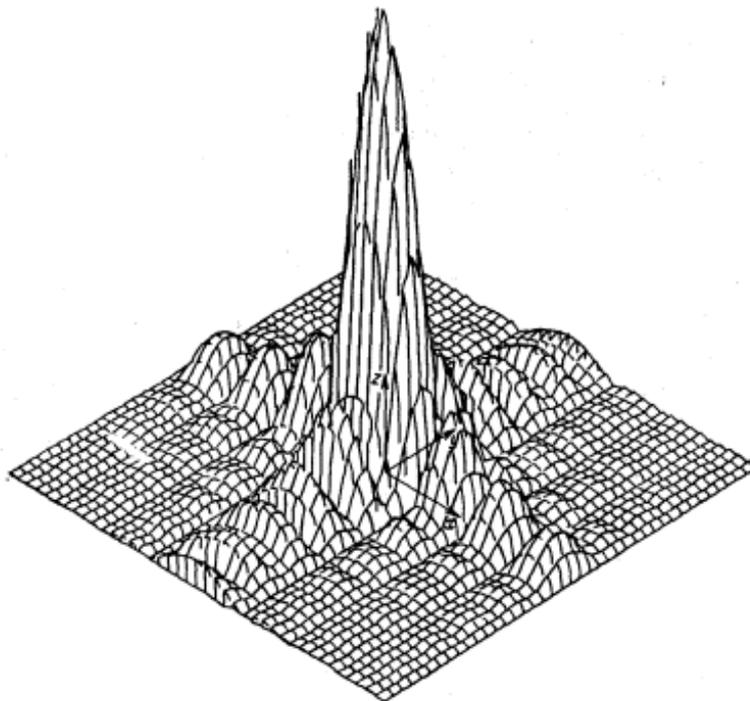


Рис. 2.14. Рельеф множителя направленности прямоугольного синфазного раскрыва

где согласно формуле (2.8) D_x и D_y – КНД эквивалентных ЛНС с размерами $a \gg \lambda$ и $b \gg \lambda$; число π можно рассматривать как эквивалентный КНД элемента раскрыва, близкий по значению к КНД элемента Гюйгенса, который равен 3,0.

Положением максимума ДН в пространстве можно управлять, создавая линейно изменяющееся фазовое распределение возбуждения. Зададим в плоском прямоугольном раскрыве АФР в виде суперпозиции двух бегущих волн с одинаковой амплитудой

$$I(x, y) = I_0 \cdot e^{ik(\xi_x x + \xi_y y)}, \quad \xi_x = \frac{c}{V_{\phi x}}, \quad \xi_y = \frac{c}{V_{\phi y}}. \quad (2.47)$$

Фактически эту суперпозицию можно рассматривать как одну бегущую волну, распространяющуюся в плоскости раскрыва в направлении $\varphi = \text{arctg}(\xi_y / \xi_x)$ и представленной в виде проекции на оси декартовой системы координат. Подставив (2.47) в (2.36), для множителя направленности после интегрирования получим выражение (2.45), но в котором

$$\psi_x = \frac{1}{2} ka(\sin \theta \cos \varphi - \xi_x), \quad \psi_y = \frac{1}{2} kb(\sin \theta \sin \varphi - \xi_y). \quad (2.48)$$

В случае синфазного распределения было $\xi_x = \xi_y = 0$.

Направление главного максимума излучения находится из условия $\psi_x = \psi_y = 0$, приводящего к так называемой формуле фазирования излучения в заданном направлении θ_0, φ_0

$$\xi_x = \sin\theta_0 \cos\varphi_0, \xi_y = \sin\theta_0 \sin\varphi_0. \quad (2.49)$$

Из неё находятся значения ξ_x и ξ_y , связанные с фазовыми скоростями $V_{\phi x}, V_{\phi y}$, которые необходимы для ориентации главного максимума излучения в направлении θ_0, φ_0 . Эта формула справедлива для любой формы раскрыва и произвольного амплитудного распределения. При отклонении луча ДН от нормали к раскрыву, например при сканировании, происходит уменьшение КНД по сравнению с КНД при синфазном раскрыве ($\theta_0 = 0$) по „закону косинуса”

$$D = D_0 \cos\theta_0 = \frac{4\pi S_{\text{эф}} \cos\theta_0}{\lambda^2}, \theta_0 < \frac{\pi}{2}, \quad (2.50)$$

где $S_{\text{эф}}$ – эффективная площадь синфазного раскрыва с произвольным амплитудным распределением.

Синфазный раскрыв круглой формы

Для получения узких ДН широко используются антенны с круглым синфазным раскрывом радиуса $a \gg \lambda$ и амплитудным распределением поля в раскрыве $I(\rho')$, близким к осесимметричному. К ним относятся параболические зеркальные антенны, линзовые, конические рупорные антенны.

Рассмотрим множитель системы такого раскрыва. Введя на раскрыве полярную систему координат (ρ', φ') и учитывая, что $dS = \rho' d\rho' d\varphi'$, можем записать

$$f_{\Sigma}(\theta, \varphi) = \left| \int_0^{2\pi} \int_0^a I(\rho') e^{ik\rho' \sin\theta \cos(\varphi - \varphi')} \rho' d\rho' d\varphi' \right|. \quad (2.51)$$

Поскольку в синфазном случае множитель направленности системы не зависит от φ , то положим $\varphi = 0$. Обозначив $u = k a \sin\theta$, $\rho_1 = \rho'/a$, $I(\rho_1) = I(\rho')/I_{\text{max}}$, перепишем

$$f_{\Sigma}(\theta) = a^2 \left| \int_0^1 I(\rho_1) \rho_1 d\rho_1 \int_0^{2\pi} e^{iu\rho_1 \cos\varphi'} d\varphi' \right|. \quad (2.52)$$

Используя интегральное представление функции Бесселя

$$J_0(u\rho_1) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{iu\rho_1 \cos \varphi'} d\varphi',$$

для множителя направленности круглого раскрыва получим

$$f_{\Sigma}(\theta) = 2\pi a^2 \left| \int_0^1 I(\rho_1) J_0(u\rho_1) \rho_1 d\rho_1 \right|. \quad (2.53)$$

Для остронаправленных антенн с большими раскрывами в пределах ширины ДН можно считать, что $u \ll 1$ и $J_0(u\rho_1) \approx 1$.

Как уже отмечалось, для снижения уровня боковых лепестков используются спадающие к краям амплитудные распределения. Если функция $I(\rho_1)$ может быть аппроксимирована полиномом вида

$$I(\rho_1) = (1 - \delta) + \delta(1 - \rho_1^2)^n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (2.54)$$

где $(1 - \delta)$ – уровень поля на краю апертуры относительно нормированного максимального значения в центре, равного единице, то интеграл (2.53) вычисляется и равен

$$f_{\Sigma}(\theta) = 2\pi a^2 \left[(1 - \delta) \Lambda_1(u) + \delta \frac{\Lambda_{n+1}(u)}{n+1} \right]. \quad (2.55)$$

В (2.55) специальная функция $\Lambda_n(u) = \frac{n! J_n(u)}{(u/2)^n}$ называется лямбда-функцией порядка n .

В табл. 2.1 приведены параметры и характеристики излучения прямоугольного и круглого синфазных раскрывов для разных амплитудных распределений. В табл. 2.1 введено обозначение $\Delta = (1 - \delta)$ – уровень поля на краю апертуры. На рис. 2.15 показан множитель направленности круглого синфазного раскрыва для двух видов амплитудных распределений. На рис. 2.16 изображен рельеф множителя направленности этого раскрыва.

Таблица 2.1

ξ, u	Амплитудное распределение	Множитель направленности и значение КИП (ν)	Δ	n	$\Delta\theta_{0,5}$, град	УБЛ, дБ	КИП ν
$\xi=2x/L; u=(kL/2)\sin\theta$ (прямоугольная поверхность)	1	$\sin u/u$	-	-	$50,8 \frac{\lambda}{L}$	- 13,3	1
	$1-(1-\Delta)\xi^2$	$\frac{3}{2+\Delta} \left[\Delta \frac{\sin u}{u} - 2(1-\Delta) \frac{\cos u}{u^2} + 2(1-\Delta) \frac{\sin u}{u^3} \right];$ $\nu = \frac{5}{3} \frac{(2+\Delta)^2}{8+4\Delta+3\Delta^2}$	0,5	-	$55,6 \frac{\lambda}{L}$	- 17,1	0,97
			0,316	-	$57,3 \frac{\lambda}{L}$	- 19	0,935
			0,1	-	$62,5 \frac{\lambda}{L}$	- 21	0,872
			0	-	$65,9 \frac{\lambda}{L}$	- 21,3	0,833
	$\Delta + (1-\Delta) \cos \frac{\pi\xi}{2}$	$\left[(1-\Delta) \frac{2}{\pi} + \Delta \right]^{-1} \left[\Delta \frac{\sin u}{u} + \frac{\pi}{2} (1-\Delta) \frac{\cos u}{\pi^2/4-u^2} \right];$ $\nu = \left[\frac{2}{\pi} (1-\Delta) + \Delta \right]^2 \times$ $\times \left[\frac{(1-\Delta)^2}{2} + \frac{4}{\pi} \Delta(1-\Delta) + \Delta^2 \right]^{-1}$	0,5	-	$55,6 \frac{\lambda}{L}$	- 17,6	0,966
			0,316	-	$58,4 \frac{\lambda}{L}$	- 20	0,935
			0,1	-	$63 \frac{\lambda}{L}$	- 22,4	0,874
			0	-	$67 \frac{\lambda}{L}$	- 22,9	0,811
	$\xi=r/R; u=kR \sin \theta$ (круглая поверхность)	1	$\Lambda_1(u)$	-	-	$58,5 \frac{\lambda}{L}$	-17,6
$1-(1-\Delta)\xi^2$		$\frac{2}{1+\Delta} \left[\Delta \Lambda_1(u) + \frac{1}{2} (1-\Delta) \Lambda_2(u) \right],$ $\nu = 3(1+\Delta)^2 / 4(1+\Delta+\Delta^2)$	0,5		$62,5 \frac{\lambda}{L}$	-20,6	0,964
			0,316	-	$65,3 \frac{\lambda}{L}$	-22,4	0,917
			0,1	-	$69,9 \frac{\lambda}{L}$	-24,2	0,818
$(1-\xi^2)^n$		$\Lambda_{n+1}(u), \quad \nu = \frac{2n+1}{(n+1)^2}$	0	1	$72,8 \frac{\lambda}{L}$	-24,6	0,75
			0	2	$84,2 \frac{\lambda}{L}$	-30,6	0,555
			0	3	$94,5 \frac{\lambda}{L}$	-36	0,438
0	4	$105,4 \frac{\lambda}{L}$	-40,9	0,36			

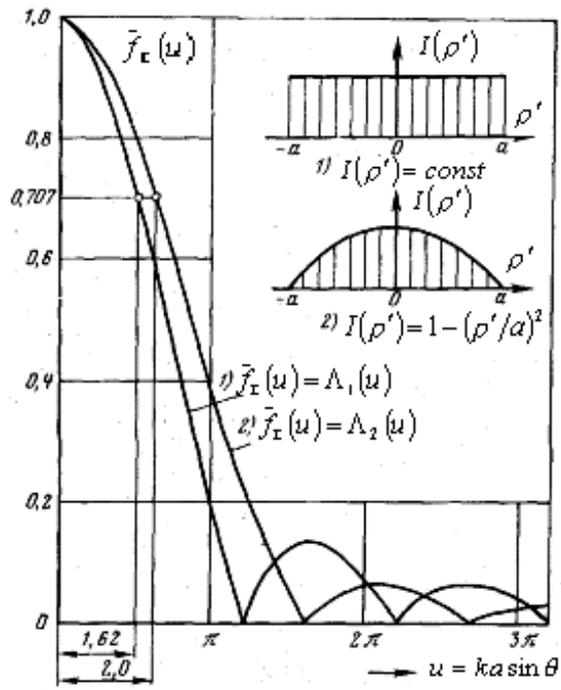


Рис. 2.15. Множитель направленности круглого синфазного раскрыва при постоянном (1) и полностью спадающем к краю (2) амплитудных распределениях

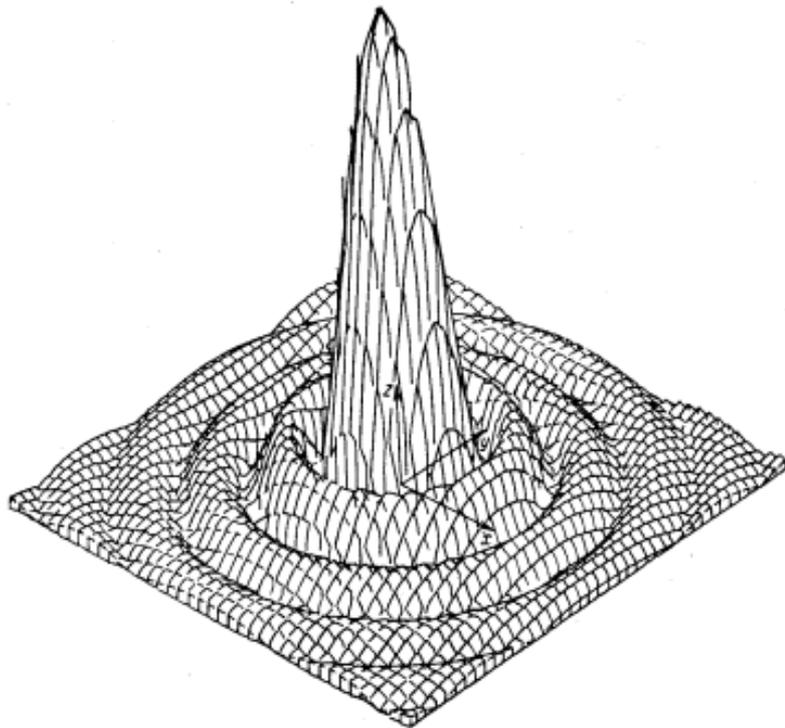


Рис. 2.16. Рельеф множителя направленности круглого синфазного раскрыва

Вопросы для самоконтроля

Элементы общей теории антенн

1. Понятие множителя направленности ЛНС и её элемента.
2. Понятие множителя направленности ЛДС и её элемента.
3. Понятие множителя направленности плоской апертуры и её элемента.
4. Как определяется угол максимума излучения ЛНС бегущей волны?
5. Понятие оптимального режима в ЛНС.
6. Влияние на ДН формы амплитудного распределения в синфазной ЛНС.
7. Влияние на ДН линейных и кубических фазовых искажений в ЛНС с постоянным амплитудным распределением.
8. Влияние на ДН квадратичных фазовых искажений в ЛНС с постоянным амплитудным распределением.
9. Сравнить и прокомментировать множители направленности ЛНС и ЛДС.

3. Линейные антенны

К линейным антеннам (ЛА) относят излучающие системы, малых по сравнению с длиной волны поперечных размеров, в которых направление протекания тока совпадает с осью системы. По характеру распределения тока ЛА можно разделить на два типа: антенны стоячих волн (АСВ) и антенны бегущих волн (АБВ). К первому типу относятся, например, вибраторные и щелевые антенны, а ко второму – спиральные антенны и диэлектрические стержневые.

3.1. Характеристики электрических вибраторов

Электрическим вибратором называется излучатель электромагнитных волн в виде линейного цилиндрического проводника радиуса a с длиной плеч l_1 и l_2 , между внутренними торцами которых, т.е. в зазоре, приложена постоянная ЭДС. Ось z направлена вдоль оси вибратора и имеет начало в зазоре. Вибраторы могут быть симметричными, если $l_1 = l_2 = l$, и несимметричными в виде штыря высотой $h \leq \lambda / 4$, установленного над экраном (землей). Возбуждение симметричных вибраторов осуществляется симметричным фидером (противофазной двухпроводной линией) или через симметрирующее устройство несимметричным фидером (коаксиальной линией). Вибраторы широко применяются как в качестве самостоятельных антенн, так и в сложных антенных системах; являются, например, элементами антенных решеток или облучателями зеркальных и линзовых антенн. В последних случаях для получения однонаправленного излучения они используются вместе с рефлектором. Наибольшее распространение вибраторные антенны получили в КВ и УКВ диапазонах.

Распределение тока, эффективная длина

Вследствие того, что постоянная ЭДС приложена вдоль оси вибратора между его внутренними торцами и вибратор предполагается тонким, электрический ток имеет только одну составляющую $I_z(z)$. При теоретическом анализе в цилиндрической системе координат ρ, φ, z сначала решают внутреннюю задачу теории антенн, т.е. находят распределение тока на вибраторе. Это распределение в пространстве создает электромагнитное поле, которое можно описать одной продольной составляющей электрического потенциала

$$A_z^3(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{-l_2}^{l_1} I_z(z') \frac{e^{ikR}}{R} dz', \quad (3.1)$$

где $I(z')$ – эквивалентный ток, распределенный вдоль оси вибратора, $R = \sqrt{(z-z')^2 + \rho^2}$, z' – координата на поверхности $\rho = a$.

Выразив E_z через $A_z^{\text{э}}$ по известной из электродинамике формуле и подставив в граничные условия на поверхности вибратора, для эквивалентного тока получим интегральное уравнение

$$\int_{-l_2}^{l_1} I_z(z') \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} dz = A \cos kz + B \sin kz - 2\pi \frac{U}{w} \cdot \sin|kz|, \quad (3.2)$$

где $U = E_z^{\text{см}} d$ – ЭДС, d – ширина зазора; A и B – постоянные, определяемые из условия обращения распределения тока в ноль на концах вибратора.

Точное решение уравнения (3.2) в аналитическом виде не находится. Его приближенное решение для симметричного вибратора имеет простой вид

$$I_z(z) \approx I_0 \frac{\sin k(l \pm z)}{\sin kl}, \quad (3.3)$$

где $I_0 = \text{const}$ – амплитуда тока в точке питания ($z = 0$); верхний знак берется для $z < 0$, нижний – для $z > 0$.

Распределения тока и заряда для тонкого симметричного вибратора приведены на рис. 3.1. При $2l \leq \lambda$ распределение является синфазным, а при $2l > \lambda$ – переменнo-фазным.

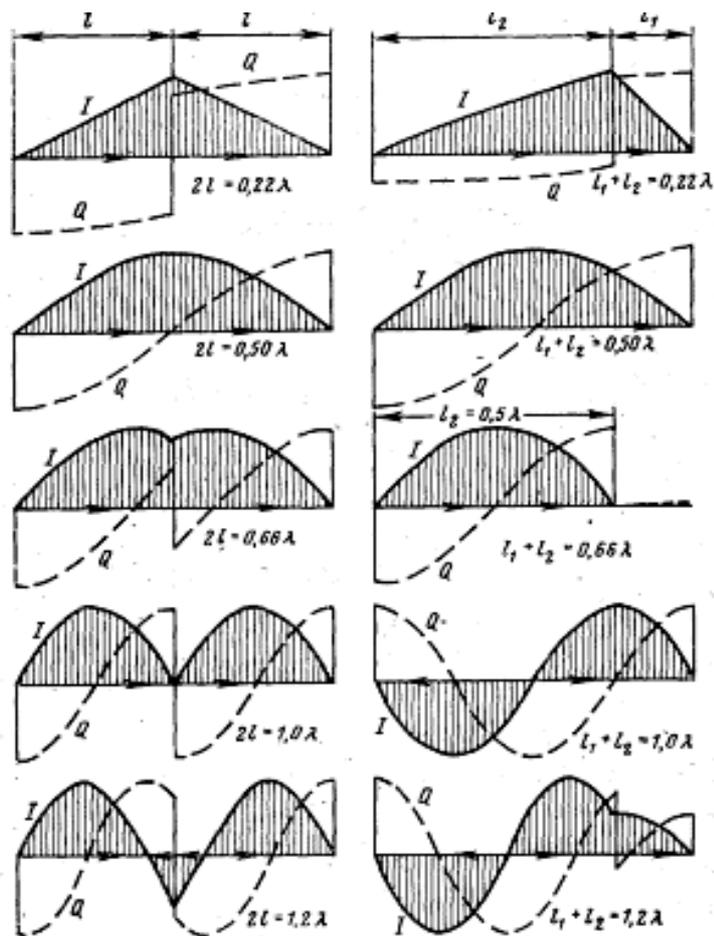


Рис. 3.1. Распределения тока и заряда в электрическом вибраторе

Наиболее распространенный тип вибратора – полуволновой с $l_1 + l_2 = \lambda/2$. Его важной особенностью является то, что функция распределения тока не зависит от положения точки возбуждения. У вибраторов другой длины эта функция зависит от положения точки возбуждения. Во всех случаях распределение тока на тонком вибраторе близко к синусоидальному. Подобные законы распределения тока будут и у криволинейных вибраторов, только роль координаты z будет играть координата вдоль оси криволинейного вибратора. Токи на одинаковых расстояниях от центра симметричного вибратора имеют одинаковые амплитуды и фазы, т.е. $I_z(z) = I_z(-z)$. Несмотря на приближенный характер синусоидального распределения (3.3), оно дает хорошие результаты при расчете характеристик излучения симметричного вибратора. Это объясняется тем, что они по отношению к распределению тока являются интегральными характеристиками.

Эффективная или действующая длина тонкого симметричного вибратора находится интегрированием распределения тока (3.3) по его длине. Относительно входа имеем

$$l_{\text{эф}} = \frac{1}{I_0} \left[\int_0^l I_0 \sin[k(l-z')] \frac{dz'}{\sin kl} + \int_{-l}^0 I_0 \sin[k(l+z')] \frac{dz'}{\sin kl} \right] = \frac{2}{k} \left(\frac{1 - \cos kl}{\sin kl} \right). \quad (3.4)$$

Эффективная длина симметричного вибратора относительно тока на входе при $l \leq \lambda/2$ определяется также по формуле

$$l_{\text{эф}} = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tg}(\pi l / \lambda). \quad (3.5)$$

Отсюда для полуволнового вибратора ($2l = \lambda/2$) действующая длина равна

$$l_{\text{эф}} = \lambda / \pi. \quad (3.6)$$

Для волнового вибратора ($2l = \lambda$) действующая длина будет в 2 раза больше. Для электрически короткого вибратора ($kl \ll 1$) с треугольным распределением тока получаем $l_{\text{эф}} = 0,5 \cdot 2l$, т.е. эффективная длина электрически короткого вибратора равна половине его геометрической длины.

Диаграмма направленности и КНД симметричного вибратора

Совместим центр симметричного вибратора с началом сферической системы координат. Векторный потенциал в дальней зоне в соответствии с (1.15) описывается выражением

$$A_z^{\text{э}} = \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} \int_{-l}^l I_z(z') e^{ikz' \cos \theta} dz'. \quad (3.7)$$

Единственную составляющую напряженности электрического поля в этом случае можно записать так

$$E_{\theta} = wH_{\phi} = i \frac{I_{\text{ex}} w k \sin \theta}{4\pi \sin kl} \frac{e^{-ikr}}{r} \left\{ \int_0^l \sin[k(l-z')] e^{ikz' \cos \theta} dz' + \right.$$

$$+ \int_{-l}^0 \sin[k(l+z')] e^{ikz' \cos \theta} dz', \quad (3.8)$$

где I_{ex} – амплитуда тока на входе; w – волновое сопротивление среды.

Формула получена подстановкой (3.3) в (3.7). Для вибраторов вместо I_{ex} часто вводят значение тока в максимуме $I_{max} = I_{ex} / \sin kl$, которое никогда в нуль не обращается. После вычисления интегралов получим

$$E_{\theta} = \frac{iwI_{max}}{2\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}, \quad (3.9)$$

где l – длина плеча, угол θ отсчитывается от оси вибратора.

Из формулы (3.9) можно сделать следующие выводы:

- поле имеет характер сферических волн с центром в начале координат, т.е. фазовый центр вибратора совпадает с его геометрическим центром;
- от координаты φ поле не зависит и ДН в азимутальной плоскости имеет вид окружности;
- в направлении оси ($\theta = 0, \pi$) поле излучения равно нулю, т.е. вдоль оси вибратор не излучает. Это следует из (3.9) после раскрытия неопределенности;
- форма ДН в меридианной плоскости зависит от электрической длины вибратора. При $2l < 1,25\lambda$ ДН имеет максимум в боковом направлении ($\theta = \pi/2$).

Нормированная ДН в этом случае равна

$$\overline{F_{\theta}}(\theta) = \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{(1 - \cos kl) \sin \theta}, \quad 2l < 1,25\lambda. \quad (3.10)$$

В азимутальной плоскости $\overline{F_{\theta}}(\varphi) = 1$. При $2l > 1,25\lambda$ необходимо сначала определить направление θ_{max} , а затем провести нормировку. Для очень коротких вибраторов ($kl \ll 1$) имеем $\overline{F_{\theta}}(\theta) = \sin \theta$, что совпадает с ДН диполя Герца. Для полуволнового вибратора ($kl = \pi/2$) получаем

$$\overline{F_{\theta}}(\theta) = \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos \theta)}{\sin \theta}, \quad 2l = 0,5\lambda. \quad (3.11)$$

Диаграммы направленности симметричного вибратора для ряда значений его волновых размеров приведены на рис. 3.2.

Для КНД в направлении максимума излучения ($\theta = 90^{\circ}$) при $2l < 1,25\lambda$ имеем

$$D_0 = \frac{w}{\pi R_{\Sigma max}} (1 - \cos kl)^2. \quad (3.12)$$

Для полуволнового вибратора $D_0 \approx 1,64$.

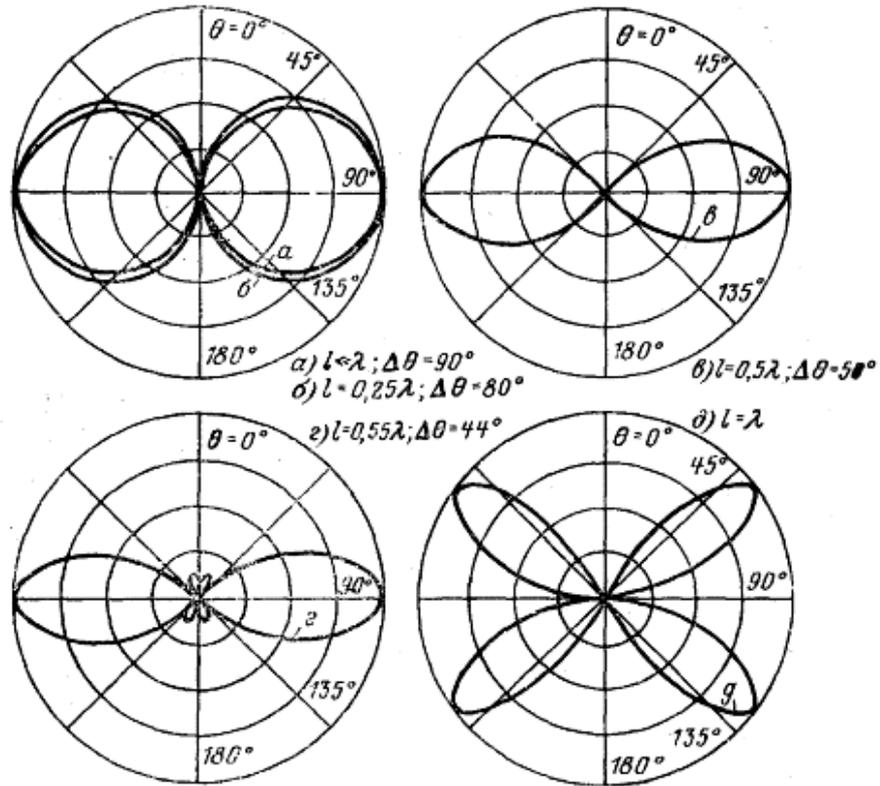


Рис. 3.2. Диаграммы направленности симметричного вибратора

Сопротивление излучения и входное сопротивление симметричного вибратора

Зная эффективную длину вибратора, можно найти его сопротивление излучения. Для вибратора длиной $2l \leq \lambda/2$, находящегося в воздушной среде, сопротивление излучения, отнесенное к току в точках питания, определяется по формуле

$$R_{\Sigma_{\text{ex}}} \approx 800(l_{\text{эф}} / \lambda)^2, \text{ Ом.} \quad (3.13)$$

Сопротивление излучения, отнесенное к максимуму тока I_{max} , пересчитывают с использованием соотношения

$$R_{\Sigma_{\text{max}}} = R_{\Sigma_{\text{ex}}} \sin^2 kl. \quad (3.14)$$

Сопротивление излучения симметричного вибратора при $2l \geq \lambda/2$ принято относить к току в максимуме

$$R_{\Sigma_{\text{max}}} = \frac{2P_{\Sigma}}{|I_{\text{max}}|^2} = \frac{r^2}{w|I_{\text{max}}|^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} |E_{\theta}|^2 \sin \theta d\theta.$$

Подставив под знак интеграла значение E_{θ} из формулы (3.7), получим

$$R_{\Sigma_{\text{max}}} = \frac{w}{2\pi_0} \int_0^{\pi} [\cos(kl \cos \theta) - \cos kl]^2 \frac{d\theta}{\sin \theta}. \quad (3.15)$$

Интеграл в явном виде не берется. График зависимости $R_{\Sigma_{\text{max}}}(kl)$ приведён на рис. 3.3 и имеет характерные точки:

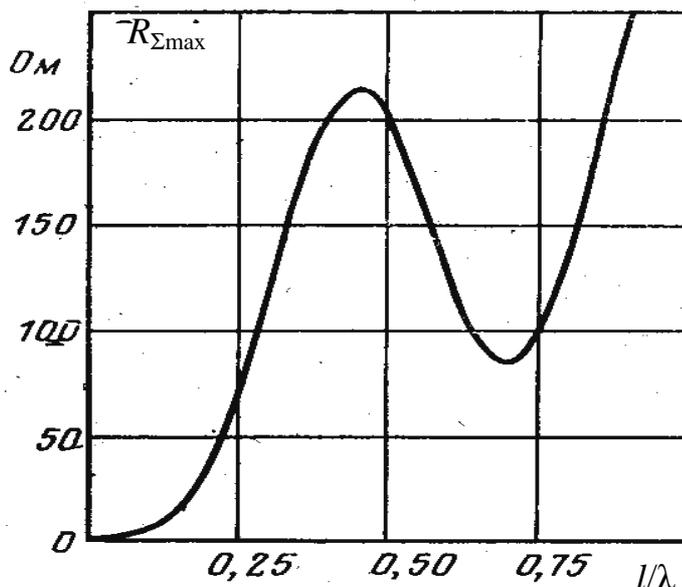


Рис. 3.3. Сопротивление излучения симметричного вибратора

- для полуволнового ($2l = 0,5\lambda$) вибратора $R_{\Sigma\max} \approx 73,1 \text{ Ом}$;
- для волнового ($2l = \lambda$) вибратора $R_{\Sigma\max} \approx 200 \text{ Ом}$.

При $2l < \lambda/2$, когда максимум функции распределения тока в пределах вибратора не достигается, сопротивление излучения относят к току на его входе. Для пересчета сопротивления излучения из одного сечения в другое используется связь $I_{\text{ex}} = I_{\text{max}} \sin kl$ и условие баланса мощностей $I_{\text{max}}^2 R_{\Sigma\max} = I_{\text{ex}}^2 R_{\text{ex}}$. Тогда

$$R_{\Sigma\text{ex}} = R_{\Sigma\max} / \sin^2 kl. \quad (3.16)$$

Комплексное входное сопротивление или входной импеданс определяют как $Z_{\text{ex}} = U_{\text{ex}} / I_{\text{ex}}$. От его значения зависит возможность согласования антенны с питающей линией. Определить Z_{ex} из приближенного решения (3.3) интегрального уравнения (3.2) нельзя, поскольку для этого необходимо, по крайней мере, учесть геометрию области возбуждения. В инженерной практике широко применяется метод эквивалентных схем. Для симметричного вибратора схема замещения будет в виде отрезка разомкнутой на конце двухпроводной линии с потерями, длина которой равна длине плеча вибратора l . Предполагают, что мощность потерь в линии на всех частотах равна мощности излучения вибратора. Параметры схемы: w_0 – волновое сопротивление линии, $k = \beta + i\alpha$ – комплексная постоянная распространения, l – длина линии. Для расчета волнового сопротивления берут формулы:

$$w_0 = \frac{w}{\pi} [\ln(l/a) - 1] \text{ – формула С. Щелкунова,} \quad (3.17)$$

$$w_6 = \frac{w}{\pi} [\ln(\lambda/\pi a) - 0,577] - \text{формула В. Н. Кессениха,} \quad (3.18)$$

a – радиус проводника, w – волновое сопротивление среды.

Для полуволнового вибратора формулы дают одинаковые значения w_6 .

При небольших тепловых потерях, что обычно имеет место, из эквивалентной схемы можно получить

$$Z_{\text{ex}} \approx \frac{R_{\Sigma\Pi} - iw_6 \cos kl \cdot \sin kl}{(R_{\Sigma\Pi}/w_6)^2 + \sin^2 kl}. \quad (3.19)$$

Если построить график (см. рис. 3.4), то у тонких вибраторов при $2l \leq m\lambda/2, m=1,2,3,\dots$, наблюдаются резонансы, когда R_{ex} резко возрастает, а

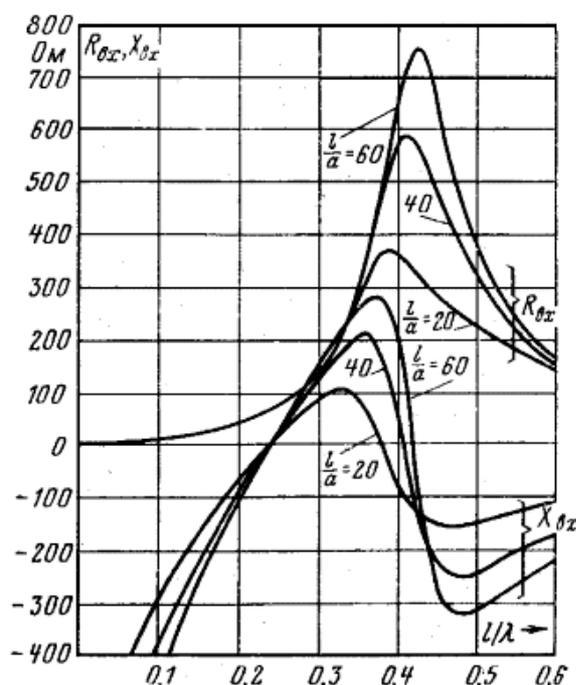


Рис. 3.4. Входной импеданс симметричного электрического вибратора.

$X_{\text{ex}} = 0$. При переходе через ноль знак у X_{ex} меняется на противоположный. На самом деле резонансы наступают не строго при $2l = m\lambda/2$, а раньше из-за так называемого эффекта укорочения вибратора. Укорочение плеча симметричного вибратора, необходимое для его настройки в резонанс, рассчитывается по формуле

$$\Delta l = (1 - 1/\xi)0,25l, \quad (3.20)$$

где ξ – коэффициент укорочения волны в вибраторе, который можно найти из графика рис. 3.5. В случае полуволнового вибратора укорочение плеча составляет $\Delta l \approx 6,8\lambda / w_0$.

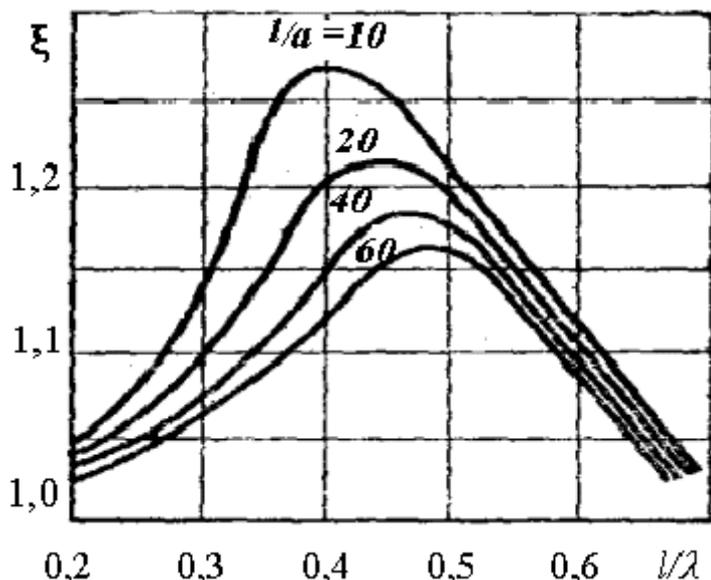


Рис. 3.5. Коэффициент укорочения волны в симметричном вибраторе

Известно несколько конкретных значений Z_{ex} :

- для ненастроенного полуволнового вибратора

$$Z_{ex} \approx (731 + i425) \text{ Ом}; \quad (3.21)$$

- для электрически коротких вибраторов с $kl \ll 1$

$$Z_{ex} \approx \frac{w}{6\pi} (kl)^2 - iw_0 \text{ctg} kl; \quad (3.22)$$

- для резонансных вибраторов длиной $2l = m\lambda$, $m = 1, 2, 3, \dots$, без учета эффекта укорочения

$$R_{ex} \approx w_0^2 / R_{\Sigma\Pi}. \quad (3.23)$$

Настройку вибраторов в резонанс можно осуществлять посредством включения реактивных элементов. На низких частотах – это удлиняющая индуктивность и укорачивающая емкость. На СВЧ – это последовательные и параллельные шлейфы. Необходимо знать, что элементы настройки не влияют на вид распределения тока, поэтому характеристики излучения остаются неизменными. Существенное влияние на распределение тока и характеристики излучения оказывает место включения в антенну нагрузки (генератора или приемника), исключая случай полуволнового вибратора.

Характеристики несимметричного вертикального вибратора

Несимметричный вертикальный заземленный вибратор является простейшей антенной на средних и коротких волнах и может выполняться как в виде вертикально подвешенного провода, так и в виде высокой стальной мачты с изолированными оттяжками.

По аналогии с разомкнутым на конце фидером в такой антенне существует режим стоячих волн, так что распределения тока и напряжения вдоль вибратора, как и в случае его симметричного аналога, имеют вид

$$I(z) = I_{\max} \sin kz; U(z) = U_{\max} \cos kz, \quad (3.24)$$

где I_{\max}, U_{\max} – амплитуды тока и напряжения в максимумах; z – расстояние, отсчитываемое от конца вибратора.

Максимальные значения тока и напряжения в антенне равны

$$I_{\max} = \sqrt{\frac{2P}{R_{\Sigma \max} + R_{\Pi \max}}}; U_{\max} = I_{\max} W_B, \quad (3.25)$$

где P – мощность, подводимая к вибратору; $R_{\Sigma \max}, R_{\Pi \max}$ – сопротивление излучения и сопротивление потерь, отнесенные к максимуму тока; W_B – волновое сопротивление антенны относительно земли.

Хотя W_B изменяется вдоль вибратора, возрастая к его концу, волновое сопротивление чаще всего считают постоянным, равным среднему значению

$$W_B = 60 \ln(0,575l/a), \quad (3.26)$$

где l и a – высота и радиус вибратора.

Собственная (резонансная) длина волны вибратора, определяемая из условия обращения в нуль реактивной составляющей его входного сопротивления, без учета эффекта укорочения равна

$$\lambda_0 = 4l. \quad (3.27)$$

Реактивную составляющую входного сопротивления несимметричного вертикального заземленного вибратора приближенно можно определить так же, как и входное сопротивление разомкнутого шлейфа без потерь:

$$Z_{\text{вх}} = -iW_B \operatorname{ctg} kl. \quad (3.28)$$

При работе на волне длиной $\lambda > \lambda_0$ электрическая высота вибратора $kl = 2\pi l/\lambda < \pi/2$, поэтому реактивная составляющая входного сопротивления антенны носит емкостный характер. Значение индуктивности (в микрогенри) катушки самоиндукции, включаемой у основания вибратора для компенсации этой реактивности и увеличения его действующей высоты, определяется по формуле

$$L = \frac{W_B \lambda}{1880} \operatorname{ctg} kl. \quad (3.29)$$

При работе на волне длиной $\lambda < \lambda_0$ электрическая высота вибратора $kl = 2\pi l/\lambda > \pi/2$, и реактивная составляющая входного сопротивления антенны носит индуктивный характер. Значение емкости (в пикофарадах) конденсатора, включаемого у основания вибратора для его укорочения и компенсации индуктивности, можно рассчитать по формуле

$$C = \frac{530\lambda}{W_B} \operatorname{tg} kl. \quad (3.30)$$

Основную часть сопротивления потерь R_{Π} в антенне составляют потери в земле и элементах настройки. Если $R_{\text{пвх}}$ – сопротивление потерь, отнесенное к основанию вибратора, т.е. к его входу, то

$$R_{\Pi \text{ max}} = R_{\text{пвх}} (I_{\text{вх}} / I_{\text{max}})^2 = R_{\text{пвх}} \sin^2 kl, \quad (3.31)$$

где $I_{\text{вх}}$ – ток у основания антенны.

Сопротивление потерь R_{Π} определяет КПД антенны

$$\eta = \frac{R_{\Sigma \text{вх}}}{R_{\Sigma \text{вх}} + R_{\text{пвх}}}, \quad (3.32)$$

где $R_{\Sigma \text{вх}}$ – сопротивление излучения, отнесенное к току у основания антенны, определяемое по формуле

$$R_{\Sigma \text{вх}} = R_{\Sigma \text{max}} / \sin^2 kl. \quad (3.33)$$

Для практических расчетов антенн с размерами $l > \lambda/4$ всегда используют сопротивление излучения $R_{\Sigma \text{max}}$, отнесенное к максимуму тока. В случае коротких антенн ($l < \lambda/4$), когда максимум функции распределения тока не попадает на антенну, используют сопротивление излучения $R_{\Sigma \text{вх}}$, отнесенное к току на входе вибратора. Эти величины связаны между собой соотношением (3.33). Сопротивление излучения несимметричного вибратора высотой l в 2 раза меньше сопротивления излучения симметричного вибратора с длиной плеча l . Сопротивление излучения короткой вертикальной антенны можно рассчитать также по формуле

$$R_{\Sigma \text{вх}} = 1600(l_{\text{эф}} / \lambda)^2, \quad (3.34)$$

где $l_{\text{эф}}$ – эффективная, или действующая, высота антенны, равная

$$l_{\text{эф}} = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi l}{\lambda} \right). \quad (3.35)$$

При $l \ll \lambda$ имеем

$$l_{\text{эф}} = 0,5l. \quad (3.36)$$

Эффективная высота четвертьволнового вибратора ($l = \lambda/4$) равна

$$l_{\text{эф}} \cong 0,64l. \quad (3.37)$$

Амплитуда напряженности электрического поля (в вольтах на метр), создаваемого несимметричным вертикальным заземленным вибратором, находящимся в воздушном пространстве на расстоянии r (в километрах) от вибратора, определяется по формуле

$$E_{\theta} = \frac{60I_{\text{max}}}{r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}, \quad (3.38)$$

где угол θ отсчитывается от оси вибратора.

Несимметричный вибратор (штырь) используется также в качестве возбудителя в переходах с коаксиальной ЛП на другие типы линий (волноводные, полосковые). При возбуждении волны H_{10} в прямоугольном волноводе по-

средством коаксиально-волноводного перехода реактивная составляющая входного сопротивления возбуждающего штыря должна быть равна нулю согласно равенству

$$\frac{l_{\text{эф}}^2 Z_c}{ab} \sin^2\left(\frac{\pi}{a} x_0\right) \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_B} l_2\right) + X_{\text{вх}} = 0, \quad (3.39)$$

а активная составляющая входного сопротивления штыря должна быть равна волновому сопротивлению коаксиального фидера W_B :

$$2 \frac{l_{\text{эф}}^2 Z_c}{ab} \sin^2\left(\frac{\pi}{a} x_0\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_B} l_2\right) = W_B. \quad (3.40)$$

В этих формулах: $l_{\text{эф}}$ – эффективная (действующая) высота штыря; Z_c – характеристическое сопротивление волновода для волны основного типа; l_2 – расстояние от штыря до торцевой стенки волновода; x_0 – положение штыря относительно узкой стенки волновода; $X_{\text{вх}}$ – реактивная часть входного сопротивления штыря, находящегося в свободном пространстве. Геометрическая высота штыря l_1 в волноводе приближённо определяется по формуле (3.35) для штыря в свободном пространстве после подстановки в неё значения $l_{\text{эф}}$, найденного из (6.40) для штыря в волноводе.

3.2. Конструкции вибраторных антенн и способы их возбуждения

Симметричный вибратор

На УКВ и СВЧ вибраторы выполняются из трубок или стержней. Рассмотрим симметричный полуволновой вибратор, как наиболее распространенный. Самая простая схема его возбуждения при помощи симметричной двухпроводной линии с противофазными токами в проводниках (рис. 3.6).

Из-за большой разницы между $R_{\text{вх}}$ и W_B в линии устанавливается режим с КСВ $\sim 5 \dots 7$. Поэтому требуется согласование или настройка на режим бегущей волны.

Более широкополосной является схема с шунтовым питанием (рис. 3.7). Подбирая размеры L и l шунта удается в линии получить без дополнительных элементов настройки режим, близкий к режиму бегущей волны. Преимущество такой схемы еще и в том, что в середине вибратора образуется узел напряжения, что дает возможность крепить вибратор к опоре без изоляторов.

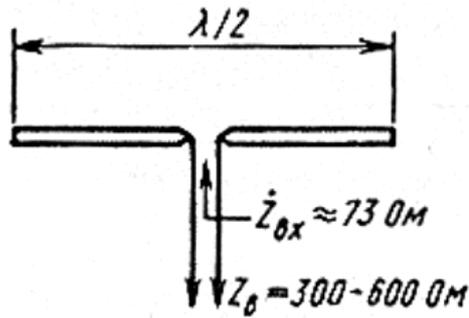


Рис. 3.6. Полуволновой симметричный вибратор

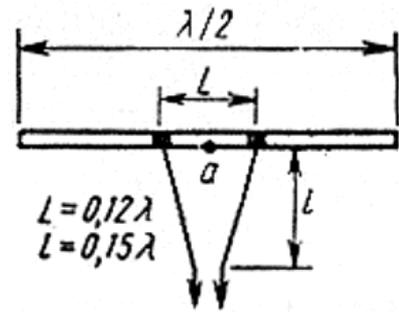


Рис. 3.7. Вибратор с шунтовым питанием

Для повышения R_{ex} вибратор делают петлеобразным. Он получил название вибратора Пистолькорса (рис. 3.8). Расстояние между параллельными проводниками по сравнению с λ мало и токи в них оказываются синфазными (за счет длины вибратора, равной $\lambda/2$, и смене направления тока на противоположное во второй ветви) с максимумами в центре. ДН совпадает с ДН линейного вибратора (рис. 3.6). Входное сопротивление R_{ex2} однопетлевого вибратора связано с входным сопротивлением R_{ex1} линейного вибратора соотношением

$$R_{ex2} = 4R_{ex1} \approx 4 \cdot 73 = 292, \text{ Ом.}$$

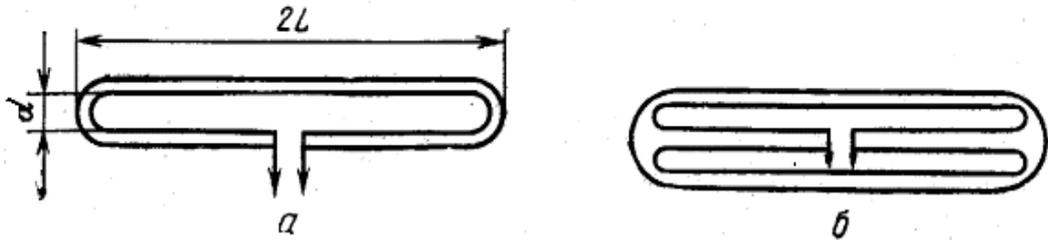


Рис. 3.8. Петлеобразный вибратор Пистолькорса:
а - однопетлевой, б - двухпетлевой

Это значение близко к значению волновых сопротивлений стандартных двухпроводных ЛП, поэтому согласующие устройства не требуются. На рис. 3.9 показан петлеобразный вибратор Пистолькорса с шунтом, образованным короткозамыкающими перемычками. Подбирая длину шунта $l_{ш}$ и соотношения между диаметрами, можно согласовать $R_{вх}$ с $W_в$ в значительной полосе частот.

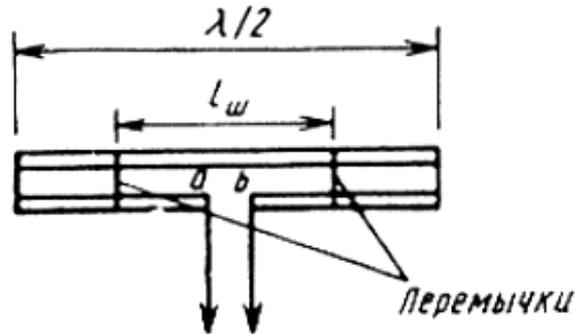


Рис. 3.9. Вибратор Пистолькорса с шунтом

На УКВ вибраторы обычно возбуждаются посредством коаксиального кабеля, который является несимметричной линией (относительно точки с нулевым потенциалом). Токи на оплетке и на внутреннем проводнике имеют одинаковые направления. Поэтому необходимо использовать симметрирующие устройства, которые позволяют запитать симметричную нагрузку посредством несимметричной линии, например коаксиальной. Простейшим симметрирующим устройством является полуволновой отрезок коаксиальной линии, включенный в одно из плеч симметричной нагрузки, или так называемое U -колени. Схемы питания линейного и петлеобразного вибраторов посредством U -колени показаны на рис. 3.10 и 3.11.

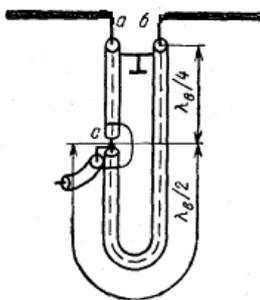


Рис. 3.10. Схема питания линейного вибратора

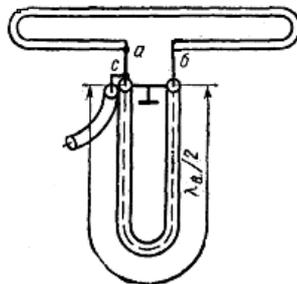


Рис. 3.11. Схема питания петлеобразного Вибратора

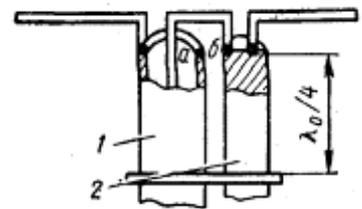


Рис. 3.12. Схема питания посредством симметрирующей приставки

Входное сопротивление U -колена равно сопротивлению двух параллельно включенных сопротивлений $R_{ex}/2$, равных половине входного сопротивления вибратора, т.е.

$$\frac{1}{R_{ex}^U} = \left(\frac{2}{R_{ex}} + \frac{2}{R_{ex}} \right) = \frac{4}{R_{ex}}, \quad R_{ex}^U = \frac{R_{ex}}{4} \cong w_6.$$

Поэтому входное сопротивление U -колена, равное w_6 , в четыре раза меньше входного сопротивления вибратора. Именно так возбуждается петлеобразный вибратор с $R_{ex} \approx 300 \text{ Ом}$ посредством 75-омного коаксиального кабеля без применения согласующих устройств. Для возбуждения этим же кабелем линейного вибратора с $R_{ex} \cong 73 \text{ Ом}$ требуется применение согласующих устройств, например четвертьволнового трансформатора. Очевидно, что U -колена, имеющее фиксированную длину, является узкополосным устройством.

Более широкополосным является так называемое мостиковое устройство или симметрирующая приставка (рис.3.12). В этой конструкции к вибратору присоединяются две трубки с перемычкой, образующие четвертьволновый короткозамкнутый шлейф. Через одну из трубок (1) пропускается коаксиальный кабель, оплетка которого с ней соединяется, а внутренний проводник кабеля соединяется с другой трубкой (2). Получается симметрирующее устройство. Параллельно включенный короткозамкнутый шлейф компенсирует реактивную составляющую входного сопротивления вибратора и тем самым расширяет полосу согласования.

В сантиметровом диапазоне длин волн возбуждение симметричных вибраторов часто осуществляется посредством коаксиального волновода, а не кабеля, который в этом диапазоне имеет большие потери. Схемы питания и симметрирования аналогичны.

Несимметричный вертикальный вибратор

Подобные вертикально расположенные антенны электрически малых размеров широко применяется в диапазонах ДВ и СВ и конструктивно представляют мачту с оттяжками (изолированными от мачты) для ее поддержания. Несимметричные вертикальные вибраторы требуют их установки над экраном. На низких частотах роль экрана играет хорошо проводящая земная поверхность. На СВЧ земная поверхность не является проводником, поэтому вибраторы устанавливаются над металлическим экраном (рефлектором) в виде диска, квадрата или иной формы (рис. 3.13,а). Вместо сплошного рефлектора могут использоваться сетчатые или рефлекторы (противовесы) в виде радиальных трубок (рис. 3.13,б). В конструкции вибратора на рис. 3.13,в роль рефлектора играет так называемый четвертьволновый стакан. Во всех случаях экран соединяется с внешним проводником коаксиального волновода или с оплеткой коаксиального кабеля.

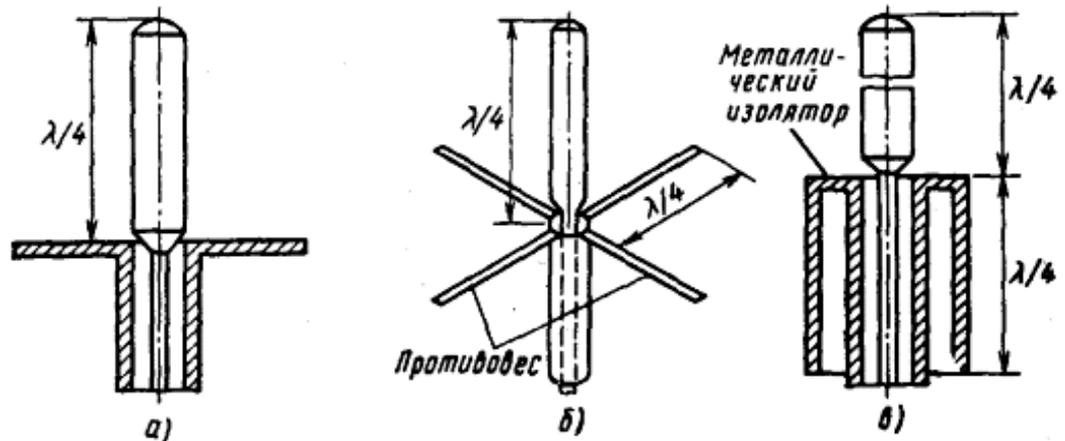


Рис. 3.13. Способы возбуждения несимметричных вибраторов

Расчет характеристик излучения несимметричных вибраторов может быть проведен по формулам, полученным для симметричных вибраторов, если предположить размеры экрана бесконечными и использовать метод зеркальных изображений. Если экран затем мысленно убрать, то несимметричный вертикальный вибратор вместе со своим изображением будет представлять симметричный вибратор. Конечность экрана оказывает влияние на характеристики вибратора. Входной импеданс слабо зависит от электрических размеров экрана, а характеристики излучения – сильно. Конечность экрана приводит к изрезанности ДН и отклонению максимума излучения от бокового направления. Угол максимума излучения определяется по формуле

$$\theta_{\max} \approx \arcsin(1 - 3\lambda/8d), \quad (3.41)$$

где d – размер экрана.

Вместо эффективной длины для несимметричных вибраторов вводят эффективную высоту $h_{\text{эф}} = l_{\text{эф}}/2$. Несимметричные вибраторные антенны, если их размеры малы, работают в режиме, далеком от резонанса, поэтому их входное сопротивление является комплексным с ёмкостным характером реактивной и небольшим значением активной составляющей.

На высоких частотах несимметричные вибраторы чаще всего применяются в качестве бортовых антенн различных транспортных средств, включая летательные аппараты. С целью уменьшения аэродинамического сопротивления они имеют эллиптическое поперечное сечение и наклонное положение по отношению к корпусу носителя. Широкое распространение несимметричные вибраторы получили в качестве антенн портативных радиостанций гражданской связи диапазона 27 МГц (Си-Би). На низких частотах они применяются в качестве радиопередающих антенн диапазонов ДВ и СВ.

Вибраторы с расширенным частотным диапазоном

Полуволновой укороченный (настроенный в резонанс) вибратор имеет относительную полосу пропускания по входному сопротивлению

$$\Delta f / f_{\text{ср}} \cong 4R_{\text{вх}} / \pi W_0, \quad (3.42)$$

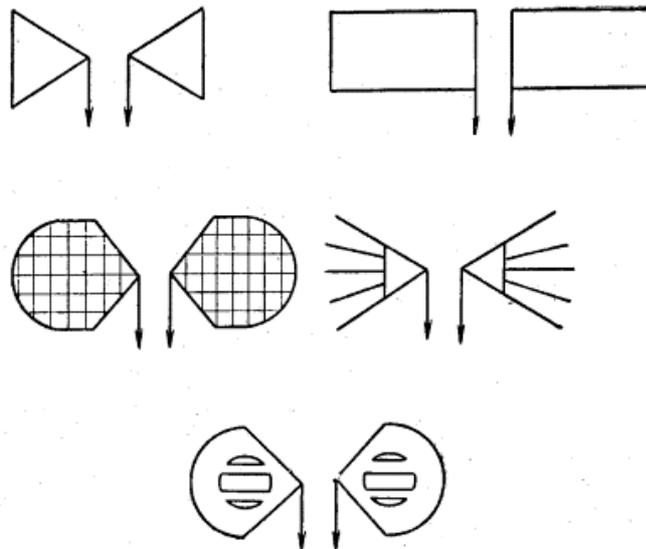
где w_e определяется по формулам (3.17) или (3.18).

Как следует из (3.42), для расширения полосы необходимо увеличивать входное сопротивление R_{ex} и уменьшать волновое сопротивление W_e . Необходимо также компенсировать изменение реактивной составляющей X_{ex} при изменении частоты.

- Уменьшение волнового сопротивления W_e .

Из формул (3.17), (3.18) для W_e следует, что для уменьшения W_e надо увеличивать поперечные размеры (радиус) вибратора. С этой целью плечи вибраторов выполняют в виде “толстых” цилиндров или конусов. Однако с увеличением радиуса возрастают торцевые емкости. Для их снижения концы вибраторов делают коническими или полусферическими, что одновременно улучшает согласование. Плечи вибраторов могут быть также в виде плоских секторов различной формы (рис. 3.14). У вибраторов с пониженным волновым сопротивлением и более плавные изменения R_{ex} с частотой.

Рис. 3.14. Вибраторы с пониженным волновым сопротивлением



В метровом диапазоне для уменьшения веса и парусности вибраторы выполняют из отдельных проводников, расположенных по образующей цилиндрической поверхности (рис. 3.15). Последняя конструкция, разработанная применительно к диапазону коротких волн, называется вибратором Надененко.

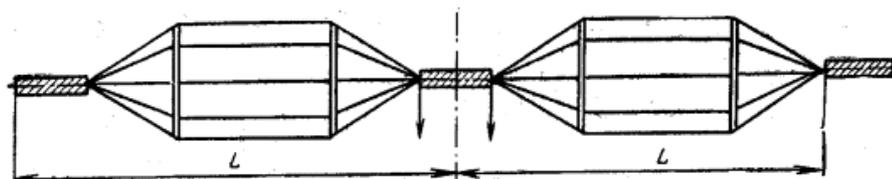


Рис. 3.15. Вибратор Надененко

Сокращенно эта антенна обозначается как ВГД $\frac{l}{h}a$ – вибратор горизонтальный диапазонный, где l – длина плеча, a – радиус плеч вибратора, h – высота его подвеса. Обычный вибратор, выполненный из сплошного проводника, обозначается как ВГ $\frac{l}{h}$ – вибратор горизонтальный. Все значения берутся в метрах.

Наибольшее распространение получили полуволновые ($2l = \lambda/2$) симметричные вибраторы. Собственная (резонансная) длина волны такого вибратора, определяемая из условия обращения в нуль реактивной составляющей его входного сопротивления, без учета эффекта укорочения равна

$$\lambda_0 = 4l. \quad (3.43)$$

Волновые сопротивления полуволновых горизонтальных вибраторов могут быть найдены по формулам:

- для антенны ВГ

$$W_g = 120 \ln(0,175 \lambda_0 / a) \text{ Ом}, \quad (3.44)$$

где a – радиус плеч вибратора;

- для антенны ВГД

$$W_g = 120 \ln(0,175 \lambda_0 / a_{\text{эк}}) \text{ Ом}, \quad (3.45)$$

где $a_{\text{эк}}$ – эквивалентный радиус плеч вибратора, определяемый по формуле

$$a_{\text{эк}} = a \sqrt[N]{Nr_0 / a}. \quad (3.46)$$

В (3.46) a – радиус цилиндрической поверхности, образующей плечи вибратора; r_0 – радиус проводов; N – число проводов на цилиндрической поверхности вибратора. Если известен эквивалентный радиус $a_{\text{эк}}$ и необходимо определить соответствующий ему радиус a цилиндрической поверхности, образующей плечи вибратора, то пользуются формулой

$$a = \sqrt[N-1]{a_{\text{эк}}^N / (Nr_0)}. \quad (3.47)$$

Остальные параметры для антенны ВГД можно рассчитать по формулам:

относительная ширина полосы рабочих частот (в процентах)

$$\frac{2\Delta f}{f_{\text{ср}}} = 200 \left(1 - 0,64 \arctg \frac{W_g}{73,1} \right); \quad (3.48)$$

добротность

$$Q \approx 0,011 W_g; \quad (3.49)$$

входное сопротивление

$$R_{\text{вх}} \approx W_g^2 / 73,1 \text{ Ом}. \quad (3.50)$$

Биконический вибратор, образованный двумя обращенными друг к другу вершинами металлическими конусами, является широкополосным как по входному сопротивлению, так и по форме диаграммы направленности. Для него

$$w_g = \frac{w}{\pi} \ln[\operatorname{ctg}(\gamma/2)], \quad (3.51)$$

где w – волновое сопротивление среды, γ – половина угла при вершине конуса.

В монографии [12] приведены результаты расчетов ДН и входного импеданса биконических вибраторов. Некоторые из результатов показаны на рис. 3.16 и 3.17. На рис. 3.16 изображены ДН симметричного биконического вибратора при противофазном, как и у обычного вибратора, возбуждении его плеч; a – длина плеча. Как и у обычного вибратора, ДН симметричны относительно оси антенны, поэтому их левые части на рис. 3.16 опущены. Видно, что наиболее диапазонными в смысле сохранения формы ДН являются вибраторы с углами раскрыва $30^\circ \leq \gamma \leq 45^\circ$. На рис. 3.17 приведены зависимости активной (сплошная линия) и реактивной (пунктир) составляющих входного импеданса антенны от электрической длины ka ее плеч,

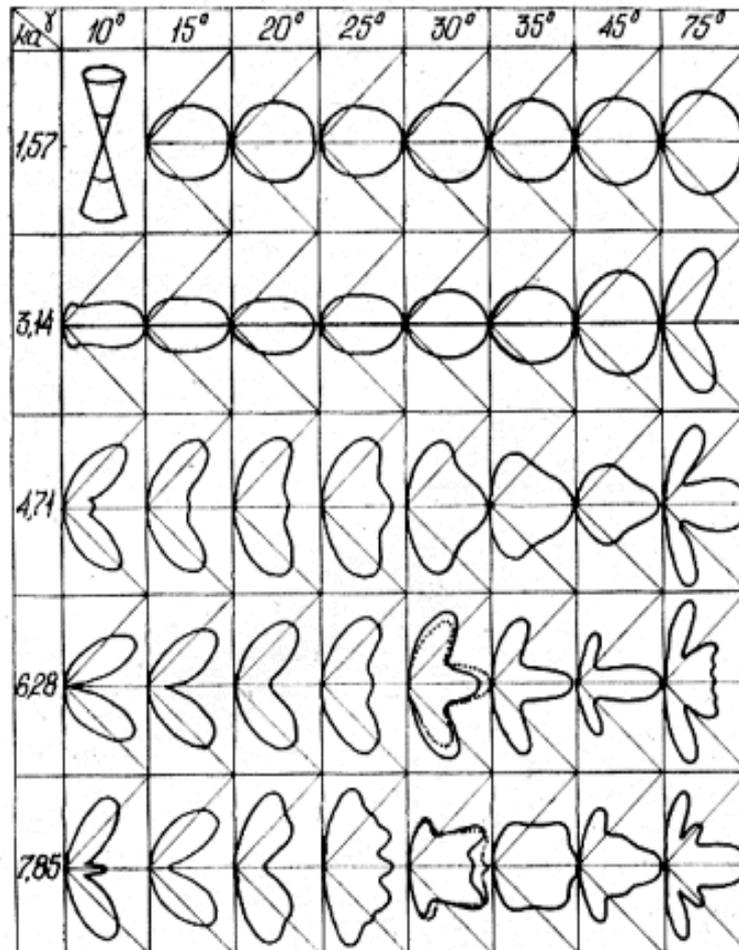


Рис. 3.16. Диаграммы направленности симметричной биконической антенны при противофазном возбуждении плеч: компонента E_θ

изменяемой в пределах от 0 до 9. Штрих – пунктиром показано волновое сопротивление соответствующей биконической линии ($ka \rightarrow \infty$). Точками на рис. 3.16 и 3.17 нанесены экспериментальные результаты.

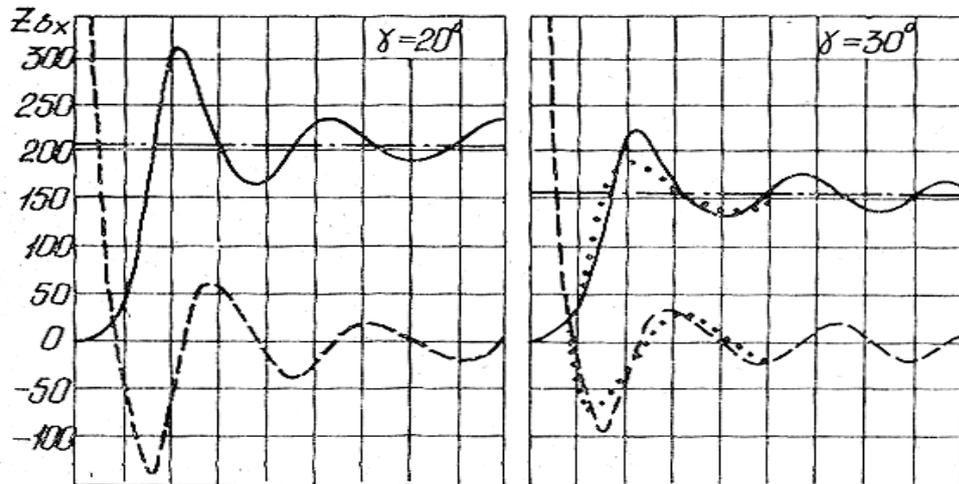


Рис. 3.17. Входной импеданс симметричной биконической антенны при противофазном возбуждении плеч

- Увеличение входного сопротивления R_{ex}

К вибраторам с более высоким значением входного сопротивления относятся петлеобразные вибраторы. Ветвей может быть несколько. Для петлеобразного вибратора из N ветвей имеет место соотношение

$$R_{exN} = N^2 R_{ex1}, \quad (3.52)$$

где R_{ex1} – входное сопротивление одной ветви в виде линейного вибратора.

Соотношение (3.52) вытекает из формулы $P_{ex} = 0,5|I|^2 R_{ex}$. Действительно, если ток разветвляется на N ветвей и если эти ветви одинаковы, то амплитуда тока в каждой ветви равна $|I_1| = |I|/N$. Тогда при неизменной подводимой мощности $P_{ex} = const$ входное сопротивление R_{ex} должно возрастать пропорционально N^2 . Из условия равенства мощностей, подводимых к петлеобразному и линейному вибраторам, и следует формула (3.52).

- Компенсация реактивной составляющей X_{ex}

У полуволновых вибраторов компенсация X_{ex} может осуществляться посредством включенного параллельно четвертьволнового короткозамкнутого шлейфа, который также называется шунтом. Некоторые конструкции симметричных вибраторов с шунтовым питанием уже были рассмотрены.

На рис. 3.18,*a* показана конструкция несимметричного петлеобразного вибратора с шунтом. Один конец вибратора замкнут на экран. Шунт приводит к увеличению эквивалентной толщины вибратора, что дает уменьшение

W_6 и расширение частотного диапазона. Несимметричный вибратор с поднятой точкой питания изображен на рис.3.18,б. Ёмкостная реактивная часть входного сопротивления антенны в точках a и b (разомкнутый на конце отрезок линии длиной $l_2 < \lambda/4$) компенсируется последовательно включенным с ним (относительно земли) индуктивным сопротивлением нижней части вибратора (короткозамкнутый отрезок линии длиной $l_1 < \lambda/4$). Подбирая диаметр вибратора и размеры l_1 и l_2 , можно получить (10...15) % полосу пропускания антенны.

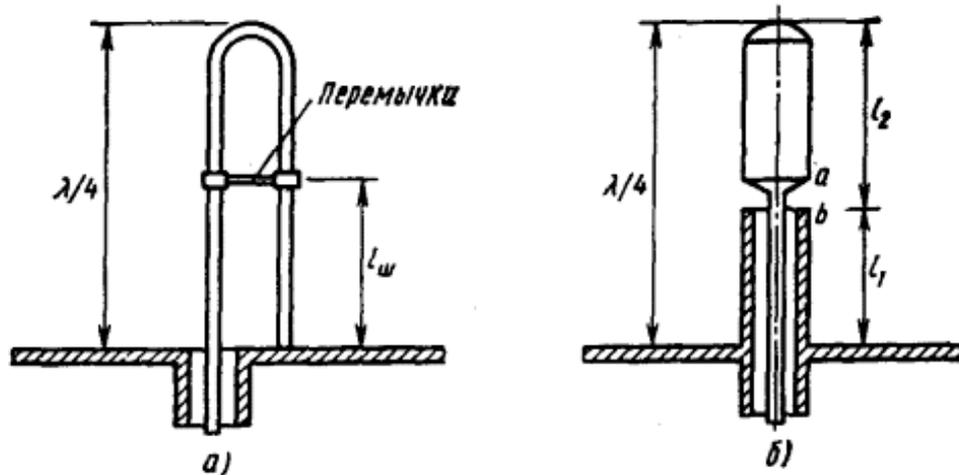


Рис. 3.18. Несимметричные вибраторы с расширенной полосой частот

Турникетный вибратор

Систему двух взаимно ортогональных (скрещенных) вибраторов с совмещенными центрами принято называть турникетной антенной (рис. 3.19,а). В зависимости от фазовых соотношений между токами на входах вибраторов в антенне могут быть реализованы режимы с управляемой (от круговой до линейной) поляризацией излучения.

При возбуждении вибраторов токами с равными амплитудами и фазовым сдвигом между ними, равным $\pi/2$, пространственная ДН имеет вид, показанный на рис. 3.19,б. Нули в ДН отсутствуют, максимумы излучения формируются в направлениях, перпендикулярных плоскости расположения вибраторов. В этой плоскости поляризация излучения линейная, в направлении оси z – круговая противоположных направлений вращения для $z > 0$ и $z < 0$. В остальных направлениях поляризация эллиптическая. Фазовая диаграмма в плоскости xoy имеет вид спирали Архимеда (рис. 3.19,в). Незамкнутость линий равных фаз при обходе вокруг антенны в дальней зоне свидетельствует об отсутствии у антенны точечного фазового центра.

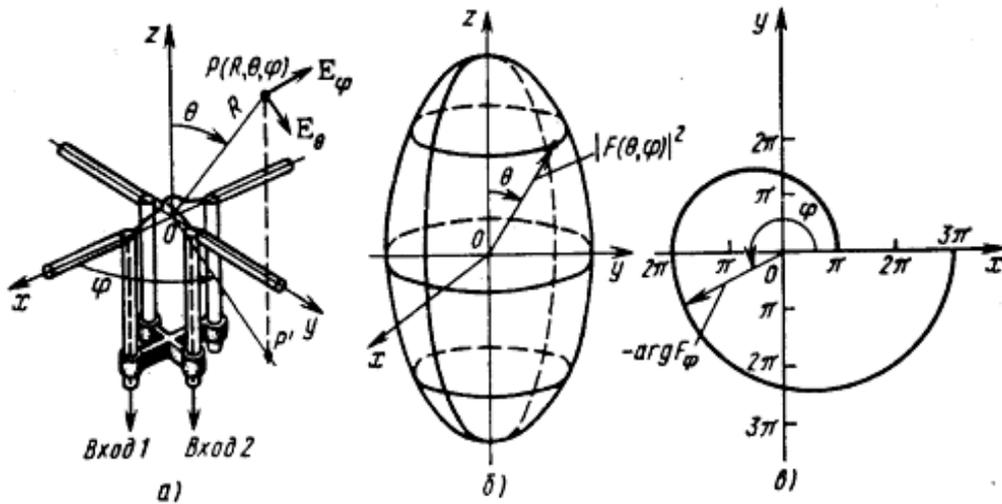


Рис.3.19. Турникетный вибратор:
 а - конструкция, б – амплитудная ДН, в – фазовая ДН

Если токи на входах вибраторов равны по амплитуде и синфазны, то турникетная антенна имеет линейную поляризацию. Режим всенаправленного в горизонтальной плоскости излучения используется в телевизионных передающих антеннах турникетного типа. В качестве элементов таких антенн обычно используются петлеобразные вибраторы с шунтовым питанием и увеличенным числом ветвей, предложенные Б. В. Брауде.

3.3. Щелевая антенна

Щелевая антенна представляет собой отверстие, прорезанное в металлической поверхности и возбуждаемое каким либо источником. Источник создает на краях щели переменное напряжение. Если щель узкая, то напряжение вдоль нее имеет синусоидальное распределение, которое на концах щели должно обращаться в нуль. Обычно используются узкие щели с размерами $d/\lambda = 0,03 \dots 0,05$ и $2l/\lambda \leq 0,5$, где d - ширина щели, $2l$ – ее длина. Переменное электрическое поле щели является источником электромагнитных колебаний.

Щель, излучающая в обе стороны, называется двусторонней. Обычно применяются односторонние щели. Для формирования однонаправленного излучения щель выполняется в одной из стенок волновода или объемного резонатора. Щели бывают также разной конфигурации: прямоугольные, крестообразные, гантельные, уголкового, кольцевые (см. рис. 3.20) и другие.

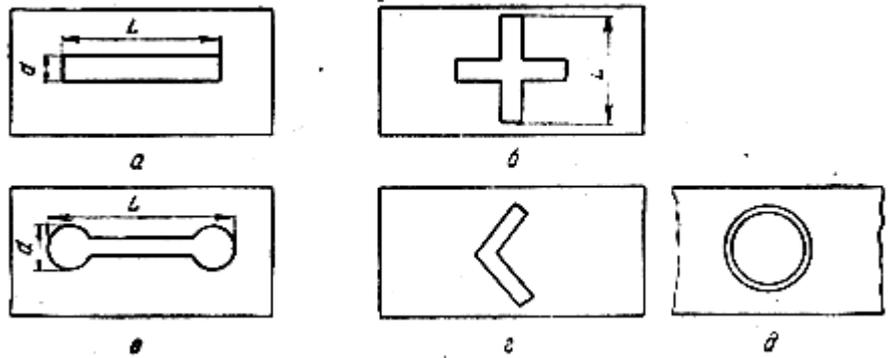


Рис. 3.20. Формы щелей

Метод расчета щелевых антенн основывается на использовании принципа двойственности, который постулирует взаимозаменяемость электрического и магнитного полей и позволяет по известным характеристикам электрического вибратора находить соответствующие характеристики магнитного вибратора (щели) при их одинаковых электрических размерах и конфигурациях. В соответствии с этим принципом выполняют замены

$$I^{\circ} \rightarrow -I^{\circ}, \quad w \rightarrow -1/w, \quad \vec{E} \rightarrow \vec{H}, \quad \vec{H} \rightarrow \vec{E}.$$

В случае тонкой линейной двусторонней щели длиной $2l$, прорезанной в бесконечно протяженном плоском экране, из (3.7) можно записать

$$H_{\theta} = \frac{U_{щ}}{\pi w} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}, \quad (3.53)$$

$$E_{\varphi} = -wH_{\theta},$$

где $U_{щ}$ — напряжение на щели.

Сопоставляя (3.7) с (3.53) замечаем, что обе антенны, вибраторная и щелевая, имеют одинаковые ДН, только плоскости поляризации у них развернуты на угол 90° друг относительно друга, поскольку в первом случае присутствует компонента поля E_{θ} , во втором E_{φ} .

Для щелевой антенны вместо входного импеданса вводят входную проводимость $Y_{щ}$. Выражение для нее найдем, приравняв компоненты напряженности электрических полей вибратора E_{θ} и щели E_{φ} . Получим связь

$$U_{щ} = -\frac{1}{2} w I_{\max}. \quad (3.54)$$

При выполнении этого соотношения будут равны и мощности излучения, из равенства которых следует

$$I_{\max}^2 R_{\Sigma \max} = U_{щ}^2 G_{\Sigma щ}.$$

Учтя (3.54), перепишем

$$G_{\Sigma щ} = 4R_{\Sigma \max} / w^2. \quad (3.55)$$

Обобщив эту запись на полную мощность, получим связь комплексной входной проводимости щелевой антенны и входного импеданса электрического вибратора

$$Y_{ex.щ} = 4Z_{ex} / w^2. \quad (3.56)$$

Для односторонней щели проводимость будет в два раза меньше, так как для полупространства в два раза будет меньше полная мощность.

Эквивалентное волновое сопротивление полуволнового щелевого вибратора в свободном пространстве определяется по формуле

$$w_{щ} \approx 120 \ln(0,71\lambda / b). \quad (3.57)$$

Укорочение полуволновой щели, необходимое для настройки ее в резонанс, равно

$$2\Delta l \approx 13,6\lambda / w_{щ}. \quad (3.58)$$

Входное сопротивление щелевого вибратора рассчитывается по формуле

$$Z_{ex} \approx \frac{(60\pi)^2}{R_{\Sigma}^2 + (w_{щ} \operatorname{ctg} kl)^2} (R_{\Sigma} + iw_{щ} \operatorname{ctg} kl), \quad (3.59)$$

где $R_{\Sigma} \approx 73 \text{ Ом}$ – сопротивление излучения вибраторного аналога щели.

Наибольшее применение нашла прямолинейная полуволновая щелевая антенна. На УКВ ее возбуждение осуществляется при помощи двухпроводной линии, подключенной к противоположным кромкам щели. На более высоких частотах возбуждение может осуществляться коаксиальным кабелем, оплетка и центральная жила которого также подсоединяются к противоположным кромкам щели, или посредством полосковой линии. С целью согласования точку возбуждения смещают из центра щели, где ее входное сопротивление велико и может достигать значения порядка 1 кОм . На СВЧ щель прорезают в стенке объемного резонатора, который возбуждается каким-либо способом для получения нужной структуры поля, а его поле возбуждает щель. Распределение напряжения вдоль щели в этом случае может быть отличным от синусоидального.

В качестве примера на рис. 3.21 показан излучатель в виде продольной щели в коаксиальной линии и его ДН в горизонтальной (E) и вертикальной (H) плоскостях. Щель 1 прорезана в наружном проводнике 3 и возбуждается перемычкой 2 между внутренним проводником 4 коаксиальной линии и одной из кромок щели.

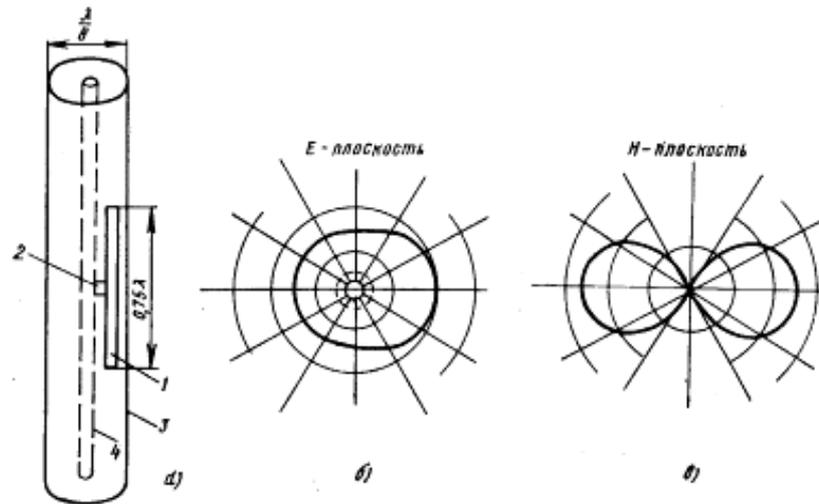


Рис.3.21. Щелевой излучатель на коаксиальной линии

Широкое применение щелевые антенны нашли в диапазоне СВЧ в качестве не выступающих бортовых антенн летательных аппаратов.

3.4. Цилиндрическая и коническая спиральные антенны

Подобные антенны относятся к антеннам бегущей волны. Однозаходная цилиндрическая спиральная антенна представляет собой проволочную спираль с постоянным шагом s , выполненную на цилиндрической поверхности радиуса $r = a$ (рис. 3.22, а). Один конец спирали остается свободным, а другой соединен с внутренним проводником коаксиальной

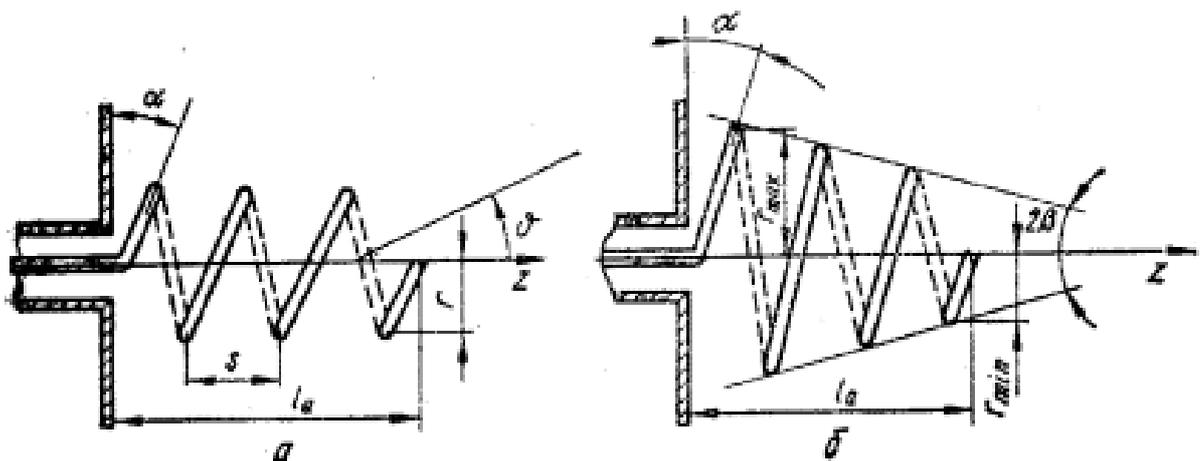


Рис. 3.22. Цилиндрическая и коническая спиральные антенны

линии. Внешний проводник коаксиальной линии присоединяется к металлическому экрану, имеющему форму диска или многоугольника, который может быть сплошным или сетчатым. Экран служит для получения однонаправленного излучения и уменьшения токов, наводимых на внешнем проводнике коаксиального фидера. Диаметр экрана выбирается равным

$(0,7...0,9)\lambda_{cp}$. Диаметр проводника спирали обычно на порядок меньше диаметра цилиндрической поверхности $2a$. Число витков $N = 4...8$. Осевая длина антенны L находится в пределах $(0,5...3,0)\lambda_{max}$.

В зависимости от формы ДН и направления максимума излучения различают три режима: режим бокового или поперечного излучения ($2\pi a \ll \lambda$), режим осевого излучения ($2\pi a \cong \lambda$) и режим наклонного излучения ($2\pi a \gg \lambda$). Наиболее используемым является режим осевого излучения, обеспечивающий максимальный КНД и круговую поляризацию в направлении максимума ДН. Направление вращения плоскости поляризации совпадает с направлением намотки спирали. Угол намотки спирали α отсчитывается от нормали к оси антенны и выбирается в пределах $12^0...20^0$. Осевой режим сохраняется при условии

$$\cos\alpha/(1+\sin\alpha) \leq ka \leq \cos\alpha/(1-\sin\alpha). \quad (3.60)$$

Максимальный коэффициент перекрытия по частоте, равный двум, получается при $\alpha \cong 19^0$.

Приближенный расчет нормированной ДН цилиндрической спиральной антенны в плоскости $\varphi = 0$ можно провести по формулам

$$\bar{F}_\theta(\theta) \cong J_0(ka \sin\theta) \cos\theta / \sin\psi/|\psi|, \quad (3.61)$$

$$\bar{F}_\varphi(\theta) \cong J_0(ka \sin\theta) / \sin\psi/|\psi|, \quad (3.62)$$

где $J_0(ka \sin\theta)$ – функция Бесселя, $\psi = \frac{1}{2}kL(\cos\theta - \xi)$; угол θ отсчитывается от оси антенны.

Формулы получены по теореме о перемножении диаграмм направленности элемента системы в виде кольцевого излучателя с бегущей со скоростью света волной тока и множителя направленности ЛНС с бегущей вдоль нее замедленной волной, характеризуемой коэффициентом замедления $\xi = c/V_\varphi$. Формулы (3.61), (3.62) не учитывают отражение от конца спирали, затухание тока в ней и влияние экрана на характеристики излучения. Для оценки ширины ДН (в градусах) можно пользоваться выражениями

$$(2\theta_{0,5})_\theta \cong 85\sqrt{\lambda/L}, \quad (2\theta_{0,5})_\varphi \cong 108\sqrt{\lambda/L}. \quad (3.63)$$

На рис. 3.23 приведены расчетные (сплошная линия) и экспериментальные (пунктир) ДН для шестивитковой однозаходной цилиндрической спиральной антенны. Поляризационная диаграмма приближенно определяется функцией

$$K_\vartheta(\theta) \cong \cos\theta, \quad (3.64) \quad \text{а}$$

КНД в направлении оси антенны может быть рассчитан по формулам:

$$D_0 \approx 15(l_1/\lambda)^2 \frac{L}{\lambda}; \quad D_0 \cong 7,5(ka/\cos\alpha)^2 L/\lambda. \quad (3.65)$$

Если ξ известно, то для получения максимального КНД надо согласно формуле (2.12) взять длину антенны, равной

$$L^{opt} = \lambda/2(\xi - 1). \quad (3.66)$$

Фазовая диаграмма цилиндрической спиральной антенны без экрана в плоскости $\varphi = const$, по крайней мере, в пределах главного лепестка ДН, представляет собой окружность с центром на оси спирали. Для антенны с экраном диаметром $0,9\lambda_{cp}$ фазовый центр расположен от экрана на расстоянии $(0,33...0,38)L$, т.е. фазовый центр смещен в сторону экрана. Эта закономерность присуща и другим типам антенн, например вибраторным или турникетным, если они используются с экраном.

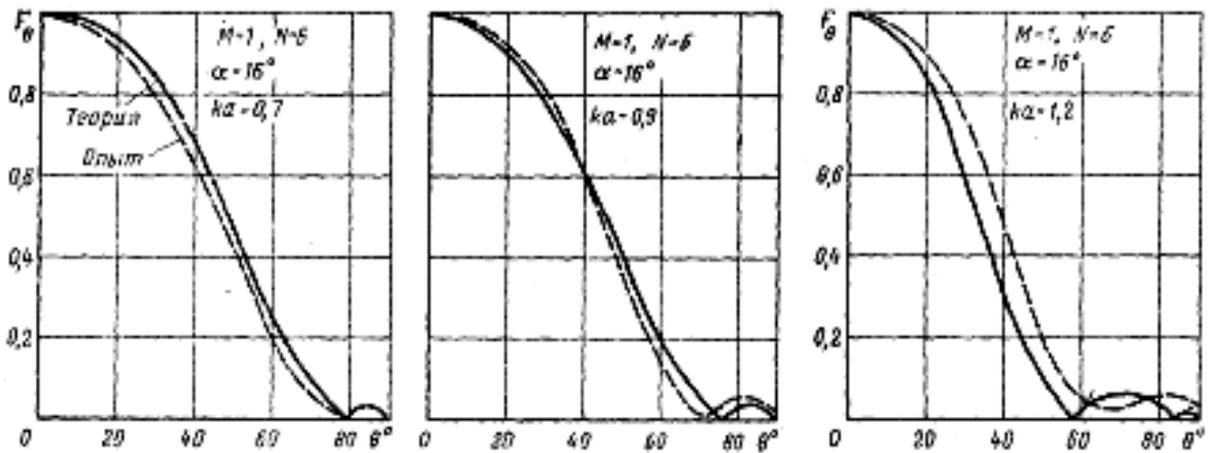


Рис.3.23. Теоретические (сплошные) и экспериментальные (пунктир) ДН однозаходной цилиндрической спиральной антенны

Активная часть входного импеданса спиральной антенны составляет $(60...90) \text{ Ом}$ и несколько растет с увеличением ka . Она почти не зависит от числа витков. Это и понятно, так как на входное сопротивление основное влияние оказывает область антенны, непосредственно примыкающая к ее входу, т.е. размеры, положение первого витка относительно экрана и его соединение с коаксиальной линией. Реактивная часть входного сопротивления невелика и колеблется в пределах $\pm (10...20) \text{ Ом}$.

С целью еще большего увеличения рабочего диапазона переходят к коническим спиральным антеннам с постоянным или переменным шагом намотки, которые можно рассматривать как цилиндрические спиральные антенны с плавно изменяющимся диаметром (см. рис. 3.22,б). В конических спиральных антеннах условия (3.60) существования осевого режима приблизительно выполняются для группы из трёх витков, которые называются активной областью (зоной) и которые в основном формируют ДН антенны. При изменении частоты условия (3.60) выполняются уже для другой группы витков, т.е. активная зона перемещается по поверхности антенны. Этим и объясняется большая широкополосность конических спиральных антенн. Однако они имеют более низкий КНД по сравнению с цилиндрическими

спиральными антеннами, в которых в формировании поля излучения участвуют одновременно все витки.

У конической спирали (рис. 3.22,б) длина витка и расстояние между витками являются переменными. Её параметры: L – осевая длина; a_{\min} – минимальный радиус спирали; a_{\max} – максимальный радиус спирали; N – число витков; α – угол намотки; β – половина угла при вершине конуса. Геометрические размеры конической спирали определяются по формулам

$$a_{\min} = \frac{0,75\lambda_{\min} \operatorname{tg}\alpha \sin\beta}{\exp(2\pi N \operatorname{tg}\alpha \sin\beta) - 1}; \quad a_{\max} = a_{\min} e^{2\pi N \operatorname{tg}\alpha \sin\beta}, \quad (3.67)$$

где λ_{\min} – нижняя длина волны рабочего диапазона антенны.

Конические спиральные антенны более широкополосны, но имеют меньший КНД из-за уменьшения числа витков, для которых выполняется условие режима осевого излучения $l = \lambda$. При оценки параметров конической спиральной антенны можно пользоваться формулами (6.86) - (6.88), если L заменить на $L \cos\beta$, а l_1 на $l_{1cp} = \pi(a_{\max} + a_{\min})$.

Спиральные антенны в основном применяются в дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн. Имея круговую поляризацию, они используются в радиолокации для получения более контрастного изображения цели на фоне помех, в системах телеметрии и связи с летательными аппаратами, положение которых не стабилизировано в пространстве. Спиральные антенны используются также в качестве облучателей зеркальных антенн и элементов решеток.

3.5. Диэлектрические стержневые антенны

Конструкции диэлектрической стержневой антенны схематически показаны на рис. 3.24 и состоят из двух основных частей: возбуждающего устройства, обычно в виде коаксиально-волноводного перехода на круглом волноводе с волной основного типа H_{11} , и круглого диэлектрического стержня, представляющего собой отрезок регулярного (цилиндрического) или нерегулярного (конического) диэлектрических волноводов. В отличие от полого металлического волновода волны в диэлектрическом волноводе являются гибридными, т.е. имеют обе продольные составляющие электромагнитного

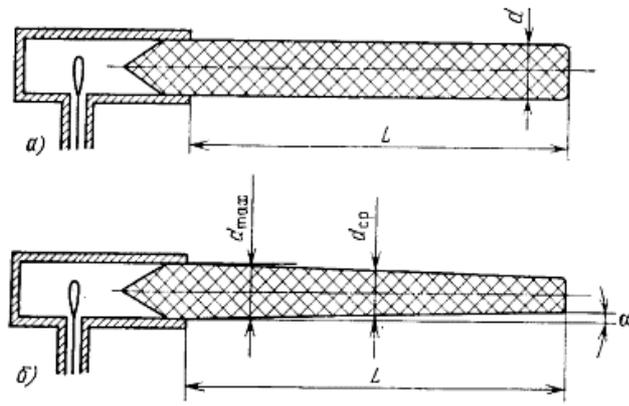


Рис. 3.24. Диэлектрические антенны

поля. Основной является волна HE_{11} . Она не имеет критической длины волны, а структура её поля в поперечном сечении близка к структуре поля волны H_{11} круглого волновода. По этим причинам подобные конструкции получили широкое применение в антенной технике.

Фазовая скорость волны, распространяющейся вдоль стержня, лежит в пределах $c/\sqrt{\bar{\epsilon}} < V_\phi < c$, где c – скорость света в вакууме, $\bar{\epsilon}$ – относительная диэлектрическая проницаемость материала стержня. Расчетные зависимости $\xi = c/V_\phi$ от a/λ , где a – радиусы стержня и волновода, λ – длина волны в вакууме, для $\mu = 1$ и некоторых значений $\bar{\epsilon}$ приведены на рис. 3.25. Известно также, что в случае тонкого стержня ($a/\lambda \ll 1$) основная часть мощности переносится поверхностной волной вне диэлектрического стержня, а в случае толстого стержня ($a/\lambda \gg 1$) основная часть мощности переносится внутри стержня. В последнем случае потери будут больше.

Приближенный расчет нормированной ДН диэлектрической стержневой антенны в плоскостях E ($\varphi = 0$) и H ($\varphi = \pi/2$) можно выполнить по формулам

$$\bar{F}_\theta(\theta) \cong J_0(k a \sin \theta) \cos \theta / \sin \psi / \psi, \quad (3.68)$$

$$\bar{F}_\varphi(\theta) \cong J_0(k a \sin \theta) / \sin \psi / \psi, \quad (3.69)$$

где $J_0(k a \sin \theta)$ – функция Бесселя, $\psi = \frac{1}{2} k L (\cos \theta - \xi)$; угол θ отсчитывается от оси антенны; L – длина диэлектрического стержня вне волноводной секции.

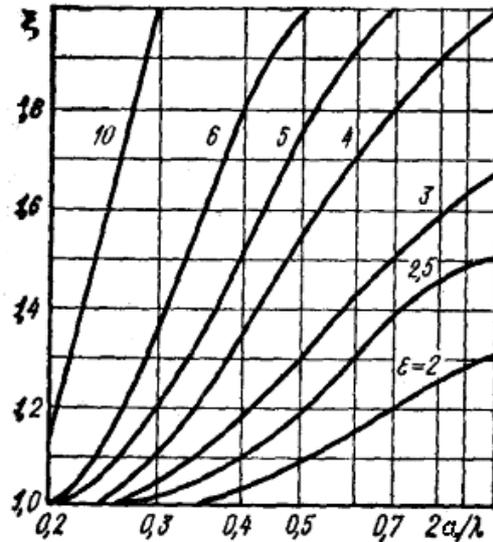


Рис. 3.25. Зависимость коэффициента замедления ξ в диэлектрической антенне от параметров диэлектрика и волновых размеров её поперечного сечения

Формулы получены по теореме о перемножении диаграмм направленности элемента системы в виде открытого конца круглого волновода и МН ЛНС с бегущей вдоль нее замедленной волной с коэффициентом замедления ξ . Эти формулы не учитывают излучение от стыка диэлектрического стержня с волноводом и отражения от конца диэлектрического стержня, определяющие высокий уровень боковых лепестков, а также затухание в нём, вызванное излучением и тепловыми потерями. Поэтому совпадение теоретических и экспериментальных ДН возможно только в области главного лепестка. Учет потерь в диэлектрике приводит к исчезновению нулей в ДН.

Для получения максимального КНД диаметр $2a$ и длина L цилиндрического стержня (вне волноводной секции) должны иметь оптимальные размеры

$$2a^{opt} \cong \frac{\lambda}{\sqrt{\pi(\bar{\epsilon}-1)}}, \quad L^{opt} \cong \frac{\lambda}{2(\xi-1)}. \quad (3.70)$$

Необходимая величина ξ^{opt} при заданном значении $\bar{\epsilon}$ обеспечивается соответствующим выбором радиуса стержня. Очевидно, что это можно выполнить на фиксированной длине волны. Обычно в качестве неё берётся средняя длина волны рабочего диапазона. Из условия существования в круглом волноводе волны основного типа находим $\lambda_{cp} \cong 3a$.

При оптимальной длине диэлектрического стержня КНД антенны находят по формуле

$$D_0 \approx 8L_{opt} / \lambda. \quad (3.71)$$

Потери в диэлектрике, которые в основном определяют КПД диэлектрической антенны, можно оценить по формуле

$$\alpha_{\partial} \cong \frac{27,3\sqrt{\varepsilon} \cdot \operatorname{tg} \delta}{\lambda}, \text{ дБ/м}, \quad (3.72)$$

где $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс угла потерь в диэлектрике, λ – длина волны генератора (м). Потери характеризуют также коэффициентом полезного действия антенны. КПД антенны, согласованной с фидером, определяется по формуле

$$\eta = P_n / P_{\text{вх}} = \exp(-0,23 \alpha_1 L), \quad (3.73)$$

где P_n – мощность, дошедшая до конца диэлектрической антенны; $P_{\text{вх}}$ – мощность, поступающая на вход антенны, $\alpha_1 = \alpha_{\partial}$ – погонный коэффициент затухания в дБ/м, L – длина диэлектрического стержня.

При оценке потерь используют иногда среднее значение КПД, равное 0,85.

При расчете диэлектрической стержневой антенны по заданным значениям КНД или ширины ДН сначала по формулам (2.10) или (2.11) находят длину стержня L , далее по формуле (2.12) определяют коэффициент замедления $\xi^{\text{онм}}$, а затем по графикам на рис. 3.25 выбирают значения $\bar{\varepsilon}$ и диаметр стержня $2a$.

Для уменьшения излучения от стыка с волноводом и отражения от конца стержня, ему придают коническую форму. При этом наибольший диаметр выбирают равным внутреннему диаметру волновода, а наименьший выбирают так, чтобы средний по длине антенны коэффициент замедления был близок к оптимальному, т.е.

$$\xi_{\text{ср}} = 0,5(\xi_{\text{max}} + \xi_{\text{min}}) \cong \xi^{\text{онм}}. \quad (3.74)$$

Оптимальные размеры конического стержня могут находиться также по формулам

$$\left. \begin{aligned} 2a_2^{\text{онм}} &= \frac{\lambda}{\sqrt{\pi(\bar{\varepsilon} - 1)}}, & 2a_1^{\text{онм}} &= \frac{\lambda}{\sqrt{2,5\pi(\bar{\varepsilon} - 1)}}, \\ L^{\text{онм}} &= \frac{1}{2(\xi_{\text{ср}} - 1)}. \end{aligned} \right\} \quad (3.75)$$

Амплитудные ДН конической стержневой антенны рассчитываются по формулам (3.68) и (3.69) при условии замены конического стержня эквивалентным цилиндрическим стержнем.

Применение в возбуждающем устройстве конического рупора увеличивает эффективность возбуждения поверхностной волны и снижает уровень боковых лепестков. Поляризация поля излучения стержневой диэлектрической антенны определяется поляризацией возбуждающего устройства. Подобные антенны находят применение в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн.

3.6. Примеры решения типовых задач

1. Симметричный вибратор длиной $2l = 0,6$ м возбуждается током с амплитудой $I_0 = 0,3$ А на его входе и работает на частоте $f = 400$ МГц. Определить амплитуды напряженности электрического и магнитного полей в

точке наблюдения, находящейся на расстоянии $r = 100$ м от вибратора и под углом $\theta = \pi/3$ рад к его оси. Антенна находится в воздушной среде.

Решение. Расчет проводим по формуле (3.9). Сначала определим длину волны λ и электрический размер плеча kl . Они равны:

$$\lambda = c/f = 0,75 \text{ м}; \quad kl = 2\pi l/\lambda = 6,2816 \cdot 0,3/0,75 \cong 2,513.$$

Это значение kl вместе с исходными данными подставляем в формулы:

$$|E_\theta| = \frac{120\pi \cdot 0,3}{2\pi \cdot \sin(2,513)} \cdot \left| \frac{\cos(2,513 \cdot 0/5) - \cos(2,513)}{100 \cdot \sin(\pi/3)} \right| \cong \frac{0,306}{0,866} \cdot |0,309 - 0,809| \cong \\ \cong 0,177 \text{ (В/м)};$$

$$|H_\varphi| = |E_\theta|/120\pi = 0,177/120\pi = 0,469 \text{ (мА/м)}.$$

2. Определить входное сопротивление симметричного вибратора длиной $2l = 0,96$ м, выполненного из провода диаметром $2a = 20$ мм, если длина волны $\lambda = 1$ м.

Решение. Сначала определим волновое сопротивление вибратора. По формуле (3.18) получаем

$$w_g = \frac{120\pi}{\pi} [\ln(1/\pi \cdot 10^{-2}) - 0,577] \cong 344 \text{ (Ом)}.$$

Учитывая, что сопротивление излучения волнового вибратора $R_{\Sigma max} \approx 200$ Ом, по формуле (3.19) имеем

$$Z_{ex} \approx \frac{200 - i344 \cdot \cos(2\pi \cdot 0,48/1) \cdot \sin(2\pi \cdot 0,48/1)}{(200/344)^2 + \sin^2(2\pi \cdot 0,48/1)} \approx (570 + i120), \text{ Ом}.$$

3. С целью настройки в резонанс определить укорочение симметричного волнового вибратора, выполненного из провода диаметром $2a/\lambda = 0,02$.

Решение. В рассматриваемом случае $l/\lambda = 0,5$; $l/a = 50$. Из рис. 3.5 определяем $\xi = 1,17$. По формуле (3.20) находим

$$\Delta l = (1 - 1/\xi) \cdot 0,25l = \left(1 - \frac{1}{1,17}\right) \cdot 0,25 \cdot 0,5\lambda \approx 0,018\lambda,$$

т.е. укорочение вибратора составляет $2\Delta l = 0,036\lambda$.

4. Определить волновое сопротивление на резонансной частоте и относительную ширину полосы рабочих частот антенны ВГД $\frac{10}{h} 0,6$, состоящей

из $N = 6$ проводов радиусом $r_0 = 2$ мм каждый.

Решение. По формуле (3.46) находим эквивалентный радиус антенны

$$a_{экс} = a \sqrt[N]{\frac{N \cdot r_0}{a}} = 0,6 \sqrt[6]{\frac{6 \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{0,6}} \text{ м} \approx 0,31 \text{ м}.$$

Согласно формуле (3.43) резонансная длина волны антенны

$$\lambda_0 = 4l = 4 \cdot 10 \text{ м} = 40 \text{ м}.$$

По формулам (3.45) и (3.48) получаем

$$W_{\varepsilon} = 120 \ln \left(0,175 \frac{\lambda_0}{R_s} \right) = 120 \ln \left(0,175 \cdot \frac{40}{0,13} \right) \text{ Ом} \approx 374 \text{ Ом};$$

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = 200 \left(1 - 0,64 \operatorname{arctg} \frac{W_{\varepsilon}}{73,1} \right) = 200 \left(1 - 0,64 \operatorname{arctg} \frac{374}{73,1} \right) \approx 23\%.$$

5. Полуволновая резонансная щелевая антенна имеет ширину $b = 1$ см и работает на волне $\lambda = 60$ см. Определить входное сопротивление антенны.

Решение. Найдем сначала эквивалентное волновое сопротивление и резонансную длину щели. Пользуясь формулами (3.60) и (3.61), получаем $w_{\text{щ}} \approx 120 \ln(0,71\lambda/b) = 120 \ln(0,71 \cdot 60) = 450$ (Ом);

$$2\Delta l \approx 13,6\lambda/w_{\text{щ}} = 13,6 \frac{60}{450} \approx 1,8 \text{ (см)}, \quad 2l = \lambda/2 - 2\Delta l = 60/2 - 1,8 = 28,2 \text{ (см)}.$$

По формуле (3.62) имеем

$$Z_{\text{вх}} \approx \frac{(60\pi)^2}{73^2 + \left(450 \operatorname{ctg} \frac{\pi \cdot 28,2}{60} \right)^2} \cdot \left(73 + i450 \operatorname{ctg} \frac{\pi \cdot 28,2}{60} \right) \approx (342 + i222), \text{ Ом}.$$

6. К несимметричному вертикальному заземленному вибратору, работающему на резонансной длине волны, подводится мощность $P = 10$ кВт. Частота передатчика $f = 750$ кГц. Определить эффективную высоту, КПД, ток у основания антенны и максимальную напряженность электрического поля на расстоянии $r = 12$ км от вибратора. Сопротивление потерь в антенне $R_{\Pi} = 7$ Ом.

Решение. Высоту вибратора, работающего на резонансной длине волны, находим из формулы (3.27), вычислив предварительно длину волны передатчика

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8}{750 \cdot 10} = 400 \text{ (м)}; \quad l = \frac{\lambda}{4} = \frac{400}{4} = 100 \text{ (м)}.$$

Эффективную высоту вибратора определяем по формуле (3.37)

$$l_{\text{эф}} \approx 0,64l = 0,64 \cdot 100 = 64 \text{ (м)}.$$

Сопротивление излучения четвертьволнового вибратора, отнесенное к максимуму тока, в два раза меньше сопротивления излучения симметричного полуволнового вибратора, т.е. $R_{\Sigma \text{max}} \approx 37$ Ом. По формуле (3.25) получаем

$$I = I_{\text{max}} \sin kl = \sqrt{\frac{2P}{R_{\Sigma \text{max}} + R_{\Pi}}} \sin \frac{2\pi l}{\lambda} = \sqrt{\frac{2 \cdot 10 \cdot 10^3}{37 + 7}} \sin \frac{2\pi}{4} = 21,4 \text{ (А)}.$$

КПД антенны рассчитываем по формуле (3.32), а напряженность электрического поля – по формуле (3.38), полагая в максимуме $\theta = \pi/2$:

$$\eta = \frac{37}{37 + 7} \approx 0,84; \quad E_{\text{max}} = \frac{60I_{\text{max}}}{r} = \frac{60 \cdot 21,4}{12 \cdot 10^3} = 107 \text{ (мВ/м)}.$$

7. Прямоугольный волновод с размерами $a = 23$ мм, $b = 10$ мм, возбуждается на волне типа H_{10} посредством коаксиально – волноводного перехода. Волновое сопротивление коаксиального фидера $w_6 = 50$ Ом. Длина волны в свободном пространстве $\lambda = 3,2$ см. Найти высоту штыря l_1 и размеры l_2 и x_0 , определяющие его положение в волноводе.

Решение. Длина волны основного типа в волноводе

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} = \frac{3,2}{\sqrt{1 - \left(\frac{3,2}{4,6}\right)^2}} = 4,45 \text{ см.}$$

Характеристическое сопротивление волновода на волне основного типа

$$Z_c = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{3,2}{4,6}\right)^2}} = 524 \text{ Ом.}$$

Эффективную высоту штыря определим, предполагая, что он находится в середине широкой стенки волновода ($x_0 = a/2$) и на расстоянии $l_2 = \lambda_g/4$ от торцевой стенки. Из условия согласования коаксиальной линии с волноводом (3.40) имеем

$$l_{эф} = \sqrt{\frac{w_6 ab}{2Z_c \sin^2\left(\frac{\pi}{a} y_0\right) \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_g} l_2\right)}} = \sqrt{\frac{50 \cdot 23 \cdot 10}{2 \cdot 524 \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\right) \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_g} \cdot \frac{\lambda_g}{4}\right)}} = 3,31 \text{ мм}$$

Этой действующей высоте штыря в предположении, что он находится в свободном пространстве, соответствует геометрическая высота l_1 , которая находится из формулы (3.35):

$$l_1 = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\pi l_{эф}}{\lambda} = \frac{3,2}{3,1416} \operatorname{arctg} \frac{6,28 \cdot 3,31}{32} = 5,9 \text{ мм.}$$

Как видим, расстройка вибратора велика, поскольку его высота l_1 существенно отличается от $\lambda/4 = 8$ мм. В целях увеличения l_1 при сохранении условия $R_{ex} = w_6$ смещаем вибратор к одной из узких стенок волновода. Принимаем $x_0 = 0,25a$ и тогда

$$l_{эф} = \sqrt{\frac{w_6 ab}{2Z_c \sin^2\left(\frac{\pi}{a} x_0\right) \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_g} l_2\right)}} = \sqrt{\frac{50 \cdot 23 \cdot 10}{2 \cdot 524 \sin^2(0,25\pi) \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\right)}} = 4,68 \text{ мм,}$$

$$l_1 = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{2\pi l_{эф}}{\lambda} = \frac{32}{3,1416} \operatorname{arctg} \frac{6,28 \cdot 4,68}{32} = 7,56 \text{ мм.}$$

Выберем радиус штыря равным 1,6 мм и по (3.26) вычислим его волновое сопротивление, которое составит $w_{ш} = 60$ Ом. Поскольку штырь не настроен в резонанс ($l_1 < \lambda/4$), его входное сопротивление содержит также определяемую по формуле (3.28) реактивную составляющую

$$X_{ex} = -w_{\text{вн}} \text{ctg} \beta l_1 = -w_{\text{вн}} \text{ctg} \left(\frac{2\pi \cdot 7,56}{32} \right) = -60 \cdot 0,0875 = -5,25 \text{ Ом.}$$

Для ее компенсации необходимо изменить расстояние l_2 от поршня до штыря в соответствии с формулой (3.39), чтобы значение реактивности осталось прежним, а знак изменился на противоположный. Тогда

$$\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_g} l_2\right) = \frac{-X_{ex} ab}{l_{\text{эф}}^2 Z_c \sin^2\left(\frac{\pi}{a} x_0\right)} = \frac{5,25 \cdot 10 \cdot 23}{4,68^2 \cdot 524 \cdot \sin^2\left(\frac{\pi \cdot 0,25a}{a}\right)} = 0,21;$$

$$\frac{4\pi}{\lambda_g} l_2 = 0,21; \quad l_2 = \frac{44,5 \cdot 0,21}{12,57} = 7,43 \text{ мм.}$$

8. Рассчитать цилиндрическую спиральную антенну осевого излучения, работающую в диапазоне длин волн от $\lambda_{\min} = 6$ см до $\lambda_{\max} = 10$ см. В процессе расчёта для крайних длин волн рабочего диапазона определить число витков спирали, шаг намотки, КНД, ширину ДН.

Решение. Сначала определяем среднюю длину волны рабочего диапазона

$$\lambda_{cp} = \frac{\lambda_{\min} + \lambda_{\max}}{2} = \frac{6 + 10}{2} = 8 \text{ см.}$$

Так как антенна должна иметь максимум излучения вдоль оси, то длину витка спирали принимаем равной средней длине волны диапазона. Поэтому

$$l_1 = \lambda_{cp} = 8 \text{ см.}$$

Выбираем угол намотки спирали α равным 15° , имея в виду, что оптимальные значения этого угла лежат в пределах от 12° до 20° . Определяем шаг намотки

$$s = 2\pi a \sin \alpha = 8 \sin 15^\circ = 8 \cdot 0,259 = 2,07 \text{ см.}$$

При вычислении осевой длины антенны исходим из того, что оптимальное значение коэффициента замедления на минимальной длине волны должно быть равным $\xi = c/V_\phi \approx 1,2$. Поэтому

$$\xi = 1 + \frac{\lambda_{\min}}{2L} = 1,2,$$

что соответствует

$$L = \frac{\lambda_{\min}}{2 \cdot 0,2} = \frac{6}{0,4} = 15 \text{ см.}$$

Число витков спирали равно

$$n = \frac{L}{s} = \frac{15}{2,07} = 7,25.$$

Округляем n до семи и уточняем осевую длину спирали

$$L = ns = 7 \cdot 2,07 = 14,5 \text{ см.}$$

КНД в направлении максимума излучения для крайних длин волн рабочего диапазона вычисляем по формуле (3.65)

$$D_0 \approx 15 \left(\frac{l_1}{\lambda_{\min}} \right)^2 \frac{L}{\lambda_{\min}} = 15 \left(\frac{8}{6} \right)^2 \frac{14,5}{6} = 64,3 = 18,1 \text{ дБ};$$

$$D_0 \approx 15 \left(\frac{l_1}{\lambda_{\min}} \right)^2 \frac{L}{\lambda_{\max}} = 15 \left(\frac{8}{10} \right)^2 \frac{14,5}{10} = 17,4 = 12,4 \text{ дБ}.$$

Ширину ДН находим по формулам (3.63)

$$(2\theta_{0,5})_{\theta} \cong 85 \sqrt{\lambda/L} = 85 \sqrt{6/14,5} \cong 54,8^\circ;$$

$$(2\theta_{0,5})_{\theta} \cong 85 \sqrt{\lambda/L} = 85 \sqrt{10/14,5} \cong 70,8^\circ;$$

$$(2\theta_{0,5})_{\varphi} \cong 108 \sqrt{\lambda/L} = 108 \sqrt{6/14,5} \cong 69,6^\circ;$$

$$(2\theta_{0,5})_{\varphi} \cong 108 \sqrt{\lambda/L} = 108 \sqrt{10/14,5} \cong 90^\circ.$$

9. Для работы на волне длиной $\lambda = 7$ см рассчитать коническую диэлектрическую стержневую антенну оптимальных размеров с максимальным коэффициентом усиления не менее $G_0 = 30$. В процессе расчета определить: длину L , максимальный d_{\max} и минимальный d_{\min} диаметры стержня; коэффициент замедления; затухание, вызванное тепловыми потерями в стержне; КНД и КУ антенны. В качестве материала для изготовления стержня взять диэлектрик ($\varepsilon = 2,5$; $\text{tg}\sigma = 2 \times 10^{-3}$).

Решение. Сначала определяем ориентировочное значение длины стержня L , поскольку этот размер антенны в первую очередь ограничивает возможность ее реализации. Среднее значение КПД диэлектрической антенны в первом приближении берем равным $\eta = 0,85$. Поэтому КНД должен быть не менее

$$D_0 = \frac{G_0}{\eta} = \frac{30}{0,85} = 35.$$

Для получения такого КНД стержень оптимальных размеров должен согласно (3.71) иметь длину

$$L_{\text{opt}} = \frac{D_0 \lambda}{8} = \frac{35 \cdot 7}{8} \cong 30,6 \text{ см}.$$

Этот размер антенны можно считать приемлемым.

Максимальный и минимальный диаметры стержня равны

$$d_{\max} = 0,565 \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon - 1}} = \frac{0,565 \cdot 7}{\sqrt{2,5 - 1}} = 3,2 \text{ см},$$

$$d_{\min} = 0,355 \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon - 1}} = \frac{0,355 \cdot 7}{1,225} = 2 \text{ см}.$$

Средний диаметр имеет значение $d_{cp} = \frac{d_{\min} + d_{\max}}{2} = \frac{2 + 3,2}{2} = 2,6$ см, поэтому

$\frac{d_{cp}}{\lambda} = \frac{2,6}{7} = 0,37$. Из графика на рис. 3.25 находим коэффициент замедления ξ

$\cong 1,1$ и по нему длину волны в стержне $\lambda_{в} = \frac{\lambda}{\xi} = \frac{7}{1,1} = 6,3$ см.

По формуле (3.70) уточняем длину стержня L_{onm}

$$L_{onm} = \frac{\lambda}{2(\xi - 1)} = \frac{7}{2(1,1 - 1)} = 35 \text{ см.}$$

Затухание, обусловленное тепловыми потерями в диэлектрическом стержне, приближенно находим по формуле (3.72). Оно равно

$$\alpha_{\delta} \cong \frac{27,3 \cdot \sqrt{2,5}}{0,07} \cdot 2 \cdot 10^{-3} \cong 1,24 \text{ дБ/м.}$$

КПД антенны находим по формуле (3.73)

$$\eta = \exp(-0,23\alpha_{\delta}L_{onm}) = \exp(-0,23 \cdot 1,24 \cdot 0,35) \cong 0,9.$$

КНД в направлении максимума излучения в соответствии с (3.71) равен

$$D_0 = 8 \frac{L}{\lambda} = 8 \frac{35}{7} = 40.$$

Максимальный КУ антенны имеет значение

$$G_0 = D\eta = 40 \cdot 0,9 \approx 36,$$

что вполне удовлетворяет заданию.

10. Определить оптимальные размеры конической стержневой антенны из тролитула ($\epsilon = 2,5$; $tg \delta = 5 \cdot 10^{-3}$). Рабочая длина волны $\lambda = 7$ см.

Решение. Используя соотношения (3.75), находим оптимальные диаметры стержня:

$$2a_{\max} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi(\epsilon - 1)}} = \frac{7}{\sqrt{\pi \cdot 1,5}} \text{ см} \approx 3,22 \text{ см};$$

$$2a_{\min} = \frac{\lambda}{\sqrt{2,5\pi(\epsilon - 1)}} = \frac{7}{\sqrt{2,5\pi \cdot 1,5}} \text{ см} \approx 2,03 \text{ см}.$$

Среднему диаметру стержня $d_{cp} = \frac{2a_{\max} + 2a_{\min}}{2} = \frac{3,22 + 2,03}{2} = 2,625$ см со-

гласно графика на рис. 3.25 соответствует коэффициент замедления $\xi_{cp} = 1,06$. Поэтому оптимальная длина стержня равна

$$L_{onm} = \frac{\lambda}{2(\xi_{cp} - 1)} = \frac{7}{2(1,06 - 1)} \text{ см} \approx 58,5 \text{ см}.$$

Остальные параметры антенны можно рассчитать по методике, изложенной в предыдущем примере.

Вопросы для самоконтроля

Линейные антенны

1. В чём заключается эффект укорочения длины вибратора?
2. В чём отличие вибратора Пистолькорса от линейного симметричного вибратора?
3. Назовите способы расширения рабочего диапазона вибраторных антенн.
4. Несимметричные вертикальные вибраторы, конструкции, применения.
5. Принцип двойственности и его использование в антенной технике.
6. Особенности спиральных антенн, конструкции, применения.
7. Сравните цилиндрические и конические спиральные антенны по диапазонным и направленным свойствам, дайте объяснения различиям.

4. Апертурные антенны

К апертурным относят антенны, у которых может быть выделена плоская поверхность раскрыва S , формирующая остронаправленное излучение. Основные типы АА – волноводные, рупорные, зеркальные, линзовые.

В отличие от ЛА с последовательной схемой питания элементов, в АА параллельная схема питания посредством системы независимых лучей, переносящих электромагнитную энергию. Особенностью параллельной схемы является сохранение синфазности элементов раскрыва и вида АФР независимо от длины волны λ . Поэтому АА могут работать в широком диапазоне частот, сохраняя неизменной форму ДН. Меняются лишь ширина ДН и ее лепестки. Для КНД апертурных антенн справедлива общая формула

$$D_0 = 4\pi\nu \frac{S}{\lambda^2}, \quad (4.1)$$

где S – геометрическая площадь раскрыва, ν – КИП, λ – длина волны.

Из (4.1) следует, что увеличение волновых размеров апертуры увеличивает КНД антенны. Поэтому у АА наивысший из всех типов антенн КНД, который у зеркальных антенн может достигать 10^8 .

4.1. Волноводные излучатели

Волноводные излучатели являются простейшими апертурными излучателями в диапазоне сантиметровых волн. Наиболее распространенными являются антенны в виде открытых концов волноводов – прямоугольного с волной H_{10} и круглого с волной H_{11} . Размеры поперечного сечения волновода на волне основного типа обычно не превышают длины волны, поэтому излучатель с такими размерами раскрыва является слабонаправленным и формирует широкую ДН. Излучатели в виде открытых концов волноводов применяются в качестве облучателей линз и зеркал, элементов фазированных антенных решеток, а также как самостоятельные слабонаправленные антенны.

Приближенное нахождение поля излучения из открытого конца волновода заключается в решении двух задач: внутренней и внешней. Внутренняя задача состоит в нахождении полей внутри волновода и рассматривается в электродинамике. При решении внешней задачи полагают, что в волноводе распространяется лишь волна основного типа. Распространение волн других типов исключается выбором размеров поперечного сечения волновода.

На открытом конце волновода происходит частичное излучение волны, ее частичное отражение, а также возникновение волн высших типов. Вследствие этого поле на раскрыве отличается по своей структуре от поля в самом волноводе. На внешней поверхности стенок возбуждаются поверхностные токи. При решении внешней задачи апертурным методом все это не учитывают и считают, что поле на раскрыве открытого конца волновода имеет такую же структуру, как и в поперечном сечении внутри регулярного волново-

да с волной основного типа. Сравнение с экспериментальными результатами показывает, что эти приближения вполне допустимы.

Излучатель в виде открытого конца прямоугольного волновода

Такой излучатель схематично изображен на рис. 4.1,а. Поле в волноводе для волны основного типа имеет три компоненты: E_y , H_x , H_z . Распределение амплитуды поля на раскрытии в плоскости E равномерное, а в плоскости H – косинусоидальное, т.е.

$$A(y) = \text{const}, \quad A(x) = A_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right). \quad (4.2)$$

Поскольку раскрыт синфазный, то фазовое распределение постоянно.

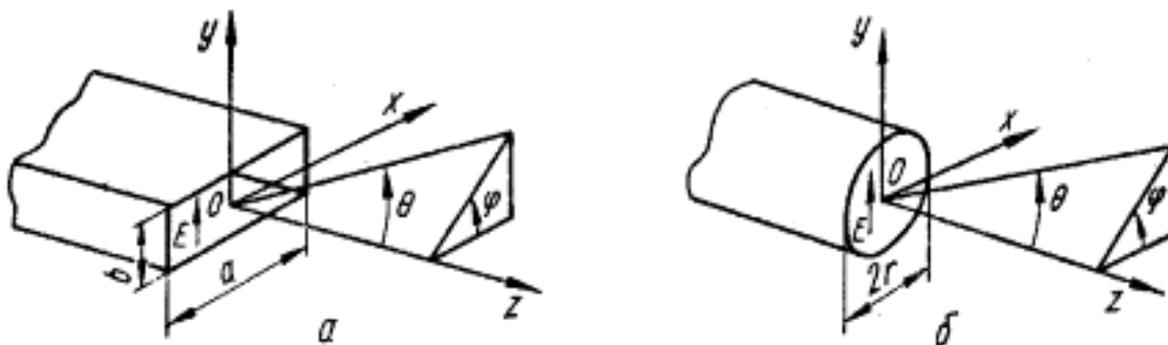


Рис. 4.1. Волноводные излучатели:

a – на прямоугольном, b – на круглом волноводах

Так как амплитудно-фазовое распределение на раскрытии открытого конца прямоугольного волновода с волной H_{10} разделяющееся, то для определения поля излучения можно воспользоваться теоремой о перемножении ДН – формула (1.22). Элементарным источником для рассматриваемого случая является элемент Гюйгенса (элемент волнового фронта площадью dS), имеющий ДН в виде кардиоиды

$$\bar{F}_{эл}(\theta) = \frac{1}{2}(1 + \cos\theta), \quad (4.3)$$

изображенной на рис. 4.2.

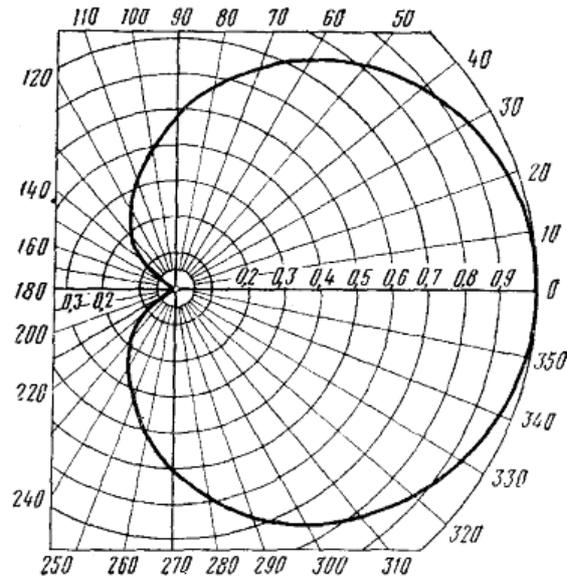


Рис. 8.2. Диаграмма направленности элемента Гюйгенса

Нормированная ДН открытого конца прямоугольного волновода в главных плоскостях в соответствии с формулами (2.3), (2.4), (2.17) и (4.3) имеет вид

$$\bar{F}(\theta^H) \cong \frac{\cos\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta^H\right)}{1 - \left(\frac{2a}{\lambda} \sin \theta^H\right)^2} \frac{1 + \cos \theta^H}{2}; \quad (4.4)$$

$$\bar{F}(\theta^E) \cong \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta^E\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta^E} \frac{1 + \cos \theta^E}{2}, \quad (4.5)$$

где θ^H, θ^E - углы, отсчитываемые от нормали к раскрытию в плоскостях H и E , соответственно.

Ширина ДН в главных плоскостях, может приближенно рассчитываться по формулам

$$2\theta_{0,5}^E \approx 51^\circ \frac{\lambda}{b}, \quad 2\theta_{0,5}^H \approx 68^\circ \frac{\lambda}{a}, \quad b \cong 0,45a. \quad (4.6)$$

Для КИП и КНД в направлении максимума ДН имеем

$$\nu \approx 0,81; \quad D_0 = 4\pi\nu \frac{ab}{\lambda^2} \approx 10,2 \frac{ab}{\lambda^2}, \quad \frac{ab}{\lambda^2} < 1. \quad (4.7)$$

Поляризация поля излучения открытого конца прямоугольного волновода с волной H_{10} линейная, вектор \vec{E} поля излучения ориентирован парал-

тельно узкой стенке волновода. Излучатель имеет точечный фазовый центр, расположенный в центре апертуры.

Открытый конец прямоугольного волновода недостаточно хорошо согласован со свободным пространством и имеет КСВ порядка 1,6...1,9. Это связано с тем, что волновое сопротивление прямоугольного волновода лежит в пределах 560...590 Ом и значительно отличается от волнового сопротивления свободного пространства, равного 377 Ом.

Излучатель в виде открытого конца круглого волновода

Такой излучатель схематично изображен на рис. 4.1б. Распределение амплитуды поля на раскрытии волновода в плоскости E близко к постоянному, а в плоскости H -симметрично спадающее к краям по закону $A(\rho)=A_0(1-\rho^2)$. Фазовое распределение на всем раскрытии постоянное. Элементарным излучателем является элемент Гюйгенса.

При сделанных выше допущениях для прямоугольного волновода и с использованием формулы (2.55) при $n = 1$, $\delta = 0$ или $\delta = 1$ можно получить следующие выражения для нормированной ДН открытого конца круглого волновода

$$\bar{F}(\theta^E) \approx \left| \frac{1 + \cos \theta^E}{2} \Lambda_1(u_1) \right|, \quad (4.8)$$

$$\bar{F}(\theta^H) \approx \left| \frac{1 + \cos \theta^H}{2} \Lambda_2(u_2) \right|, \quad (4.9)$$

где $u_1 = k a \sin \theta^E$, $u_2 = k a \sin \theta^H$, a – радиус волновода.

Ширина ДН оценивается по формулам

$$2\theta_{0,5}^E \approx 69^\circ \frac{\lambda}{2a}, \quad 2\theta_{0,5}^H \approx 93^\circ \frac{\lambda}{2a}. \quad (4.10)$$

Для КИП и КНД в направлении максимума ДН имеем

$$\nu \approx 0,84;$$

$$D_0 = \nu \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 \approx 8,3 \left(\frac{2a}{\lambda} \right)^2, \quad (2a/\lambda) < 1. \quad (4.11)$$

Поляризация поля излучения линейная. Недостатком такого излучателя является неустойчивость положения плоскости поляризации. Поэтому излучатели в виде открытого конца круглого волновода обычно используются для работы с круговой или эллиптической поляризациями. Точечный фазовый центр излучателя совпадает с центром раскрытия. Согласование с пространством открытого конца круглого волновода лучше, чем прямоугольного, и КСВ лежит в пределах 1,2...1,3.

4.2. Рупорные антенны

Волноводные излучатели имеют малую направленность ($\max D_0 < 5$) и недостаточно согласованы с волноводом. Устранение этих недостатков воз-

можно путем плавного увеличения поперечного сечения волновода, т.е. переходом к рупорным излучателям. Волновые размеры апертуры рупора могут быть сделаны гораздо большими, чем у волновода, что позволяет значительно сузить главный лепесток диаграммы направленности. Плавное увеличение поперечного сечения волновода в рупорных антеннах обеспечивает их хорошее согласование с пространством. В этом смысле рупор является согласующим переходом от волновода к свободному пространству и дополнительных согласующих устройств не требуется. Появление волн высших типов предотвращается плавностью изменения поперечного сечения рупора.

Рупорные антенны широко применяются в диапазоне СВЧ как самостоятельные антенны, а также в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн, элементов антенных решеток. Наибольшее распространение получили секториальные, пирамидальные и конические рупорные антенны.

Секториальные рупоры получают путем плавного расширения одной из стенок прямоугольного волновода. Если расширение прямоугольного волновода происходит в плоскости H , рупор называется H -плоскостным (рис. 4.3,а); если в плоскости E , то называется E -плоскостным (рис. 4.3,б). Плавное линейное расширение прямоугольного волновода в обеих плоскостях образует пирамидальный рупор (рис. 4.3,в). Такое же расширение круглого волновода образует конический рупор (рис. 4.3,г). Пирамидальные и конические рупоры приемлемых размеров позволяют формировать ДН с шириной порядка $9 \div 12^\circ$. Во всех рупорных антеннах происходит плавная трансформация структуры поля волноводных типов волн в поле пространственных волн.

Расчет поля излучения рупорных антенн аналогичен расчету волноводного излучателя. Рупор полагается бесконечно протяженным, а его стенки - идеально проводящими. При этих условиях проводится решение внутренней задачи, т.е. определение электромагнитного поля внутри бесконечно протяженного рупора. Эта электродинамическая часть задачи решается строго. Далее осуществляется переход к рупору конечных размеров, причем предполагается, что поле внутри рупора и на его раскрыве остается таким же, как и в бесконечном рупоре, а токи на внешней поверхности стенок рупора пренебрежимо малы.

H-плоскостной секториальный рупор

В таком рупоре происходит плавное увеличение размера a широкой стенки волновода. Волна основного типа H_{10} в прямоугольном волноводе имеет компоненты E_y, H_x, H_z . В рупоре эта волна плавно преобразуется в цилиндрическую волну типа H_{10} , в цилиндрической системе координат ρ, φ, z имеющей компоненты поля E_y, H_φ, H_ρ .

Выясним характер АФР поля в раскрыве. Полагаем, что раскрыв рупора находится в зоне, где цилиндрическая волна уже сформировалась, и размер раскрыва рупора a_p меньше его длины L^H . Тогда приближенно можно

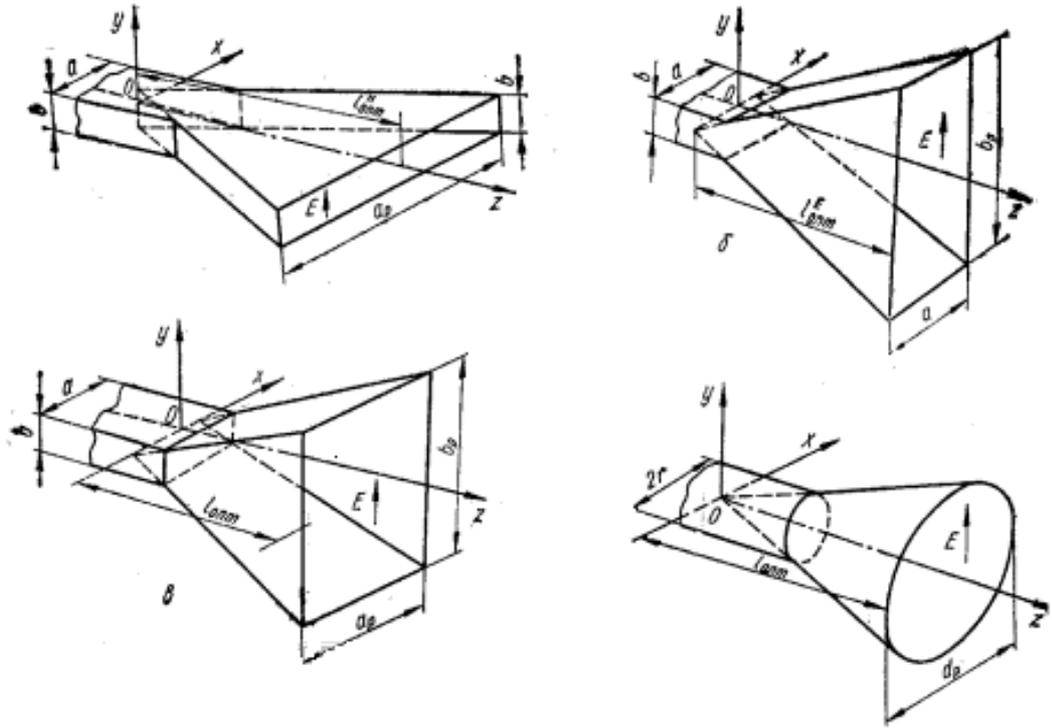


Рис. 4.3. Типы рупорных антенн

считать, что

$$|E_y(x)| \approx E_0 \cos\left(\frac{\pi}{a_p} x\right). \quad (4.12)$$

Следовательно, амплитудное распределение в раскрытии H -плоскостного секториального рупора в магнитной плоскости примерно косинусоидальное и совпадает с распределением в волноводе. В электрической плоскости (по координате y) амплитудное распределение в раскрытии рупора, как и в раскрытии волновода, постоянное

$$|E_y(y)| \approx E_0 = const. \quad (4.13)$$

Характер фазового распределения в раскрытии может быть приближенно установлен методом геометрической оптики. В плоскости H это дает

$$\Phi(x) \cong -\frac{\pi x^2}{\lambda L^H}, \quad (4.14)$$

т.е. фазовое распределение в раскрытии H -плоскостного секториального рупора в магнитной плоскости является примерно квадратичным. На краю рупора при $x = a_p/2$ фаза достигает максимального (относительно центра) значения, равного

$$\Phi_2 \cong -\frac{\pi a_p^2}{\lambda L^H}. \quad (4.15)$$

В плоскости E расстояние между стенками рупора остается постоянным и равным размеру b в волноводе, поэтому и фазовое распределение будет постоянным.

Таким образом, АФР в раскрыве H -плоскостного секториального рупора разделяющееся: в плоскости H амплитудное распределение косинусоидальное, а фазовое квадратичное; в плоскости E амплитудное и фазовое распределения постоянны.

Найдем диаграмму направленности H -плоскостного секториального рупора. Поскольку АФР в раскрыве рупора разделяющееся, то ДН в главных плоскостях находятся как ДН линейных систем с АФР, соответствующими этим плоскостям. В плоскости E распределение постоянно и расчет ДН проводится по формулам для открытого конца прямоугольного волновода. В плоскости H поле излучения рассчитывается с использованием теоремы о перемножении диаграмм, причем элементарным излучателем по-прежнему является элемент Гюйгенса, а МН берется как для линейной системы с косинусоидальным амплитудным и квадратичным фазовым распределением.

Квадратичные изменения фазы приводят к расширению ДН и падению КНД, в то время как увеличение длины рупора сужает ДН и поднимает КНД. В результате оптимизации по этим двум факторам получается, что максимум КНД имеет место при $\Phi_2 = -3\pi/4$ и соответствующей этому значению фазы длины рупора, определяемой из формулы (4.15). Такой H -секториальный рупор называется оптимальным. Его КИП за счет фазовых искажений равен $v_\phi \cong 0,79$. Полный КИП будет

$$v = v_a v_\phi \cong 0,81 \cdot 0,79 \cong 0,64, \quad (4.16)$$

где v_a – КИП за счет спадающего к краям амплитудного распределения, v_ϕ – КИП, обусловленный квадратичными изменениями фазы.

Размеры оптимального H -плоскостного секториального рупора связаны между собой соотношением

$$L_{opt}^H = a_p^2 / (3\lambda), \quad (4.17)$$

где L_{opt}^H , a_p – оптимальная длина и ширина раскрыва рупора.

Ширина ДН такого рупора в главных плоскостях определяется по формулам

$$2\theta_{0,5}^H \cong 80^\circ \lambda / a_p, \quad 2\theta_{0,5}^E \cong 51^\circ \lambda / b. \quad (4.18)$$

В H -плоскостном секториальном рупоре значение фазовой скорости волны плавно уменьшается, стремясь к ее значению в свободном пространстве. Поэтому по сравнению с открытым концом прямоугольного волновода согласование улучшается и КСВ лежит в пределах 1,2...1,4.

***E*-плоскостной секториальный рупор**

Такой рупор получается путем плавного увеличения размера узкой стенки прямоугольного волновода b . Поэтому и структура поля внутри рупора деформирована в плоскости E по сравнению со структурой поля в волноводе. Внутри рупора распространяется цилиндрическая волна с постоянной фазовой скоростью. АФР поля в раскрыве E -плоскостного секториального рупора разделяющиеся. Амплитудное распределение в плоскости E примерно постоянное, а фазовое квадратичное. В плоскости H амплитудное распределение косинусоидальное, а фазовое постоянное.

Диаграммы направленности E -плоскостного рупора в главных плоскостях рассчитываются как ДН линейных систем с соответствующими этим плоскостям распределениями. В магнитной плоскости ДН рупора такие же, как и у прямоугольного волновода. В электрической плоскости ДН рассчитывается как ДН линейной системы с постоянным амплитудным и квадратичным фазовым распределениями. Элементарным излучателем является элемент Гюйгенса.

При постоянной длине рупора L^E с увеличением размера его раскрыва b_p главный лепесток ДН вначале сужается, так как увеличивается волновой размер апертуры, а фазовые ошибки невелики. Дальнейшее увеличение размера раскрыва, как и в H -плоскостном рупоре, вызывает расширение ДН и увеличение уровня боковых лепестков. Это связано с большой фазовой ошибкой на краю рупора. Поскольку поле к краю E -плоскостного рупора почти не спадает, то фазовая ошибка в E -плоскостном рупоре оказывает большее влияние на ДН, чем в H -плоскостном. Поэтому для оптимального E -плоскостного рупора максимальная фазовая ошибка равна $\Phi_2 = -\pi/2$. При этом КИП составляет $\nu_\phi \cong 0,79$.

Размеры оптимального E -плоскостного секториального рупора связаны между собой соотношением

$$L_{opt}^E = b_p^2 / (2\lambda), \quad (4.19)$$

где b_p – высота рупора.

Ширина ДН такого рупора оценивается по формулам

$$2\theta_{0,5}^H \cong 68^\circ \lambda / a, \quad 2\theta_{0,5}^E \cong 53^\circ \lambda / b_p. \quad (4.20)$$

По сравнению с H -плоскостным рупором E -плоскостной секториальный рупор хуже согласован со свободным пространством и для него КСВ лежит в пределах 1,3...1,7.

Пирамидальный рупор

Такой рупор образуется при плавном расширении волновода в обеих плоскостях. Его приближенно можно рассматривать в виде наложения двух E - и H -секториальных рупоров. Он позволяет получить ДН, близкую к осесимметричной, с шириной порядка $10 \div 15^\circ$. Продолжения стенок пирами-

дального рупора могут пересекаться в одной точке ($L^E = L^H$) и тогда его называют остроконечным. Если они пересекаются в разных точках ($L^E \neq L^H$), рупор называется клиновидным.

Структура поля внутри пирамидального рупора плавно меняется в обеих плоскостях и в нем распространяется волна с фазовым фронтом, близким к сферическому. АФР в раскрыве рупора разделяющееся. В плоскости E амплитудное распределение почти постоянное, а в плоскости H косинусоидальное. Фазовые распределения в обеих плоскостях квадратичные. В соответствии с этим ДН пирамидального рупора в главных плоскостях приближенно рассчитываются по формулам, полученным для соответствующих секториальных рупоров.

Для пирамидального рупора также существуют оптимальные размеры. Оптимальные соотношения длины рупора и его раскрыва в каждой плоскости определяются соответствующими соотношениями для секториальных рупоров. Размеры оптимального клиновидного рупора рассчитываются по формулам (4.17) и (4.19), а остроконечного – по формулам

$$L_{opt} = a_p^2 / (3\lambda), \quad b_p \cong 0,8a_p. \quad (4.21)$$

Для правильного сопряжения горловины пирамидального рупора с волноводом должно выполняться соотношение

$$L^H (1 - a/a_p) = L^E (1 - b/b_p). \quad (4.22)$$

С целью уменьшения длины пирамидального рупора допускают фазовые искажения в каждой из плоскостей, соответствующие оптимальным секториальным рупорам. Ширина ДН оптимального пирамидального рупора в главных плоскостях определяется по формулам

$$2\theta_{0,5}^H \cong 80^\circ \lambda / a_p, \quad 2\theta_{0,5}^E \cong 53^\circ \lambda / b_p. \quad (4.23)$$

Нормированные амплитудные ДН пирамидальной рупорной антенны при возбуждении ее волной H_{10} в главных плоскостях приближенно можно считать по формулам (4.4), (4.5), полагая в них $a = a_p$, $b = b_p$.

КНД оптимального пирамидального рупора в направлении максимума ДН оценивается по формуле

$$D_0 \cong 6,2a_p b_p / \lambda^2. \quad (4.24)$$

Для оптимального пирамидального рупора КИП равен $\nu = 0,49$.

Поскольку пирамидальный рупор в обеих плоскостях плавно трансформирует волноводную волну в пространственную, он хорошо согласован. Типичные значения КСВ для оптимальных пирамидальных рупоров составляют 1,04...1,15.

Конический рупор

Такой рупор образуется при плавном увеличении диаметра круглого волновода. При линейной поляризации поля в волноводе поляризация на выходе рупора неустойчива. Поэтому этот тип рупора используется редко, в основном как излучатель круговой или эллиптической поляризации. Структура

поля внутри рупора имеет характер сферической волны. При возбуждении рупора круглым волноводом с волной основного типа H_{11} амплитудное распределение в плоскости H близко к косинусоидальному, а в плоскости E оно почти постоянное. Фазовое распределение в обеих плоскостях квадратичное.

Размеры оптимального конического рупора связаны между собой соотношением

$$L_{opt} = d_p^2 / (2,4\lambda) - 0,15\lambda, \quad (4.25)$$

где L_{opt} , d_p – оптимальная длина и диаметр раскрыва рупора.

Диаграммы направленности конических рупоров рассчитываются апертурным методом с использованием выражений для множителя направленности круглого раскрыва (2.55) и при тех же допущениях, которые были сделаны в случае пирамидального рупора. Ширина ДН оптимального конического рупора в главных плоскостях составляет

$$2\theta_{0,5}^H \approx 70^\circ \lambda / d_p, \quad 2\theta_{0,5}^E \approx 60^\circ \lambda / d_p. \quad (4.26)$$

КНД такой антенны в направлении максимума ДН определяется по формуле

$$D_0 \approx 5(d_p / \lambda)^2. \quad (4.27)$$

Конический рупор хорошо согласован со свободным пространством и КСВ в волноводе имеет величину 1,1...1,2.

4.3. Линзовые антенны

Широкое применение в антенной технике в СВЧ диапазоне получили линзовые антенны. Состоят они из электромагнитной линзы и облучателя, фазовый центр которого совмещен с фокусом линзы.

Электромагнитная линза – это радиопрозрачное тело, ограниченное двумя поверхностями: освещенной криволинейного профиля и плоской поверхностью апертуры. К линзам предъявляются следующие основные требования: они должны иметь малые тепловые потери и быть хорошо согласованными с окружающим пространством.

Облучатель предназначен для создания нужного амплитудного распределения на раскрыве линзы. Он должен иметь точечный фазовый центр и обеспечивать требуемую поляризацию поля излучения. В качестве облучателей используются слабонаправленные антенны, такие как рупорные, открытые концы волноводов, вибраторы с рефлекторами и т. д.

В отличие от оптического диапазона линзы в радиодиапазоне могут быть как замедляющими, так и ускоряющими. На практике чаще всего используются диэлектрическая (замедляющая) и металлопластинчатая (ускоряющая, использующая волноводное распространение) линзы. Размеры раскрыва линзовых антенн обычно велики по сравнению с длиной волны, поэтому они относятся к остронаправленным антеннам и предназначены для формирования узких ($2\theta_{0,5} < 10^\circ$) ДН.

Принцип действия линзовых антенн заимствован из оптики и заключается в преобразовании расходящегося пучка лучей от слабонаправленного

источника в параллельный пучок лучей или в преобразовании сферического фронта волны облучателя в плоский волновой фронт на выходе линзы. Благодаря этому удается получить плоский синфазный раскрыв требуемого размера и сформировать узкую ДН.

Приближенная теория линзовых антенн строится на основании законов геометрической оптики. Их применение возможно, если диаметр линзы, ее фокусное расстояние и радиус кривизны поверхности линзы много больше длины волны. Так как обычно линзы имеют большие электрические размеры, эти условия выполняются. В случае неоднородной линзы изменение амплитуды поля и параметров материала в пределах расстояния порядка длины волны в линзе должны быть не велики. Уравнение профиля линзы находится из условия постоянства электрической длины или оптического пути луча к поверхности равных фаз по любому направлению, проведенному из точки фокуса.

При известном распределении возбуждающего поля в апертуре амплитудные ДН осесимметричных линзовых антенн рассчитываются апертурным методом по формуле (2.55), что и ДН круглых синфазных раскрывов. С целью уменьшения доли энергии, проходящей мимо линзы, и следовательно снижения уровня боковых лепестков, ДН облучателя выбирают такой, чтобы она обеспечивала спадающее к краям линзы амплитудное распределение. Уровень боковых лепестков у линзовых антенн составляет минус (15...25) дБ.

В качестве облучателя линзовой антенны может использоваться укороченный пирамидальный рупор. Установив линзу в раскрыве этого рупора так, чтобы ее фокус был совмещен с фазовым центром рупора, можно сферическую волну, распространяющуюся в рупоре, преобразовать в плоскую и тем самым существенно уменьшить фазовые искажения в раскрыве. Такие антенны называются рупорно-линзовыми. Их амплитудные ДН рассчитываются по формулам для синфазных раскрывов с постоянным в одной плоскости и косинусоидальным в другой распределениями поля.

КНД линзовых антенн в направлении максимума ДН приближенно определяют по формуле

$$D_0 \approx 7,5 S_p / \lambda^2, \quad (4.28)$$

где S_p – площадь раскрыва линзы.

С целью согласования линз с окружающим пространством их коэффициент (показатель) преломления, равный $n = \sqrt{\epsilon}$, обычно выбирают в пределах 1,5...1,7 для замедляющих линз и 0,5...0,8 для ускоряющих. КБВ в фидере облучателя линзовой антенны для диэлектрических линз равен $1/n$ и n для металлопластинчатых линз. Ускоряющие линзы обычно толще.

Для уменьшения толщины линз их зонируют, делая профиль ступенчатым. Зонирование линзы основано на том факте, что синфазность раскрыва обеспечивается не только при равенстве оптических путей от фокуса до раскрыва, но и при отличии их на $m\lambda$, $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$. Фазы оптических путей

при этом отличаются на $2\pi n$. Зонированные линзы имеют более низкий КИП. Зонирование замедляющей линзы сужает ее полосу пропускания. Зонирование ускоряющей линзы, наоборот, расширяет ее диапазонность.

Антенны на замедляющих линзах

Схематично антенна на замедляющей линзе изображена на рис. 4.4,а. Уравнение профиля осесимметричной замедляющей диэлектрической линзы в сферической системе координат имеет вид

$$\rho(\theta) = \left(\frac{n-1}{n \cos \theta - 1} \right) f, \quad (4.29)$$

где ρ – расстояние из фокуса до произвольной точки на поверхности линзы,
 θ – угол между осью линзы и направлением из фокуса в произвольную точку на поверхности линзы,
 f – фокусное расстояние,
 n – коэффициент преломления диэлектрика.

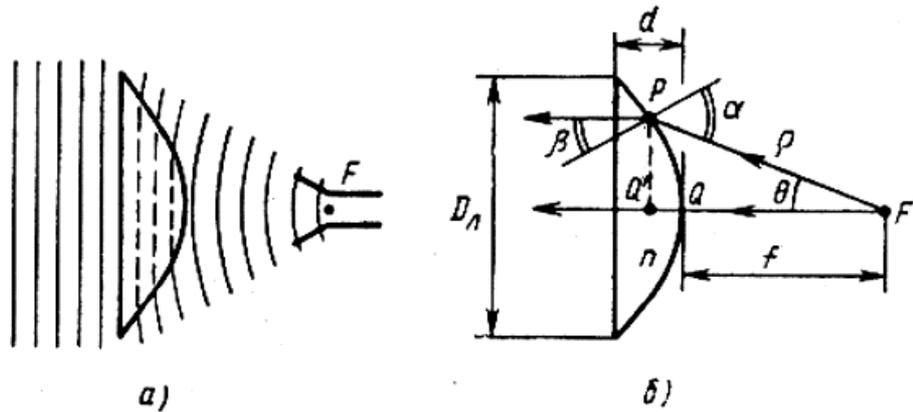


Рис. 4.4. Диэлектрическая линза (а) и ход лучей в ней (б)

Уравнение (4.29) при $n > 1$ является уравнением гиперболы, т.е. освещенная поверхность линзы имеет гиперболический профиль. Толщина линзы d находится из геометрических соображений также (см. рис. 4.4,б):

$$f + nd = \frac{D_n}{2 \operatorname{tg} \theta_p}, \quad (4.30)$$

где D_n – диаметр линзы,

θ_p – угол между осью линзы и направлением из фокуса на её край.

На практике часто выбирают $D_n \approx f$. Тогда, если d и f известны, этот угол равен

$$\theta_p = \operatorname{arctg} \left[\frac{D_n}{2(f+d)} \right]. \quad (4.31)$$

Угол $2\theta_p$ называют углом раскрыва линзы. Зная его, можно рассчитать или выбрать облучатель линзы, так как для достижения максимального КНД ширина ДН облучателя на уровне 0,1 по мощности должна быть равна углу раскрыва линзы.

КПД диэлектрических линзовых антенн находится как

$$\eta \cong \exp\left(-\frac{2\pi nd_{cp}}{\lambda} \operatorname{tg} \delta\right), \quad (4.32)$$

где $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс угла потерь в диэлектрике,

d_{cp} – средняя толщина линзы.

Допуски на отклонение профиля диэлектрической линзы от теоретической кривой и на точность установки облучателя в фокусе (в направлении оси линзы) определяются по формулам

$$\Delta\rho_1 \leq \frac{\lambda}{16(n-1)}; \quad \Delta\rho_2 \leq \lambda/2. \quad (4.33)$$

Диэлектрические линзы являются широкополосными, поскольку \mathcal{E} от частоты почти не зависит. Применяются в основном в миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн, где имеют приемлемые массогабаритные параметры.

Антенны на ускоряющих линзах

В сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн нашли применение ускоряющие металлопластинчатые линзы. Они выполняются из набора тонких параллельных металлических пластин, расположенных на расстоянии a друг от друга и образующих на срезах вогнутую поверхность (рис. 4.5,а). Пластины должны быть параллельны вектору напряженности электрического поля падающей волны.

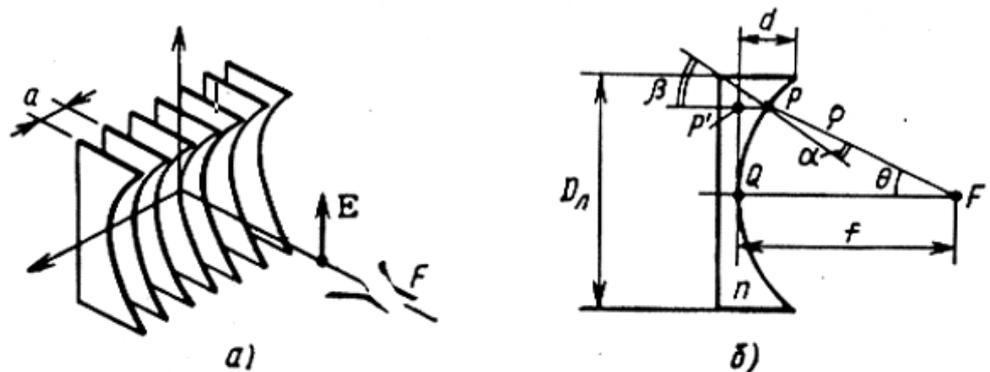


Рис. 4.5. Металлопластинчатая линза (а) и ход лучей в ней (б)

Пространство между пластинами можно рассматривать как плоские волноводы, размер узких стенок которых (высота) значительно больше расстояния между пластинами a . Эти волноводы имеют эффективный показатель преломления

$$n = \frac{c}{v_\phi} = \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2} < 1 \quad (4.34)$$

и предполагается, что в них распространяется волна основного типа H_{10} . Чтобы существовала только эта волна, расстояние между пластинами должно быть в пределах $\lambda/2 < a < \lambda$.

Уравнение профиля ускоряющей линзы также находится из условия постоянства оптического пути луча к поверхности равных фаз по любому направлению, проведенному из точки фокуса. В результате снова приходим к уравнению (4.29), но в котором уже $n < 1$. При $n < 1$ это уравнение является уравнением эллипса.

Толщина линзы d (см. рис. 4.5,б) находится из соотношения

$$f - nd = \frac{D_l}{2 \operatorname{tg} \theta_p} \quad (4.35)$$

где D_l – диаметр линзы,

θ_p – угол между осью линзы и направлением из фокуса на край.

Такая линза фокусирует излучение в плоскости E . Если толщина линзы d будет также переменной и иметь эллиптический профиль, то линза будет фокусировать излучение и в плоскости H .

Для металлопластинчатой линзы допуски на отклонение профиля от теоретической кривой и на точность установки облучателя в фокусе (в направлении оси линзы) определяются по формулам (4.33).

Металлопластинчатые линзы узкополосны, так как показатель преломления (4.34) зависит от λ . КИП у них может достигать значений 0,8...0,85. Металлопластинчатые линзы конструктивно просты. Их применение в рупорных антеннах позволяет существенно уменьшить длину рупора. Однако конструкции большеразмерных антенн на ускоряющих линзах оказываются громоздкими и в этом смысле они уступают, например, зеркальным антеннам.

Антенны на неоднородных линзах

Применяя неоднородные среды с переменной диэлектрической проницаемостью, можно построить семейство линз, у которых фокусировка осуществляется за счет изменения коэффициента преломления. Для получения синфазного раскрытия коэффициент преломления среды внутри линзы должен убывать от центра к ее краю. Из семейства неоднородных линз наиболее известна линза Люнеберга.

Линза Люнеберга с центральной симметрией имеет форму сферы (рис. 4.6, а). Ее коэффициент преломления меняется по закону

$$n = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{a}\right)^2}, \quad (4.36)$$

где a – радиус сферы, r – текущий радиус точки внутри сферы. Сферический фазовый фронт сосредоточенного источника, расположенного на поверхности линзы, она преобразует в плоский волновой фронт. В конструктивном отношении линза может представлять набор однородных концентрических слоев из радиочастотной пенокерамики. Плотность слоев должна

уменьшаться от центра к периферии, чтобы обеспечить требуемый профиль коэффициента преломления ($n = \sqrt{2}$ в центре линзы и $n = 1$ на ее поверх-

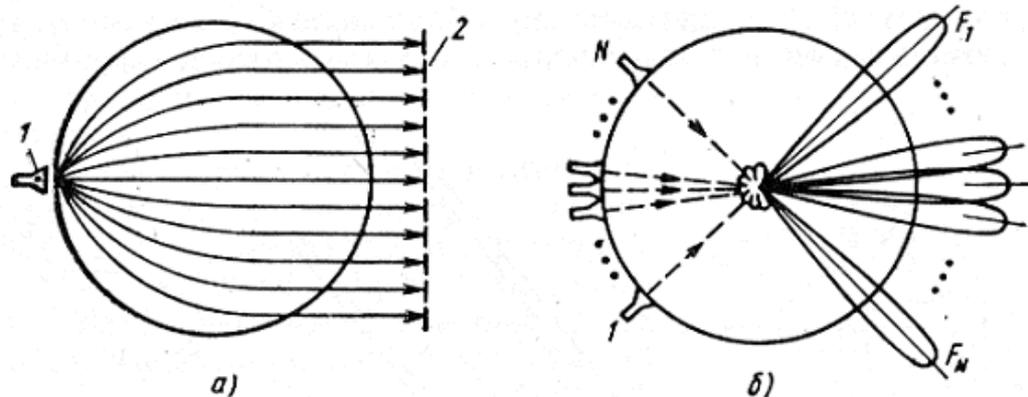


Рис. 4.6. Сферическая линза Люнеберга (а) и сканирование ДН в антенной системе на основе такой линзы (б)

ности). Так как коэффициент преломления на поверхности линзы равен коэффициенту преломления окружающей среды, это обеспечивает ее хорошее согласование с пространством.

У линз Люнеберга излучающий раскрыв имеет вид полукольца. Для расчета ДН в плоскости фокусировки (например, в горизонтальной плоскости) излучающий раскрыв заменяется эквивалентной синфазной ЛНС. В вертикальной плоскости раскрыв линзы заменяют эквивалентной ЛНС с бегущей волной. Уровень боковых лепестков в обеих плоскостях лежит в пределах минус (13...18) дБ. Эти линзы удобны для применения в антенных системах со сканированием (без искажений) ДН. Сканирование осуществляется посредством простого перемещения облучателя по поверхности сферы (рис. 4.6,б). Если на поверхности сферы разместить несколько неподвижных облучателей, то получится многолучевая антенная система.

4.4. Зеркальные антенны

Во многих областях радиотехники, особенно в радиолокации, радиоастрономии, в радиорелейной связи, связи и телевидении с использованием искусственных спутников Земли широкое применение нашли зеркальные антенны. Зеркальными антеннами называют антенны, формирующие ДН путем отражения электромагнитных волн от металлического зеркала (рефлектора) определенного профиля. Первичным источником электромагнитных волн служит какая-либо слабонаправленная антенна, называемая облучателем. Зеркало (одно или несколько) и облучатель являются основными элементами зеркальной антенны. Наиболее распространенными являются осесимметричные зеркала в виде параболоида вращения. Антенны с параболическими зеркалами называют параболическими зеркальными антеннами (ПЗА).

Принцип действия ПЗА основан на известном из оптики свойстве параболических зеркал преобразовывать в плоский сферический фронт падающей на них (из точки фокуса) волны. При этом на излучающем раскрыве большого размера создается синфазное распределение поля, формирующее так называемую игольчатую ДН. По направленности, эффективности, простоте конструкции зеркальные антенны являются лучшими среди остронаправленных антенн СВЧ диапазона.

Существуют различные технологии производства зеркал. Современная технология позволяет зеркала с диаметром не более 3м выполнять цельными холоднокатаными из листового проката сплавов на основе алюминия. Зеркала большего диаметра выполняют сборными с периферийной частью в виде отдельных секций, что требует дополнительной крепежной арматуры и подгонки, а это резко удорожает стоимость. Очень точные зеркала малых размеров получают при вращении жидкого расплава пластмассы до ее затвердевания, а затем поверхность полученного по такой технологии зеркала металлизировать.

Однозеркальные антенны

Осесимметричные параболические зеркальные антенны часто возбуждаются полуволновым вибратором с рефлектором или пирамидальным рупором, фазовые центры которых должны находиться в фокусе параболоида (рис. 4.7).

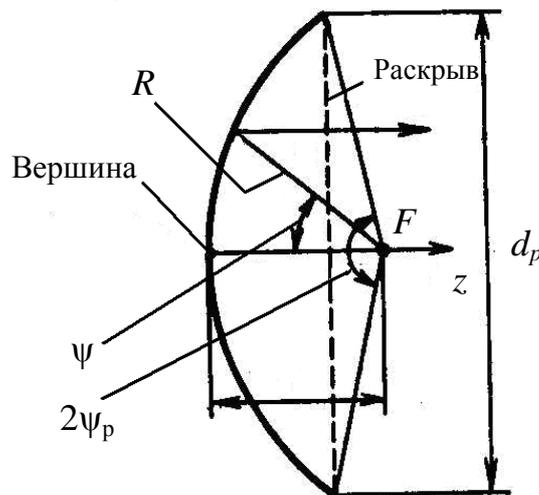


Рис. 4.7. Профиль параболического зеркала

Уравнение профиля осесимметричного параболического зеркала в декартовой системе координат определяется формулой

$$R(\psi) = \frac{2f_a}{1 + \cos \psi} \quad (4.37)$$

где R – расстояние из фокуса до произвольной точки на поверхности зеркала; ψ – угол между осью зеркала и направлением из фокуса в произвольную точку на поверхности зеркала; f_a – фокусное расстояние (расстояние от вершины зеркала до фокуса).

Диаметр раскрыва d_p , полный угол раскрыва зеркала $2\Psi_p$ и его фокусное расстояние f_a связаны между собой соотношением

$$d_p = 4f_a \operatorname{tg}(\Psi_p / 2). \quad (4.38)$$

В инженерной практике расчет поля излучения зеркальных антенн проводится апертурным методом. В рамках этого метода задачу решают в два этапа.

Первый этап – решение внутренней задачи об определении распределения поля на раскрыве зеркала.

Второй этап – решение внешней задачи, т.е. определение поля излучения антенны в дальней зоне по найденному распределению поля в раскрыве.

Решение внутренней задачи при заданных геометрических параметрах зеркала и известной ДН облучателя обычно проводится приближенно при следующих допущениях:

- размеры зеркала и радиус кривизны в любой точке его поверхности считают значительно больше длины волны, что при отражении электромагнитных волн от зеркала позволяет применять законы геометрической оптики;
- токи и касательные составляющие электрического поля на неосвещенной стороне зеркала принимаются равными нулю;
- дифракция волн на краю зеркала не учитывается;
- принимается, что внутренняя поверхность зеркала находится в дальней зоне облучателя.

Нормированное распределение амплитуды поля на раскрыве параболического зеркала по известной ДН облучателя, имеющего точечный фазовый центр, в приближении геометрической оптики вычисляется по формуле

$$\bar{A}(\theta, \varphi) \cong \frac{1 + \cos\theta}{2} \bar{F}_0(\theta, \varphi), \quad (4.39)$$

где φ – полярная координата в плоскости раскрыва зеркала;

$\bar{F}_0(\theta, \varphi)$ – нормированная амплитудная ДН облучателя.

Фаза поля на раскрыве зеркала при облучателе, находящимся в фокусе, считается постоянной.

Облучатели зеркальных антенн определяют характеристики всей антенной системы. В качестве облучателей параболических зеркал применяются различные слабонаправленные антенны: вибраторные с рефлектором, волноводные, рупорные, спиральные и т. д. К ним предъявляются следующие требования:

- ДН облучателя должна быть близкой к осесимметричной, а уровень боковых лепестков – минимальным;
- фронт волны, создаваемой облучателем, вблизи поверхности зеркала должен быть близким к сферическому, т. е. облучатель должен иметь точечный фазовый центр;

- облучатель должен иметь небольшие размеры, чтобы меньше затенять раскрыв зеркала;
- облучатель должен иметь нужную поляризацию, обеспечивать требуемую электрическую прочность и необходимую полосу пропускания;
- конструкция облучателя должна обеспечивать защиту от метеоусловий и допускать возможность герметизации тракта.

Поляризация излучения зеркальных антенн определяется поляризацией облучателя. При этом необходимо учитывать, что в случае круговой поляризации при отражении от металлического зеркала направление вращения плоскости поляризации меняется на противоположное. В случае линейной поляризации её характер при отражении не меняется.

Отклонение фронта волны от сферического приводит к искажению фазового распределения в раскрыве зеркала, что ухудшает характеристики излучения антенны. Затенение облучателем части раскрыва зеркала вызывает рассеяние энергии на облучателе, уменьшение КНД антенны и увеличение уровня боковых лепестков.

Наиболее перспективным являются волноводные и рупорные облучатели с внутренней ребристой поверхностью, имеющие осевую симметрию. Кольцевые канавки обычно имеют глубину не более $\lambda/4$ и шаг меньше $0,1\lambda$. Ребристая структура поддерживает гибридную волну HE_{11} . У такого облучателя симметричная ДН и низкий уровень кроссполяризации. При 50% -ном изменении частоты ширина ДН меняется на 3...7%. Однако ребристый рупор имеет большой раскрыв. Установка диэлектрической линзы в его раскрыв уменьшает размеры рупора, герметизирует его и позволяет довести КИП до 0,9.

В направлении зеркала нормированная амплитудная ДН облучателя приближенно может быть описана выражением

$$\bar{F}_{\text{обл}}(\psi) \approx \cos^m \psi, \quad m \geq 1. \quad (4.40)$$

Для полуволнового вибратора с линейным рефлектором $m = 1$; для вибратора с дисковым рефлектором $m = 2$; для рупорных облучателей $m \geq 3$.

Оптимальное фокусное расстояние зеркала $f_{\text{опт}}$, обеспечивающее при заданном диаметре раскрыва $d_p = 2a_p$ и заданной ДН облучателя $\bar{F}_{\text{обл}}(\psi)$ наибольшее значение КНД антенны, зависит от диаметра раскрыва зеркала и ДН облучателя. Значения $f_{\text{опт}}/d_p$ для разных m приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

m	$f_{\text{опт}}/d_p$
1	0,34–0,40
2	0,40–0,50
3	0,50–0,625

Если решена внутренняя задача и найдено распределение поля в раскрыве зеркала, то поле в дальней зоне находится апертурным методом. ДН ПЗА можно рассчитать, воспользовавшись теоремой о перемножении диаграмм, взяв в качестве элементарного излучателя, как и для всех типов апертурных антенн, элемент Гюйгенса. Для МН круглого раскрыва можно воспользоваться формулой (2.55). Амплитудное распределение поля в раскрыве зеркала выражается через ДН облучателя и параметры зеркала по формуле (4.39). Отраженная от зеркала волна является плоской, поэтому амплитуда волны на пути от поверхности зеркала до плоскости раскрыва остается неизменной.

С целью уменьшения доли энергии, проходящей мимо зеркала, и снижения уровня боковых лепестков диаграмму направленности облучателя выбирают такой, чтобы поле в раскрыве зеркала было спадающим к его краю. В этом случае синфазное нормированное амплитудное распределение поля в раскрыве осесимметричного зеркала часто аппроксимируется полиномом вида

$$\bar{I}(\bar{\rho}) = (1 - \delta) + \delta(1 - \bar{\rho}^2)^n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (4.41)$$

где $(1 - \delta)$ – уровень поля на краю раскрыва относительно максимального значения в центре, равного единице при $\delta = 0$; $\bar{\rho}$ нормированная на радиус зеркала a_p координата в раскрыве.

Тогда нормированная амплитудная ДН параболической зеркальной антенны приближенно может быть рассчитана по принципу перемножения диаграмм направленности (1.22) как произведение ДН элемента Гюйгенса $\bar{F}_{\text{эл}}(\theta) = (1 + \cos \theta)/2$ и множителя направленности круглого синфазного раскрыва (апертуры)

$$\bar{f}_{\Sigma}(\theta) = \left[(1 - \delta)\Lambda_1(u) + \delta \frac{\Lambda_{n+1}(u)}{n+1} \right]. \quad (4.42)$$

Для остронаправленных антенн в пределах главного лепестка ДН можно считать $\bar{F}_{\text{эл}}(\theta) \approx 1$, т.е. ДН зеркальной антенны в основном определяется множителем направленности апертуры. В (4.42) специальная функция

$\Lambda_n(u) = \frac{n! J_n(u)}{(u/2)^n}$ называется лямбда-функцией порядка n и выражается через функцию Бесселя того же порядка; $u = ka_p \sin \theta$. В направлении максимума излучения ($\theta = 0$) имеем $\Lambda_1(0) = 1$; функции более высоких порядков при этом значении аргумента обращаются в нуль.

Для оценки эффективности ПЗА необходимо знать величину КИП, который представляет собой произведение парциальных КИП, каждый из которых учитывает влияние тех или иных факторов, снижающих общий КИП. После перемножения парциальных КИП получим величину порядка 0,5...0,65. При выбранном облучателе существует оптимальное значение от-

носительного фокусного расстояния $(f_a/d_p)_{opt.}$, при котором достигается максимум произведения $KИП_A \cdot KИП_{OБЛ.}$. При малых значениях f_a/d_p будет $KИП_{OБЛ.}$ стремиться к единице, однако ширина ДН облучателя оказывается узкой по сравнению с углом раскрыва зеркала и общий КИП падает из-за слишком неравномерного амплитудного распределения на раскрыве. Произойдет недооблучение края зеркала. Если f_a/d_p велико, амплитудное распределение выравнивается и $KИП_A$ растет, однако лишь часть мощности облучателя перехватывается зеркалом, а остальная расходуется бесполезно, увеличивая уровни лепестков в ДН. Происходит «перелив энергии» через край зеркала.

Как показывают оценки, максимальная величина КИП достигается, если уровень поля на краю зеркала на (9...14) дБ ниже его значения в центре. В этом случае осесимметричная ПЗА имеет параметры:

Параболическую антенну с осесимметричным зеркалом (параболоидом вращения) и облучателем линейной поляризации рассмотренных выше типов при оптимальном фокусном расстоянии характеризуют параметры:

ширина ДН (в радианах) в плоскости $H(\varphi = 0)$

$$2\theta_{0,5}^H \approx 1,2\lambda/d_p; \quad (4.43)$$

ширина ДН (в радианах) в плоскости $E(\varphi = \pi/2)$

$$2\theta_{0,5}^E \approx 1,3\lambda/d_p; \quad (4.44)$$

КНД в направлении максимума излучения

$$D_0 \approx 5,5(d_p/\lambda)^2; \quad (4.45)$$

КБВ в фидере облучателя

$$K_{БВ} = \frac{1 - \lambda D_{обл}/(4\pi f_a)}{1 + \lambda D_{обл}/(4\pi f_a)}, \quad (4.46)$$

где угол θ отсчитывается от положительного направления оси z ;

$D_{обл}$ – КНД облучателя.

Для уменьшения реакции зеркала на облучатель у вершины параболоида устанавливают компенсирующий дисковый отражатель. Его диаметр d_k и минимальное удаление от вершины параболоида z_k определяют по формулам

$$d_k \cong \sqrt{4\lambda f/\pi}; \quad z_k \cong \lambda/24. \quad (4.47)$$

Другим способом уменьшения реакция зеркала на облучатель является использование усеченного параболоида с облучателем, вынесенным из поля отраженных от параболоида волн. Для уменьшения массы и ветровой нагрузки, а также снижения уровня кроссполяризованного излучения поверхность зеркала перфорируют или выполняют решетчатой.

Случайные погрешности выполнения профиля зеркала ограничивают КНД параболической антенны со стороны высоких частот; при определенной

минимальной длине волны λ_{\min} он начинает резко уменьшаться. При серийном производстве зеркал диаметром порядка 1 м максимально допустимое отклонение от профиля составляет 1 мм. Допуски на отклонение профиля зеркала от параболы и на точность установки облучателя в фокусе параболоида вдоль его оси определяются по формулам

$$\Delta\rho_1 \leq \frac{\lambda}{16(1 + \cos\theta_p)}; \quad \Delta\rho_2 \leq \frac{\lambda}{16(1 - \cos\theta_p)}. \quad (4.48)$$

Смещение Δx облучателя из фокуса в направлении, перпендикулярном фокальной оси зеркала, вызывает отклонение максимума ДН антенны в сторону, противоположную смещению облучателя на угол (в радианах)

$$\delta\theta \approx K_p \Delta x / f, \quad (4.49)$$

где K_p – коэффициент редукции, зависящий от размеров и фокусирующих свойств антенны и определяемый по формуле

$$K_p \approx 1 - 0,5(0,5R_3 / f)^2. \quad (4.50)$$

Длинноволновая граница использования ПЗА условно может быть принята равной $\lambda_{\max} \approx d_p / (3 \dots 5)$.

Двухзеркальные антенны

Двухзеркальные антенны являются радиотехническим аналогом известных в астрономической оптике телескопов Кассегрена и Грегори. Двухзеркальная антенна состоит из большого зеркала, малого зеркала и облучателя (рис. 848). Большое зеркало является параболоидом вращения или вырезкой из него. Малое зеркало может быть частью двухполостного гиперboloида вращения (в системе Кассегрена) или частью эллипсоида (в системе Грегори).

Принцип действия двухзеркальной системы Кассегрена основан на следующем известном свойстве гиперболического зеркала: если в одном из фокусов F_1 двухполостного гиперboloида вращения поместить точечный источник, то отраженные от поверхности второй полости гиперboloида лучи образуют расходящийся пучок с центром во втором фокусе F_2 (см. рис. 4.8,а).

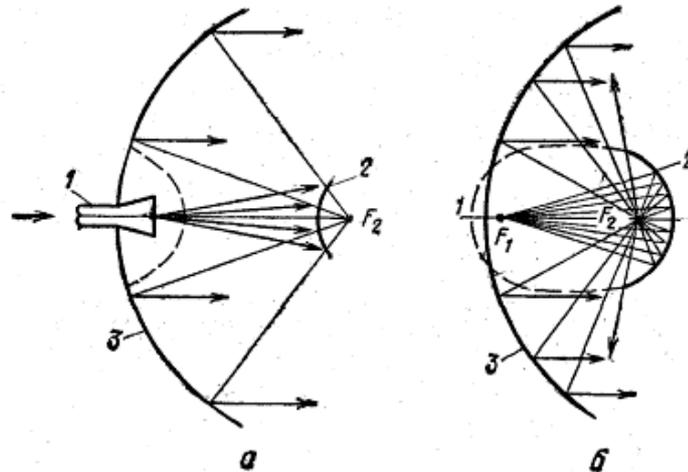


Рис. 4.8. Двухзеркальные антенны:

a - система Кассегрена, *б* – система Грегори;

1 – облучатель, 2 – малое зеркало, 3 – большое зеркало

Таким образом, для нормальной работы двухзеркальной антенны необходимо в одном из фокусов малого гиперболического зеркала (F_1) поместить фазовый центр облучателя, а второй фокус (F_2) совместить с фокусом параболического зеркала. В этом случае большое зеркало будет облучаться так, как если бы некоторый фиктивный облучатель находился в его фокусе. При этом следует учитывать, что ДН реального и фиктивного облучателей будут неодинаковыми.

Двухзеркальная система Грегори отличается от системы Кассегрена лишь тем, что вспомогательное зеркало является вырезкой из эллипсоида вращения (рис. 4.8,б). Последний обладает тем свойством, что если в один из его фокусов F_1 поместить сосредоточенный источник, то отраженные от внутренней поверхности лучи соберутся в его втором фокусе F_2 . Следовательно, если фазовый центр облучателя поместить в один из фокусов эллипсоида F_1 , а второй фокус F_2 совместить с фокусом параболического зеркала, то система будет работать аналогично предыдущей. Более распространенными являются антенны типа Кассегрена, так как они имеют меньшую осевую длину и обеспечивают меньшие фазовые искажения.

Основными достоинствами двухзеркальных антенн, по сравнению с однозеркальными, являются следующие:

- при одинаковых типах облучателей двухзеркальные антенны имеют меньшие продольные размеры и меньшую длину фидерного тракта от приемника или передатчика до облучателя, что способствует снижению шумовой температуры;
- они позволяют осуществить сканирование за счет перемещения малого зеркала, не прибегая к перемещению облучателя, вследствие чего становится ненужным подвижное сочленение в фидерном тракте;

- двухзеркальные антенны позволяют исключить воздействие отраженной от зеркала волны на облучатель и поляризационными методами устранить теневой эффект малого зеркала.

Недостатком является обратная реакция малого зеркала на облучатель и увеличенное затенение раскрыва по сравнению с однозеркальной схемой. Тем не менее, при оптимизации размеров малого зеркала и облучателя можно получить общий КИП порядка 0,6...0,65. Реакцию малого зеркала на облучатель уменьшают посредством специальной коррекции профиля малого зеркала, ставя, например, в его центр рассеивающую коническую насадку.

Для приближенного расчета ДН двухзеркальной антенны комбинацию большого и малого зеркал можно заменить одним эквивалентным зеркалом, которое также является параболоидом вращения. При этом как реальное, так и эквивалентное параболические зеркала имеют одинаковые диаметры. Связь между параметрами этих зеркал устанавливается соотношением

$$\frac{f_э}{f} = \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_p}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\theta_{pэ}}{2}}, \quad (4.51)$$

где $2\theta_{pэ}$ и $f_э$ – угол раскрыва и фокусное расстояние эквивалентного зеркала;

$2\theta_p$ и f_a – угол раскрыва и фокусное расстояние реального зеркала.

Таким образом, благодаря введению понятия эквивалентного зеркала, расчет ДН двухзеркальной системы можно проводить апертурным методом, как и в случае однозеркальной антенны.

Применение двухзеркальных антенн целесообразно при формировании ДН с шириной менее 2...3 градусов. В противном случае возникают потери за счет «перелива энергии» через край малого зеркала.

4.5. Примеры решения типовых задач

1. Максимальный КНД оптимального H – плоскостного секториально-го рупора равен $D_0 = 17,5$. Определить ширину ДН рупора на уровне 0,5 по мощности в плоскости H , если ширина ДН на указанном уровне в плоскости E равна $2\theta_{0,5}^E = 1,15 \text{ рад}$.

Решение. Из формулы (4.1) следует $D_0 \cong 8a_p b / \lambda^2$. Один из размеров раскрыва рупора согласно формулам (4.18) равен $\frac{b}{\lambda} = \frac{0,89}{2\theta_{0,5}^E}$.

С учетом этого

$$D_0 = \frac{8a_p}{\lambda} \frac{b}{\lambda} = \frac{8a_p}{\lambda} \frac{0,89}{2\theta_{0,5}^E},$$

откуда

$$\frac{a_p}{\lambda} = \frac{2\theta_{0,5}^E D_0}{0,89 \cdot 8}.$$

Используя первую формулу в (4.18), получаем

$$2\theta_{0,5}^H = 1,4 \frac{\lambda}{a_p} = 1,4 \cdot \frac{8 \cdot 0,89}{2\theta_{0,5}^E \cdot D_0} = 1,4 \cdot \frac{8 \cdot 0,89}{1,15 \cdot 17,5} = 0,495(\text{rad}).$$

2. Определить размеры и параметры оптимального остроконечного пирамидального рупора, возбуждаемого на волне $\lambda = 7$ см. Длина рупора $L_{\text{онм}} = 84$ см.

Решение. Определим размеры раскрыва рупора. Пользуясь соотношениями (4.21), получаем

$$a_p = \sqrt{3L_{\text{онм}}\lambda} = \sqrt{3 \cdot 84 \cdot 7} = 42(\text{см});$$

$$b_p = 0,8a_p = 0,8 \cdot 42 = 33,6(\text{см}).$$

По формулам (4.23) и (4.1) находим:

$$2\theta_{0,5}^H = 1,4 \frac{\lambda}{a_p} = 1,4 \cdot \frac{7}{42} \approx 0,233(\text{rad});$$

$$2\theta_{0,5}^E = 0,93 \frac{\lambda}{b_p} = 0,93 \cdot \frac{7}{33,6} \approx 0,194(\text{rad});$$

$$D_0 \approx 6,2 \frac{a_p b_p}{\lambda^2} = 6,2 \cdot \frac{42 \cdot 33,6}{7^2} \approx 178.$$

3. Определить размеры раскрыва оптимального пирамидального рупора, максимальный КНД которого $D_0 = 240$. Ширина ДН рупора на уровне 0,5 по мощности в главных плоскостях одинакова ($2\theta_{0,5}^H = 2\theta_{0,5}^E$), а длина волны равна $\lambda = 2$ см.

Решение. Для решения задачи воспользуемся формулами (4.23) и (4.1). Из формул (4.23) имеем:

$$1,4\lambda/a_p = 0,93\lambda/b_p, \quad \text{откуда} \quad b_p = 0,665a_p.$$

Используя формулу (4.1), находим

$$a_p = \lambda \sqrt{\frac{D_0}{6,2 \cdot 0,665}} \cong 2 \sqrt{\frac{240}{4,12}} \cong 15,3(\text{см});$$

$$b_p = 0,665a_p = 0,665 \cdot 15,3 \cong 10,2(\text{см}).$$

4. Рассчитать пирамидальный остроконечный рупор, который при возбуждении его прямоугольным волноводом МЭК – 100 на волне длиной $\lambda = 3$ см имеет КНД в направлении максимума излучения не менее 40.

Решение. Размеры рупора в горловине определяются внутренними размерами волновода (см. Приложение) $a = 22,85$ мм; $b = 10,16$ мм.

Площадь раскрыва рупора S_p определяем из формулы (4.1). Она равна $S_p = \frac{D_0 \lambda^2}{6,2} = \frac{40 \cdot 9}{6,2} \cong 58 \text{ см}^2$. Размеры сторон раскрыва рупора a_p и b_p находим, исходя из оптимального соотношения между ними (4.21):

$$b_p = 0,8a_p = \frac{0,8S_p}{b_p} = \frac{46,5}{b_p}, \text{ откуда } b_p = \sqrt{46,5} \cong 6,82 \text{ см}; a_p = \frac{6,82}{0,8} \cong 8,52 \text{ см}.$$

Длину рупора определяем из (4.21)

$$L_{onm} = \frac{a_p^2}{3\lambda} = \frac{(8,52)^2}{3 \cdot 3} \cong 8,07 \text{ см}.$$

Диаграммы направленности можно рассчитать по формулам (4.4) и (4.5). Их ширину оцениваем по формулам (4.23)

$$2\theta_{0,5}^H = 1,4\lambda / a_p = 1,4 \cdot 3 / 8,52 \cong 0,493 \text{ рад};$$

$$2\theta_{0,5}^E = 0,93\lambda / b_p = 0,93 \cdot 3 / 6,82 \cong 0,409 \text{ рад}.$$

5. Оптимальная коническая рупорная антенна имеет КНД в направлении максимума излучения $D_0 = 320$. Длина рупора $L_{onm} = 1,2$ м. Определить длину волны, на которой работает антенна, и ширину ее ДН на уровне 0,5 по мощности в H - и E - плоскостях.

Решение. Из формулы (4.27) следует $\frac{d_p}{\lambda} = \sqrt{\frac{D_0}{5}}$.

На основании формул (4.26) имеем

$$2\theta_{0,5}^H \approx 1,23 \frac{\lambda}{d_p} = 1,23 \sqrt{\frac{5}{D_0}} = 1,23 \sqrt{\frac{5}{320}} \approx 0,154 (\text{рад});$$

$$2\theta_{0,5}^E \approx 1,05 \frac{\lambda}{d_p} = 1,05 \sqrt{\frac{5}{D_0}} = 1,05 \sqrt{\frac{5}{320}} \approx 0,131 (\text{рад}).$$

Рабочую длину волны определяем, используя соотношение (4.25) и учитывая, что $d_p = \lambda \sqrt{D_0/5}$. Тогда $L_{onm} = \lambda (D_0/12 - 0,15)$, откуда

$$\lambda = \frac{L_{onm}}{\frac{D_0}{12} - 0,15} = \frac{1,2}{\frac{320}{12} - 0,15} \approx 4,53 (\text{см}).$$

6. Определить фокусное расстояние зеркальной антенны в виде параболоида вращения с углом раскрыва $\psi_p = 60^\circ$, максимальный КНД которой на волне длиной 3 см составляет $D_0 = 400$. Коэффициент использования поверхности раскрыва принять равным 0,6.

Решение. Геометрическую площадь S_p раскрыва зеркала определяем согласно (4.1): $S_p = \frac{D_0 \lambda^2}{4\pi\nu} = \frac{400 \cdot 9}{4\pi \cdot 0,6} = 477,7 \text{ см}^2$.

Диаметр параболического зеркала будет

$$d_p = \sqrt{\frac{4S_p}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 477,7}{3,14}} = \sqrt{608,5} = 24,7 \text{ см.}$$

Фокусное расстояние определяем, пользуясь формулой (4.38)

$$f_a = \frac{d_p \operatorname{ctg}(\Psi_p/2)}{4} = \frac{24,7 \operatorname{ctg} 30^\circ}{4} = \frac{24,7 \cdot 1,73}{4} = 10,7 \text{ см.}$$

7. Параболическая антенна с осесимметричным зеркалом диаметром $d_p = 4,5 \text{ м}$ возбуждается полуволновым вибратором с дисковым контррефлектором и работает на волне длиной $\lambda = 20 \text{ см}$. Определить оптимальное фокусное расстояние зеркала, угол его раскрыва и электрические параметры антенны.

Решение. Показатель степени в выражении для нормированной амплитудной ДН полуволнового вибратора с дисковым контррефлектором равен $m = 2$. Согласно табл. 4.1 при $m = 2$ имеем $f_{opt} / d_p = 0,4 \div 0,5$. Возьмем среднее значение. Тогда

$$f_{opt} = 0,45 d_p = 0,45 \cdot 4,5 = 2,025 \text{ (м)}.$$

Из соотношения (4.38) находим

$$\psi_p = 2 \operatorname{arctg} \frac{d_p}{4 f_{opt}} = 2 \operatorname{arctg} \frac{4,5}{4 \cdot 2,025} \approx 1,02 \text{ (рад)}.$$

По формулам (4.43) – (4.45) получаем

$$2\theta_{0,5}^H \approx 1,2 \frac{\lambda}{d_p} = 1,2 \frac{20}{450} \approx 53 \text{ (мрад)}; \quad 2\theta_{0,5}^E \approx 1,3 \frac{\lambda}{d_p} = 1,3 \frac{20}{450} \approx 58 \text{ (мрад)}.$$

$$D_0 \approx 5,5 \left(\frac{d_p}{\lambda} \right)^2 = 5,5 \left(\frac{450}{20} \right)^2 \approx 2800.$$

Вопросы для самоконтроля

Апертурные антенны

1. Схема расчёта волноводного излучателя апертурным методом.
2. С какой целью от волноводного излучателя переходят к рупорным антеннам?
3. Основные типы рупорных антенн и их ДН.
4. Конструкции и принципы действия антенн на замедляющих и ускоряющих линзах.
5. Антенна на основе линзы Лüneберга и её применение.
6. Однозеркальные параболические антенны, конструкции, применения.
7. Схемы построения двухзеркальных антенн Кассегрена и Грегори, особенности их характеристик по сравнению с однозеркальными антеннами.
8. Требования к облучателям зеркальных антенн.

5. Антенные решётки

Под антенными решётками (АР) понимают дискретную систему одно-типных излучателей, расположенных в пространстве по определенному закону и определенным образом возбуждаемых. Число элементов в решётке может быть от единиц до нескольких тысяч.

5.1. Симметричный вибратор с плоским рефлектором и система двух связанных симметричных вибраторов

Симметричный вибратор в H -плоскости имеет всенаправленную ДН. Для формирования в этой плоскости направленного излучения вибратор применяется с плоским рефлектором (экраном). Однонаправленное излучение можно получить также в двухвибраторной системе, состоящей из активного и пассивного вибраторов, расположенных в одной плоскости.

Симметричный вибратор с плоским рефлектором

Рефлектор обычно имеет прямоугольную форму и выполняется из металлического листа или сетки. Размеры рефлектора выбирают так, чтобы в его пределах укладывалась площадка, существенная для отражения волн. Например, для полуволнового симметричного вибратора, расположенного параллельно рефлектору на расстоянии $d \leq (0,2 \dots 0,3)\lambda$ от него, размеры рефлектора выбирают в пределах $L \geq (0,6 \dots 0,7)\lambda$. В инженерной практике при расчетах ДН и других параметров системы рефлектор указанных размеров можно считать бесконечным и таким образом пренебречь краевыми эффектами.

Такой вибратор с рефлектором бесконечных размеров можно представить в виде дискретной системы, состоящей из двух идентичных вибраторов: реального и его зеркального изображения. Вибраторы разнесены в пространстве на расстояние $2d$. Распределение амплитуды тока в обоих вибраторах одинаковое, а их фазы отличаются на π . На основании принципа перемножения диаграмм направленности – формула (1.22), для системы из двух вибраторов можно записать

$$\vec{F}(\theta) = \vec{F}_1(\theta) f_{\Sigma}(\theta), \quad (5.1)$$

где $\vec{F}_1(\theta)$ – ДН одиночного вибратора,

$f_{\Sigma}(\theta)$ – множитель направленности системы двух излучателей.

Прежде чем записать выражения для характеристик излучения рассматриваемой системы необходимо подчеркнуть, что в отличие от одиночного вибратора в данном случае направление оси z выбирают вдоль оси системы и от нее ведется отсчет угла θ . Используя выражения (2.29) и (2.30), подставив в них $N=2$, $\Delta\Phi = \pi$, после некоторых преобразований для нормированного множителя направленности системы получим

$$\bar{f}_\Sigma(\theta) = \left| \frac{\sin(2kd \cos \theta - \pi)}{\sin \left[\frac{1}{2}(2kd \cos \theta - \pi) \right]} \right| = \left| \frac{\sin(kd \cos \theta)}{\sin kd} \right|. \quad (5.2)$$

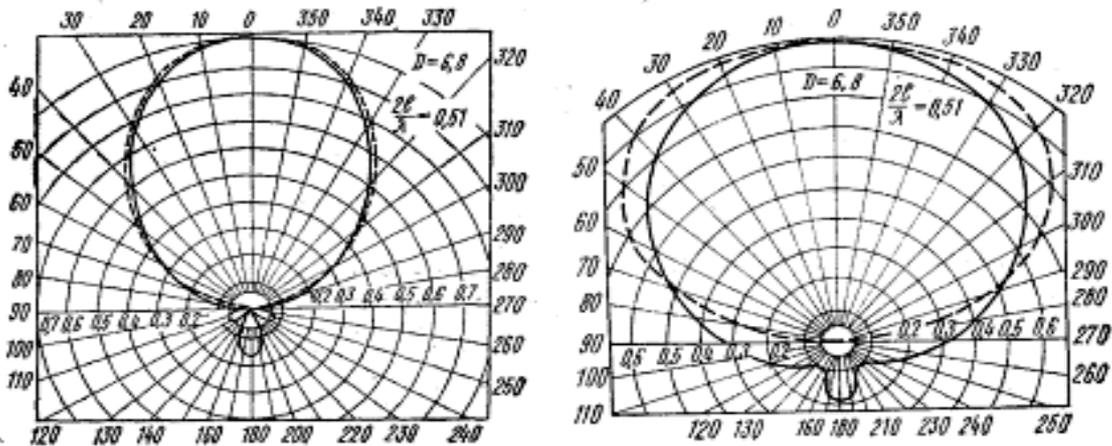
Подставив в (5.1) $\bar{F}_1(\theta)$ из выражения (3.10) и $\bar{f}_\Sigma(\theta)$ из (5.2), запишем выражение для нормированной амплитудной ДН в двух главных плоскостях

$$\bar{F}(\theta^E) = \left| \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos kl}{(1 - \cos kl) \cos \theta} \right| \cdot \left| \frac{\sin(kd \cos \theta)}{\sin kd} \right|, \quad (5.3)$$

$$\bar{F}(\theta^H) = \left| \frac{\sin(kd \cos \theta)}{\sin kd} \right|. \quad (5.4)$$

Как следует из формул, расстояние от вибратора до рефлектора оказывает существенное влияние на форму ДН. Это объясняется тем, что поле в дальней зоне образуется в результате интерференции волн, излученных непосредственно вибратором и отраженных от рефлектора. У отраженных волн фаза зависит от $kdcos\theta$.

В случае полуволнового вибратора ДН при $d/\lambda = 0,25$ имеет один лепесток, максимум которого совпадает с нормалью к плоскости экрана ($\theta = 0$). С увеличением расстояния ($d/\lambda > 0,25$) ДН расширяется, в направлении нормали появляется относительный минимум. Поэтому расстояние d обычно выбирают в пределах $(0,2 \dots 0,3)\lambda$. Для примера на рис. 5.1 изображены нормированные ДН вибратора с квадратным рефлектором со стороной L



$= 0,64\lambda$. Расстояние

Рис. 5.1. Диаграммы направленности в E - и H -плоскостях симметричного вибратора с плоским рефлектором

между вибратором и рефлектором $d = 0,236\lambda$. Пунктиром изображены нормированные ДН для вибратора с рефлектором бесконечных размеров. Видно, что диаграммы близки и для оценки влияния рефлектора можно пользоваться формулами (5.3) и (5.4), записанными для рефлектора бесконечных размеров.

КНД электрического вибратора с плоским рефлектором зависит от kd и при $kd = \pi/2$ ($d = \lambda/4$) достигает своего максимального значения.

Входное сопротивление можно записать в виде

$$Z_{ex} = Z_{11} - Z_{вн} = (R_{ex1} - R_{вн}) + i(X_{ex1} - X_{вн}), \quad (5.5)$$

где R_{ex1}, X_{ex1} – соответственно активная и реактивная составляющие входного сопротивления одиночного вибратора; $R_{вн}, X_{вн}$ – активная и реактивная составляющие вносимого сопротивления.

Система из активного и пассивного симметричных вибраторов

Процесс излучения такой антенной системы заключается в следующем. Под воздействием электромагнитного поля активного вибратора в пассивном наводится ток I_2 и этот вибратор сам становится источником излучения. Поле в дальней зоне является результатом интерференции полей активного и пассивного вибраторов. Фаза тока в пассивном вибраторе, а следовательно и поле в дальней зоне, определяются соотношением между длинами вибраторов и расстоянием d между ними. Соответствующим подбором расстояния d и длин вибраторов можно создать систему активный – пассивный вибратор с преимущественным излучением в направлении оси системы.

Например, при $d = \lambda/4$, равенстве амплитуд токов активного и пассивного вибраторов и разности фаз между ними $\Phi_1 - \Phi_2 = \pi/2$ все излучение направлено в сторону пассивного вибратора. При тех же условиях, но при разности фаз $(\Phi_1 - \Phi_2 = -\pi/2)$, излучение направлено в сторону активного вибратора. Таким образом, излучение всегда направлено в сторону вибратора с отстающей фазой. Пассивный вибратор с отстающей фазой называется директором, а с опережающей фазой – рефлектором.

Диаграмму направленности симметричного вибратора с пассивным линейным рефлектором или директором можно найти, применяя принцип перемножения диаграмм. Для ДН системы справедлива формула (5.1). Подставив в формулы (2.29), (2.30) $N=2$ и отсчитывая угол θ от оси системы в сторону активного вибратора, для множителя направленности получим

$$f_{\Sigma}(\theta) = \left| 1 + m e^{-i\Delta\Phi} \cdot e^{ikd \cos\theta} \right|, \quad (5.6)$$

где $m = \left| \dot{I}_2 \right| / \left| \dot{I}_1 \right|$ – отношение модулей токов пассивного и активного вибраторов;

$\Delta\Phi = (\Phi_2 - \Phi_1)$ – разность фаз токов пассивного и активного вибраторов. После элементарных преобразований из (5.6) найдём

$$f_{\Sigma}(\theta) = \sqrt{1 + m^2 + 2m \cos(\Delta\Phi - kd \cos\theta)}. \quad (5.7)$$

Нормированная ДН системы активный – пассивный вибратор в главных плоскостях имеет вид

$$\bar{F}(\theta^E) = \left| \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos kl}{(1 - \cos kl) \cos \theta} \right| \cdot \sqrt{\frac{1 + m^2 + 2m \cos(\Delta\Phi - kd \cos \theta)}{1 + m^2 + 2m \cos(\Delta\Phi - kd)}}, \quad (5.8)$$

$$\bar{F}(\theta^H) = \sqrt{\frac{1 + m^2 + 2m \cos(\Delta\Phi - kd \cos \theta)}{1 + m^2 + 2m \cos(\Delta\Phi - kd)}}. \quad (5.9)$$

Модуль отношения токов m и разность фаз $\Delta\Phi$ определим из уравнения Кирхгофа, составленного для пассивного вибратора,

$$U_{ex} = \dot{I}_2 Z_{22} + \dot{I}_1 Z_{12} = 0, \quad (5.10)$$

в котором \dot{I}_1, \dot{I}_2 – комплексные значения токов пассивного и активного вибраторов;

Z_{22} – собственное сопротивление (импеданс) пассивного вибратора;

Z_{12} – взаимное сопротивление, вносимое активным вибратором в пассивный.

Из уравнения (5.10) имеем

$$\frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} = -\frac{Z_{12}}{Z_{22}} = -\frac{R_{12} + iX_{12}}{R_{22} + i(X_{22} + X_{H2})}, \quad (5.11)$$

где X_{H2} – включаемое на входе пассивного вибратора реактивное сопротивление настройки, отнесенное к максимуму тока.

Откуда

$$m = \frac{|\dot{I}_2|}{|\dot{I}_1|} = \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{22}^2 + (X_{22} + X_{H2})^2}}, \quad (5.12)$$

$$\Delta\Phi = \pi + \arctg \frac{X_{12}}{R_{12}} - \arctg \frac{X_{22} + X_{H2}}{R_{22}}. \quad (5.13)$$

На рис. 5.2 приведены графики взаимного импеданса двух параллельных симметричных полуволновых вибраторов в зависимости от волнового расстояния между ними. Для нахождения собственных импедансов необходимо пользоваться графиками, приведенными на рис. 3.4. Из анализа графиков следует, что собственный импеданс Z_{22} определяется волновой длиной вибратора, причем возможно $X_{22} > 0$ и $X_{22} < 0$. Взаимный импеданс определяется распределением токов в вибраторах и расстоянием между ними. Множитель направленности системы через m и $\Delta\Phi$ является функцией собственного Z_{22} и взаимного Z_{12} импедансов. Чтобы в соответствии с (5.13) обеспечить излучение в одном направлении вдоль оси системы связанных полуволновых вибраторов, у рефлектора должно быть $X_{22} > 0$, а у директора $X_{22} < 0$. По этой причине рефлектор должен быть несколько длиннее относительно настроенного резонансного вибратора, а директор короче. Минимальный уровень обратного излучения при $d/\lambda = (0,15 \div 0,25)$ получается, если длина рефлектора на $(5 \div 10)\%$ больше резонансной. Для системы активный вибратор – директор при $d/\lambda = (0,10 \div 0,15)$ директор выбирается короче резонансного на $(5 \div 10)\%$.

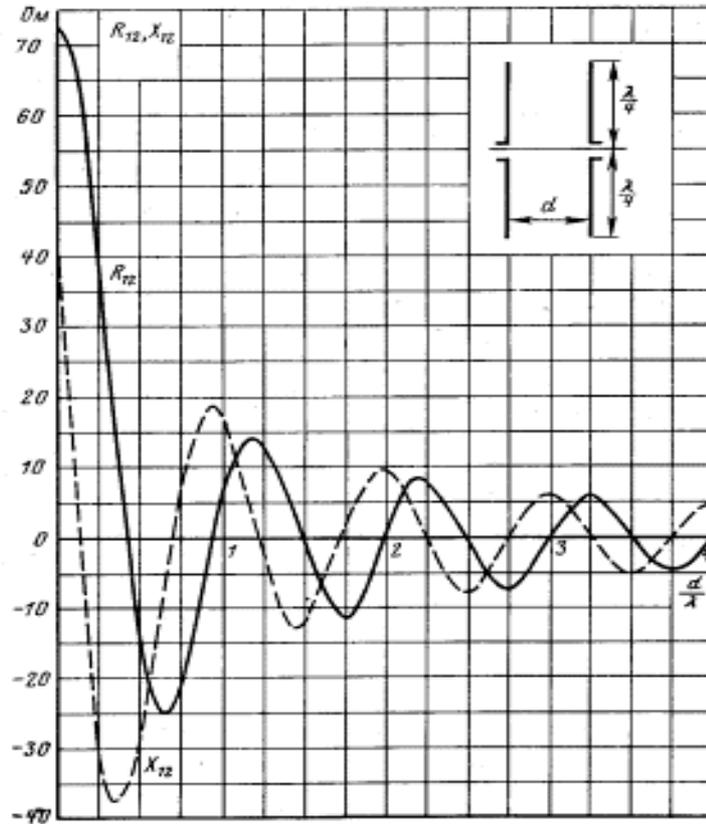


Рис. 5.2. Взаимный импеданс полуволновых вибраторов

Сопротивление излучения системы, отнесенное к максимуму тока в активном вибраторе, рассчитывается по формуле

$$R_{\Sigma C} = R_{\Sigma 1} + m(R_{12} \cos \Delta\Phi - X_{12} \sin \Delta\Phi), \quad (5.14)$$

где $R_{\Sigma 1}$ – собственное сопротивление излучения активного вибратора, отнесенное к максимуму тока; R_{12} – активная составляющая взаимного сопротивления вибраторов, отнесенная к максимуму тока.

Результирующий КНД системы вибраторов находится как

$$D_C = D_0 \frac{(1 + m)^2 R_{\Sigma 1}}{R_{\Sigma C}}, \quad (5.15)$$

где D_0 – КНД одиночного вибратора, определяемый по формуле (3.12).

Максимальное значение КНД не превышает пяти. Для его увеличения к активному вибратору добавляют рефлектор и несколько директоров, т.е. переходят к директорным антеннам, которые рассматриваются в 5.2.

Входное сопротивление активного вибратора в системе может быть записано в виде

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + iX_{\text{вх}} = Z_{11} + mZ_{21}e^{i\Delta\Phi}, \quad (5.16)$$

где Z_{11} – собственное сопротивление активного вибратора;

Z_{21} – взаимное сопротивление, вносимое пассивным вибратором в активный.

После преобразования выражения (5.16) получим

$$R_{ex} = R_{11} + m(R_{21}\cos\Delta\Phi - X_{21}\sin\Delta\Phi), \quad (5.17)$$

$$X_{ex} = X_{11} + m(X_{21}\cos\Delta\Phi + R_{21}\sin\Delta\Phi). \quad (5.18)$$

Следует отметить, что расчет укорочения вибраторов при настройке в системе проводится с учетом взаимного сопротивления.

Система из двух активных симметричных вибраторов

Пусть оба вибратора являются активными, соединены с фидером и токи, питающие их, связаны между собой соотношением

$$\dot{I}_2 / \dot{I}_1 = m \exp(i\Delta\Phi), \quad (5.19)$$

где m – отношение амплитуд токов;

$\Delta\Phi = (\Phi_2 - \Phi_1)$ – сдвиг по фазе тока I_2 относительно тока I_1 .

Тогда нормированные амплитудные ДН такой двухвибраторной системы также будут рассчитываться по формулам (5.8) и (5.9), а КНД по формуле (5.15), только сопротивление излучения находится по формуле

$$R_{\Sigma C} = R_{\Sigma 1} + m^2 R_{\Sigma 2} + 2m R_{12} \cos\Delta\Phi, \quad (5.20)$$

где $R_{\Sigma 1}$ и $R_{\Sigma 2}$ – собственные активные сопротивления излучения вибраторов, отнесенные к максимумам токов.

5.2. Директорные антенны

Директорные антенны или антенны типа «волновой канал» представляют собой дискретную систему расположенных в одной плоскости параллельных симметричных вибраторов, размеры которых близки к полуволновым. В диапазоне 100...1000 МГц выполняются из жестких трубок, а на более высоких частотах по печатной технологии. Один из вибраторов, обычно петлеобразный, подсоединяется к фидерной линии и является активным, а другие – пассивными. Пассивный вибратор, располагаемый позади активного, играет роль рефлектора, а остальные, располагаемые впереди активного, называются директорами (рис. 5.3). Центры вибраторов можно крепить непосредственно к металлическому стержню, который не возбуждается из-за того, что силовые линии электрического поля перпендикулярны ему. Для защиты входных цепей приемников от грозových разрядов стержень заземляется.

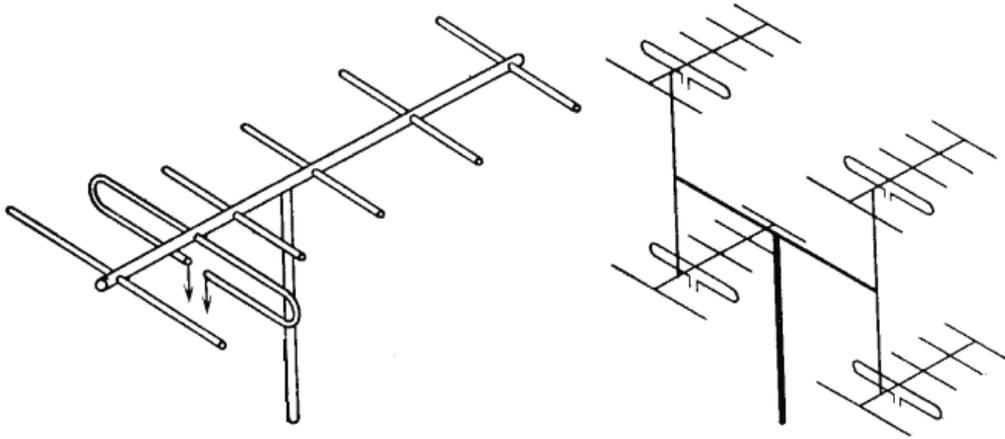


Рис.5.3. Директорные антенны

Принцип работы антенны заключается в следующем. Электромагнитное поле, излучаемое активным вибратором, направляется рефлектором и первым директором в сторону остальных директоров, которые при определенных условиях посредством электромагнитной связи возбуждаются, образуя своеобразный волновой канал. Естественно, более удаленные директоры возбуждаются слабее. Вдоль антенны распространяется бегущая волна с замедленной фазовой скоростью и коэффициентом замедления $\xi > 1$. Поэтому максимум излучения совпадает с осевым направлением. Замедляющая структура образуется системой директоров. Размеры вибраторов: активного $2l \cong \lambda/2$, рефлектора $2l > \lambda/2$, директоров $2l < \lambda/2$. Размеры пассивных вибраторов и их положения должны быть подобраны такими, чтобы обеспечить вдоль решетки вибраторов бегущую волну в режиме осевого излучения. Поляризация поля излучения линейная. Плоскость поляризации совпадает с плоскостью, в которой лежат вибраторы.

По своим свойствам директорные антенны относятся к антеннам бегущей волны. Они просты по конструкции и удобны в эксплуатации, поэтому нашли широкое применение в качестве приемных телевизионных антенн коллективного пользования в метровом и дециметровом диапазонах длин волн. Решетки таких антенн применяются в радиолокационных системах. В сантиметровом диапазоне длин волн они используются в качестве элементов ФАР. КНД одноканальных директорных антенн не превышает двадцати.

Диаграмму направленности можно рассчитать по приближенной методике, считая, что:

- длины всех вибраторов одинаковы;
- амплитуды токов во всех вибраторах одинаковы и равны амплитуде тока в активном вибраторе;
- фаза тока от вибратора к вибратору меняется по линейному закону;
- расстояния между вибраторами одинаковы и равны среднему значению $d_{cp} = L/(N - 1)$, где L – физическая (геометрическая) длина антенны, N – число вибраторов.

Предположение о равенстве длин всех вибраторов не вносит существенных погрешностей в расчет, так как разница в длинах рефлектора, активного вибратора и директоров незначительна. Амплитуды токов в вибраторах приближенно считают одинаковыми, так как при формировании диаграмм направленности основную роль играют фазовые соотношения, а не амплитудные (но этого делать нельзя при расчете входного сопротивления антенны). Тогда согласно принципа перемножения диаграмм ДН директорной антенны в главных плоскостях можно представить в виде произведения ДН симметричного полуволнового вибратора на множитель решетки, т.е. в виде

$$\bar{F}(\theta^H) = \left| \frac{\sin \psi}{N \sin(\psi/N)} \right|, \quad \varphi = \pi/2; \quad (5.21)$$

$$\bar{F}(\theta^E) = \left| \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \sin \theta)}{\cos \theta} \cdot \frac{\sin \psi}{N \sin(\psi/N)} \right|, \quad \varphi = 0, \quad (5.22)$$

где $\psi = \frac{1}{2} kL(\cos \theta - 1)$, $L = Nd$ – эквивалентная длина решетки;

θ – отсчитывается от оси решетки.

φ – полярный угол в плоскости, ортогональной оси решетки.

КНД и ширина ДН в радианах оцениваются по формулам

$$D_0 \approx 5[1 + d_{\text{cp}}(N-1)/\lambda], \quad 2\theta_{0,5}^E \approx \frac{3,5}{(N-1)}, \quad 2\theta_{0,5}^H \approx \frac{3,8}{(N-1)}. \quad (5.23)$$

На рис. 5.4 приведены экспериментальные ДН директорной антенны в плоскостях E и H . Из приведенных ДН видно, что уровень боковых лепестков достаточно высок. В некоторых конструкциях он достигает -3 дБ.

Минимальная ширина ДН по уровню половинной мощности составляет $25 \div 30^\circ$, что достижимо только при обеспечении оптимальных соотношений между токами в вибраторах. Для этого необходимо, чтобы расстояние между активным вибратором и рефлектором было в пределах $(0,15 \div 0,25)\lambda$ при длине рефлектора $(0,48 \div 0,52)\lambda$; расстояние между директорами, первым директором и активным вибратором составляло бы $(0,10 \div 0,30)\lambda$; длина директоров равнялась бы $(0,48 \div 0,40)\lambda$. Количество директоров выбирается не более 10. Увеличение количества директоров больше указанного не оказывает существенного влияния на поле излучения, так как наведенные токи в удаленных директорах становятся малыми и их вклад в формирование ДН уменьшается.

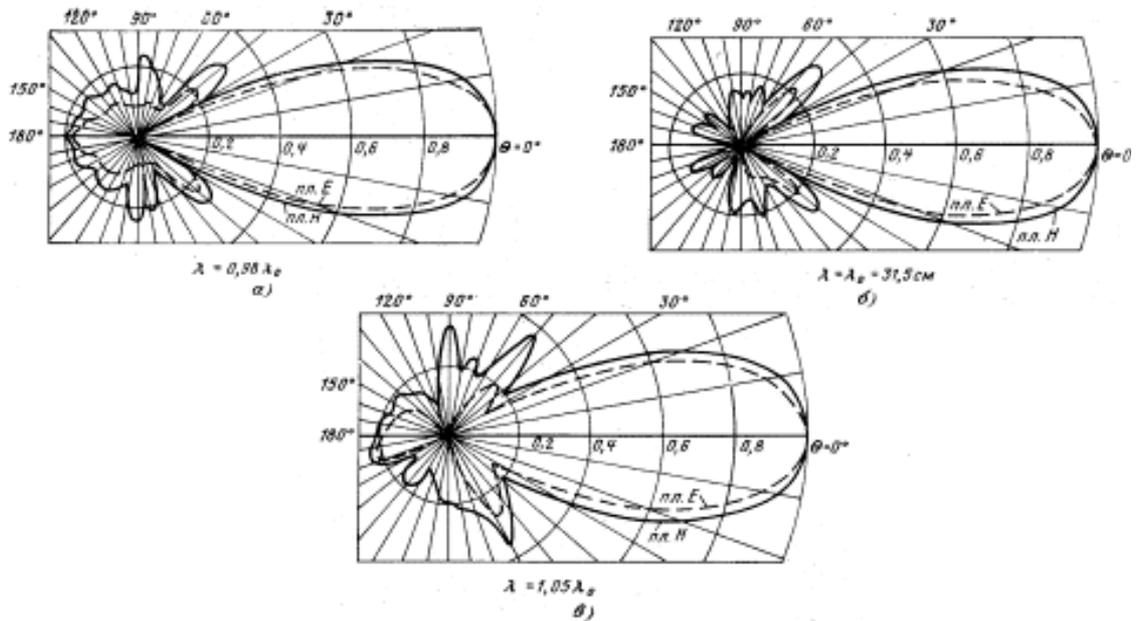


Рис. 5.4. Экспериментальные ДН
12-ти элементной директорной антенны

На входное сопротивление активного вибратора оказывают влияние все пассивные вибраторы. Это влияние оценивается методом теории связанных цепей, согласно которой напряжения и токи на входе каждого вибратора удовлетворяют системе уравнений Кирхгофа, причем на пассивных вибраторах напряжения принимаются равными нулю. Из системы уравнений Кирхгофа имеем

$$Z_{\text{вх}} = Z_{22} + \sum_{n=1}^N \frac{\dot{I}_n}{\dot{I}_2} Z_{2n}, \quad (5.24)$$

где Z_{22} – собственное сопротивление активного вибратора;

\dot{I}_2 – комплексная амплитуда тока в активном вибраторе;

\dot{I}_n – комплексная амплитуда тока в пассивном вибраторе с номером n ;

Z_{2n} – взаимное сопротивление, вносимое пассивным вибратором с номером n в активный.

Расчеты показывают, что за счет влияния пассивных вибраторов входное сопротивление активного (второго) вибратора снижается до 20...30 Ом. С целью его повышения используют петлеобразный вибратор Пистолькорса. Его преимущества также в большей широкополосности, удобстве крепления.

Директорная антенна узкополосна из-за резкого изменения $Z_{\text{вх}}$ с частотой. Установлено, что действие рефлектора на $Z_{\text{вх}}$ более сильное, чем директоров. Поэтому с целью расширения частотного диапазона применяют более широкополосные рефлекторы, например в виде системы вибраторов, расположенных в плоскости, ортогональной оси антенны.

5.3. Волноводные щелевые антенные решётки

Подобные антенны представляют собой систему щелей, прорезанных в стенках волновода. Чаще всего используются полуволновые резонансные щели на широкой или узкой стенках прямоугольного волновода, в котором распространяется волной основного типа. Возбуждение щели происходит за счет того, что её пересекают электрические токи, текущие по внутренней поверхности волновода.

Рассмотрим такой волновод в его поперечном сечении. Магнитное поле имеет две компоненты: H_x и H_z , которые соответственно порождают поверхностные электрические токи j_z и $j_{x,y}$ (рис. 5.5). Из электродинамики известно, что компонента электрического тока есть ортогональная ей компонента напряженности магнитного поля, взятая на поверхности экрана. Продольные токи у волны H_{10} существуют только на широких стенках, где поле имеет вариацию. Зная распределение токов, можно представить картину возбуждения щелей (рис. 5.6).

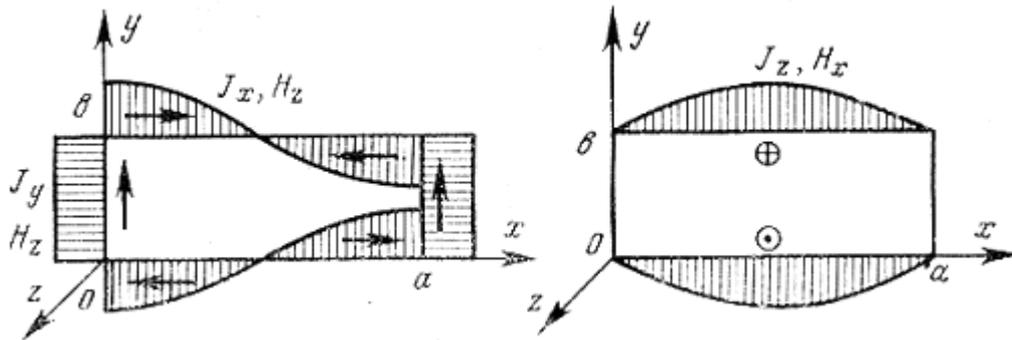


Рис. 5.5. Распределение токов на стенках прямоугольного волновода

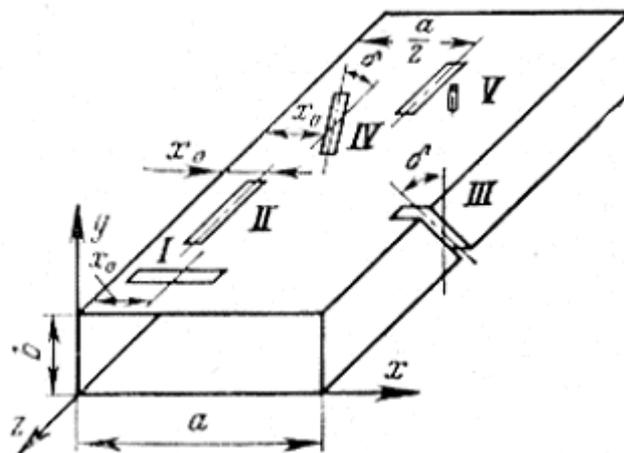


Рис. 5.6. Разновидности щелей в прямоугольном волноводе

Щель I возбуждается током j_z , причём наиболее интенсивно, если выполнена в середине широкой стенки. Продольная щель V не возбуждается ни j_x , ни j_z , так как прорезана в середине широкой стенки, где $j_x = 0$. Поэтому

она не является излучающей; используется в волноводных измерительных линиях. Продольная щель II возбуждается j_x и тем сильнее, чем ближе к краю. Наклонная щель III возбуждается j_y . Наклонная щель IV возбуждается как j_z , так и j_x .

Все рассмотренные щели излучают поле линейной поляризации, с вектором \vec{E} , перпендикулярным длинной стороне щели. Для излучения волн круговой поляризации используют крестообразные щели в широкой стенке, расположенные по одну сторону от оси волновода. Направление вращения плоскости поляризации зависит от направления распространения волны в волноводе или от того, по какую сторону от оси прорезана щель. Сдвиг по фазе на $(\pm \pi/2)$ обеспечивается самими токами j_z и j_x , имеющими такие сдвиги, а равенство их амплитуд обеспечивается положением центра щели относительно оси волновода или стенки. Лучшие характеристики имеют наклонные (по отношению к оси волновода) крестообразные щели.

Рассмотрим схемы замещения щелей. Излучение щели нагружает волновод и влияет на его режим. Часть мощности излучается, часть отражается от щели назад в сторону генератора, а часть проходит по волноводу. При анализе реакции щели на волновод последний заменяют эквивалентной длиной линии, а щель представляется в виде четырехполюсника с потерями на излучение. Это позволяет использовать математический аппарат теории цепей при анализе волноводно-щелевых антенн. Наиболее простые схемы замещения у резонансных продольных и поперечных щелей в широкой стенке волновода.

Поперечная резонансная щель в широкой стенке прерывает продольные токи, т.е. токи, текущие вдоль оси волновода. Поэтому потери на излучение можно учесть, последовательно включив в линию эквивалентное активное сопротивление (рис. 5.7, а). Для нормированного сопротивления получается формула

$$\bar{R} \cong 0,523 \left(\frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^3 \frac{\lambda^2}{ab} \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{4a} \right) \sin^2 \left(\frac{\pi x_0}{a} \right), \quad (5.25)$$

x_0 – смещение центра щели относительно узкой стенки волновода.

Если волновод короткозамкнутый на одном конце, то щели прорезают в максимумах продольного тока, на расстояниях $\lambda_g/2 + m\lambda_g$, $m = 0, 1, 2, \dots$ от этого конца. Тогда щель будет наиболее интенсивно возбуждаться и излучать.

Продольная резонансная щель в широкой стенке прерывает линии поперечных электрических токов. Эти токи ответвляются от продольных в параллельно подсоединенные короткозамкнутые четвертьволновые (так как щель резонансная) шлейфы. Поэтому схема замещения имеет вид шунтирующей нормированной (умноженной на волновое сопротивление) проводимости (см. рис. 5.7, б), определяемой по формуле

$$\bar{G} \cong 2,09 \frac{a\lambda_g}{b\lambda} \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{2\lambda_g} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi x_0}{a} \right), \quad (5.26)$$

где x_0 – смещение центра щели относительно узкой стенки волновода. В таком короткозамкнутом на одном конце волноводе максимумы поперечных токов образуются на расстояниях $\lambda_g/4 + m\lambda_g/2$, $m = 0, 1, 2, \dots$, от этого конца. В этих сечениях и прорезают щели.

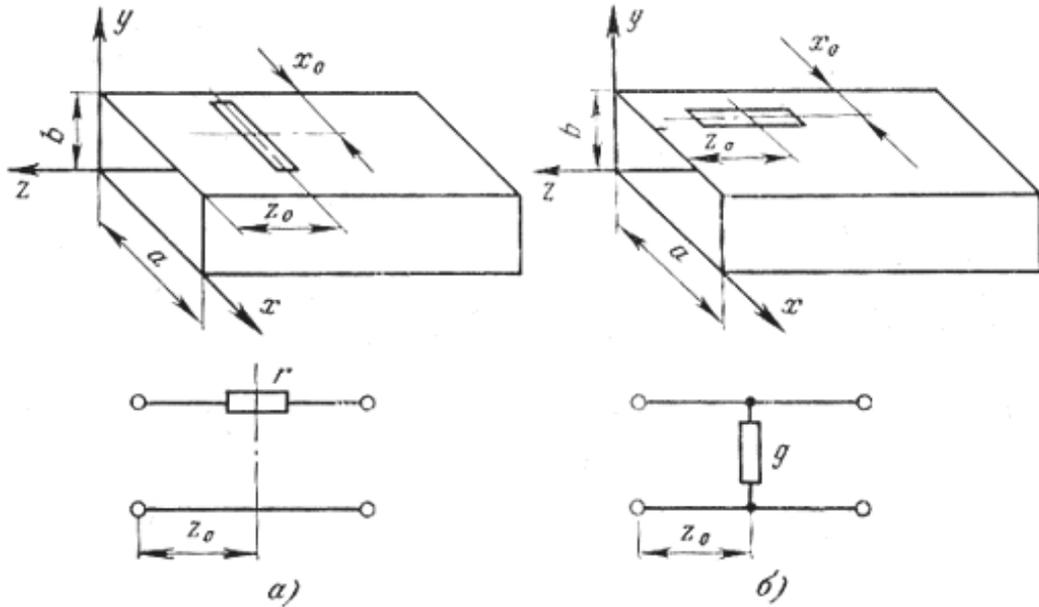


Рис. 5.7. Схемы замещения поперечной (а) и продольной (б) щелей в прямоугольном волноводе

Теперь перейдем непосредственно к волноводно-щелевым антенным решеткам (ВЩАР). Они могут быть двух типов – резонансными (режим стоячих волн) и нерезонансными (режим бегущих волн).

Резонансные ВЩАР выполняют на основе закороченных на одном конце волноводов (рис. 5.8). Если щели поперечные и расстояния между ним

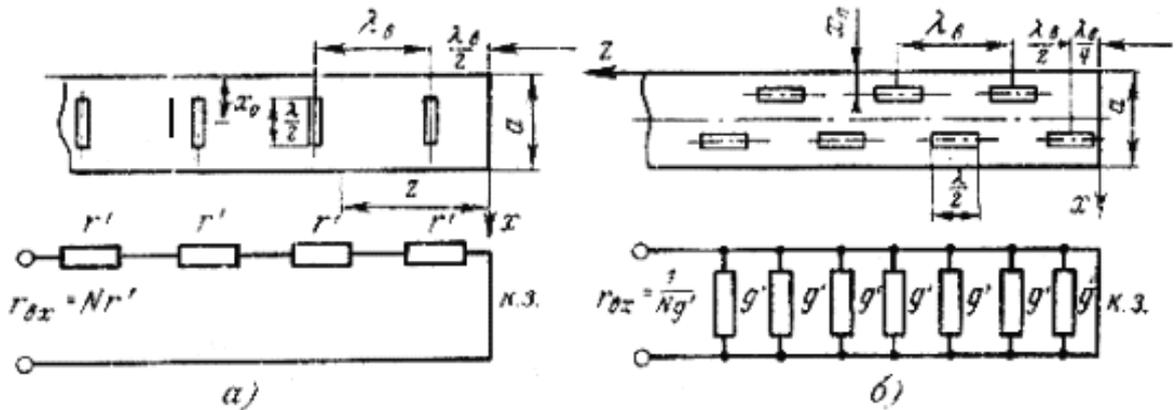


Рис. 5.8. Резонансные волноводные щелевые решетки на синфазно связанных (а), переменноразно связанных (б) щелях и их схемы замещения

ми равно длине волны в волноводе λ_g , то решётка будет на синфазно связанных с полем волновода щелях (рис. 5.8, а). Излучает составляющая тока j_z . На рис. 5.8, б условно показана резонансная ВЩАР на переменнораз-

но связанных с полем волновода щелях. Излучает составляющая тока j_x . В обоих случаях возбуждение всех щелей синфазное, так как во втором случае следует учесть дополнительный фазовый сдвиг на π за счет размещения щелей по разные стороны от осевой линии. Поэтому у обеих решеток направление максимума излучения нормально к широкой стенке волновода.

Нормированные входные сопротивления и проводимости этих решеток (на рис. 5.8 обозначены как r' и g') соответственно равны

$$\bar{R}_{\text{вх}} = N\bar{R}_1, \quad \bar{G}_{\text{вх}} = N\bar{G}_1. \quad (5.27)$$

Для того чтобы в возбуждающем волноводе установился режим бегущих волн, должно выполняться условие полного согласования

$$\bar{R}_{\text{вх}} = \bar{G}_{\text{вх}} = 1. \quad (5.28)$$

Его выполнения на резонансной частоте добиваются посредством подбора требуемых значений \bar{R}_1 и \bar{G}_1 по формулам (5.25), (5.26).

КНД волноводно-щелевых антенных решеток оценивается по формуле

$$D_0 \approx 3,2N. \quad (5.29)$$

В антенне на синфазно связанных с полем волновода щелях из-за большого шага решетки, равного λ_g , в видимой области присутствуют дифракционные максимумы. Для их устранения поступают следующим образом: берут две параллельных синфазно запитанных решетки, сдвинутых в осевом направлении друг относительно друга на $\lambda_g/2$. Это уменьшает в два раза шаг решетки и вытесняет дифракционные максимумы в область мнимых углов. Полоса пропускания у синфазных резонансных ВЦАР, как и у всех резонансных систем, составляет несколько процентов.

Чтобы увеличить полосу пропускания решетки, применяют несинфазные (нерезонансные) ВЦАР бегущей волны. Нерезонансные ВЦАР от резонансных отличаются тем, что волновод нагружается на свободном конце на согласованную (поглощающую) нагрузку. В отсутствие щелей в волноводе устанавливается режим бегущей волны. Щели располагаются на таком расстоянии d одна от другой, которое обеспечивает фазовый набег между двумя соседними щелями, соответствующей бегущей волне, т.е.

$$\Delta\Phi = 2\pi d / \lambda_g \quad \text{для синфазно связанных щелей,}$$

$$\Delta\Phi = 2\pi d / \lambda_g \pm \pi \quad \text{для переменноразно связанных щелей.}$$

Пример ВЦАР из наклонных щелей в узкой стенке волновода показан на рис. 5.9. Щели поочередно наклонены в разные стороны, что обеспечивает их переменноразно возбуждение. Связь щелей с волноводом подбирается такой, чтобы до поглотителя дошло бы не более 20% мощности, тогда КПД антенны будет не менее 80%. Положение максимума излучения, как у ЛНС с бегущей волной, равно

$$\theta_0 = \arccos \xi, \quad \xi = \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}. \quad (5.30)$$

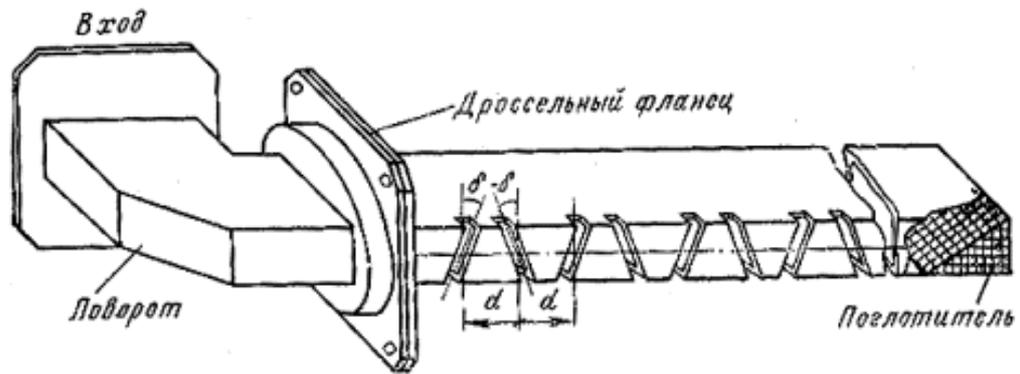


Рис. 5.9. Нерезонансная волноводная щелевая антенная решётка

Поскольку расстояние между щелями для большинства сечений отличаются от $\lambda_g/2$, отражения от отдельных щелей значительно компенсируют друг друга и режим бегущей волны сохраняется в более широкой полосе частот по сравнению с резонансной решёткой. Когда $d = \lambda_g/2$, отражения от щелей суммируются, КСВ возрастает и излучение резко падает.

В расчетах характеристик излучения предполагают геометрию щелей и расстояния между ними одинаковыми, а амплитудное распределение берут постоянным. Тогда нормированный множитель направленности решетки в продольной плоскости будет определяться формулой (2.29). Чтобы получить ДН решетки, необходимо эту функцию согласно принципу перемножения диаграмм умножить на ДН одиночной полуволновой щели в плоском экране, которая в этой плоскости для продольной щели определяется формулой

$$\bar{F}_{эл}(\theta) = \frac{\cos(0,5\pi \sin \theta)}{\cos \theta}, \quad (5.31)$$

где угол θ отсчитывается от нормали к широкой стенке волновода.

Для поперечной щели в продольной плоскости $\bar{F}_{эл} = 1$. КНД ВЩАР оценивают по формуле $D \approx 3,2N$.

Основные достоинства ВЩАР – в отсутствии выступающих частей и компактности распределительной системы, а также в возможности легкой реализации нужных амплитудных распределений путем регулирования связи щелей с волноводом. Компактность и возможность выполнения щелевых антенн заподлицо с металлической обшивкой делают их весьма удобными для размещения на летательных аппаратах. Недостатком может являться их узкополосность.

5.4. Фазированные антенные решётки

Фазированные антенные решётки (ФАР) представляют собой системы излучателей, фазы возбуждающих токов в которых подобраны так, чтобы в заданном направлении получить остронаправленное излучение. Реализация линейных фазовых распределений возбуждения в них осуществляется путем

разбиения раскрыва на большое число отдельных излучателей с независимым управлением фазой возбуждения каждого из них. Посредством изменения фаз возбуждающих токов главный лепесток амплитудной ДН антенной решетки перемещают (сканируют) в пространстве по определенному закону, причем этот процесс возможен как в передающем, так и в приемном режимах работы решётки.

В качестве элементов ФАР применяют слабонаправленные и направленные антенны с различными частотными свойствами и поляризацией излучения. Это могут быть вибраторы, спиральные, логопериодические, диэлектрические стержневые, щелевые, рупорные антенны и другие. Часто элементы ФАР, включая схемы питания, выполняют по печатной технологии. Ширина ДН излучателя в решётке должна быть не менее сектора сканирования луча.

Классификация и типы ФАР

Классификацию антенных решёток проводят в зависимости от расположения излучателей в пространстве, размещения их в решётке, шага решётки, способа возбуждения и сканирования, а также типа применяемого излучателя. Различают линейные, криволинейные, плоские, цилиндрические, конические и сферические ФАР.

Цилиндрические и конические ФАР (рис. 5.10 и 5.11) предназначены для кругового сканирования в плоскости основания. Максимальное значение КУ они имеют в направлении нормали к поверхности. Сферические ФАР (рис. 5.12) предназначены для полусферического обзора пространства. По сравнению с другими конформными ФАР они обладают наибольшим КУ и минимальным его изменением при сканировании, которое осуществляется во всей сфере конформным перемещением излучающей области. Форма и размеры этой области определяются требуемой формой и шириной главного лепестка ДН. Недостатком сферической ФАР является ее высокая стоимость, связанная с большим числом излучающих элементов ($N \approx 10^4 \dots 10^5$).

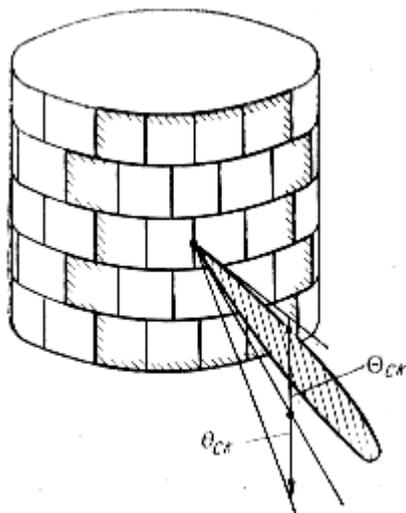


Рис. 5.10. Цилиндрическая ФАР

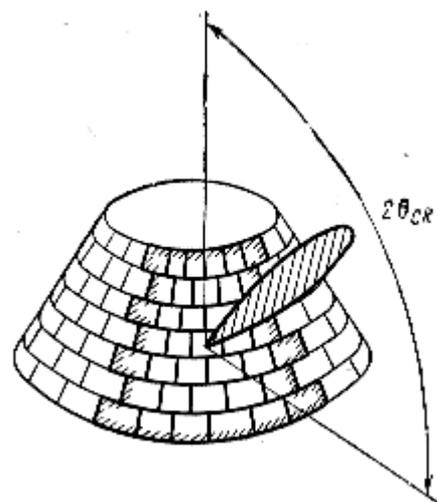


Рис. 5.11. Коническая ФАР

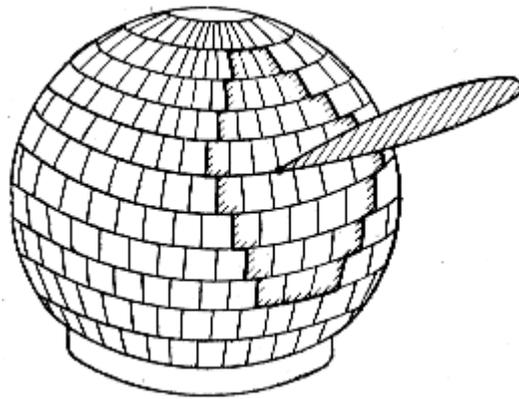


Рис. 5.12. Сферическая ФАР

В зависимости от расположения излучателей в пространстве принято выделять выпуклые антенные решетки, к которым кроме конических, цилиндрических и сферических относятся также ФАР, размещаемые на выпуклой поверхности объекта, например летательного аппарата. Последние называют еще конформными, подчеркивая связь между характеристиками сканирования и размещением излучателей в пространстве. Конформные ФАР обеспечивают конформное сканирование (сканирование без изменения параметров ДН) в широком угловом секторе или во всей полусфере. Это достигается перемещением излучающей области по поверхности ФАР посредством коммутации питания излучателей, причем форма, размеры и АФР в пределах излучающей области остаются неизменными; изменяется только направление главного максимума.

Плоские ФАР имеют ограниченный сектор сканирования, не превышающий $\pm(40...50^\circ)$, и являются узкополосными. Широкоугольное электрическое сканирование, в том числе и круговой обзор, при работе в широкой полосе частот можно обеспечить, перейдя от плоских решёток к выпуклым. Расширить сектор сканирования плоских решёток также можно, применяя гибридные ФАР. Гибридными ФАР называют электрические сканирующие устройства, включающие ФАР в качестве облучателя и пассивную неуправляемую фокусирующую систему, – зеркальную или линзовую.

Гибридные ФАР зеркального типа строят по однозеркальной (рис. 5.13, *а, б*) и двухзеркальной (рис. 5.13, *в, г*) схемам, в которых ФАР используется в качестве облучателя. Если она располагается в фокальной плоскости зеркала (рис. 5.13, *а, в*), то её фазовый центр при сканировании смещается из фокуса посредством электрических коммутаторов. Элементы ФАР в этом варианте включаются поочередно, что ограничивает мощность излучения решётки. Другой вариант (рис. 5.13, *б, г*) предполагает расположение ФАР вне фокальной плоскости и одновременную работу всех ее элементов для создания необходимой формы АФР в апертуре зеркала, а это повышает мощность излучения. Гибридные ФАР зеркального типа имеют небольшое число (порядка сотни) элементов, что уменьшает их стоимость. Однако они позволяют осуществлять сканирование в сравнительно небольшом угловом секторе $(10...20) 2\theta_{0,5}$.

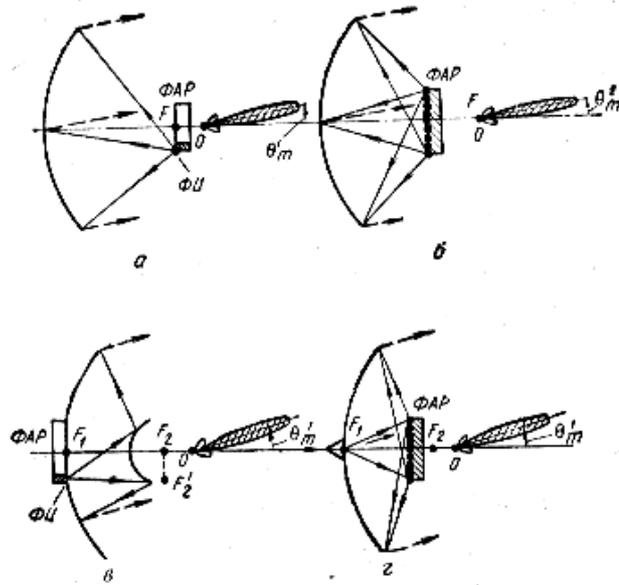


Рис.5.13. Гибридные ФАР зеркального типа

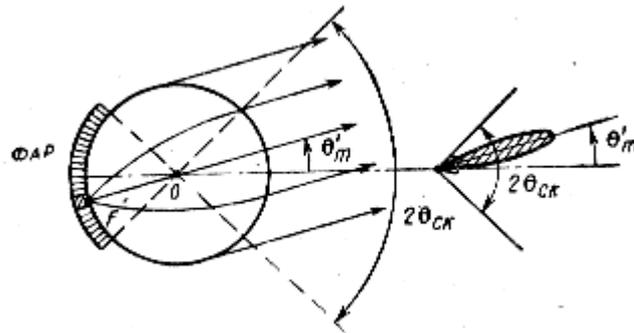


Рис. 5.14. Гибридная ФАР с линзой Лüneберга

Гибридная дуговая или вогнутая ФАР с линзой Лüneберга (рис. 5.14) обеспечивает неискаженное (конформное) сканирование в значительно более широком (по сравнению с зеркальными системами) плоском или пространственном секторах.

Сканирование во всей полусфере может обеспечить плоская ФАР с куполообразной линзой (рис. 5.15). Антенна состоит из плоской ФАР, сканирующей в секторе $\theta_{СК} \leq 60^\circ$ (от нормали к решётке) и куполообразной линзы сферической формы с переменным коэффициентом преломления, находящейся в ближней зоне ФАР. Для обеспечения фокусировки на плоской ФАР должно быть создано нелинейное фазовое распределение.

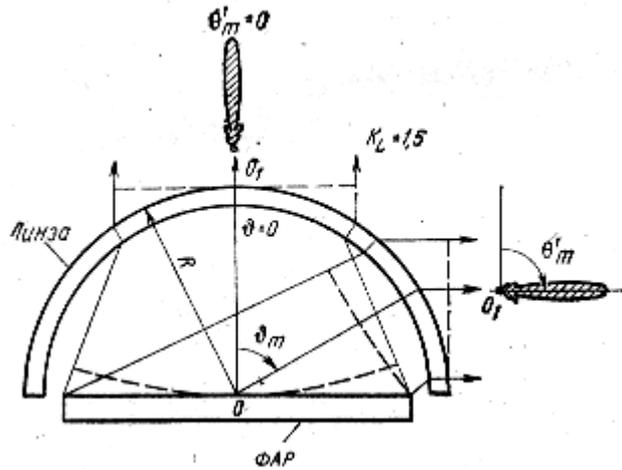


Рис. 5.15. Плоская ФАР с куполообразной линзой

Схемы возбуждения ФАР

Система распределения мощности ФАР обеспечивает подведение к каждому элементу требуемой доли общей мощности (при работе на передаче) и суммирование в общем фидерном тракте сигналов, поступивших в каждый элемент (при работе на прием). По способам возбуждения или схемам распределения мощности различают пространственный способ возбуждения, при котором ФАР, также как зеркальная или линзовая антенны, возбуждается облучателем. В этом случае возможны два варианта ФАР: отражательный (рис. 5.16, а) и проходной (рис. 5.16, б). Оба варианта конструктивно просты и позволяют обеспечить требуемое амплитудное распределение соответствующим выбором облучателя.

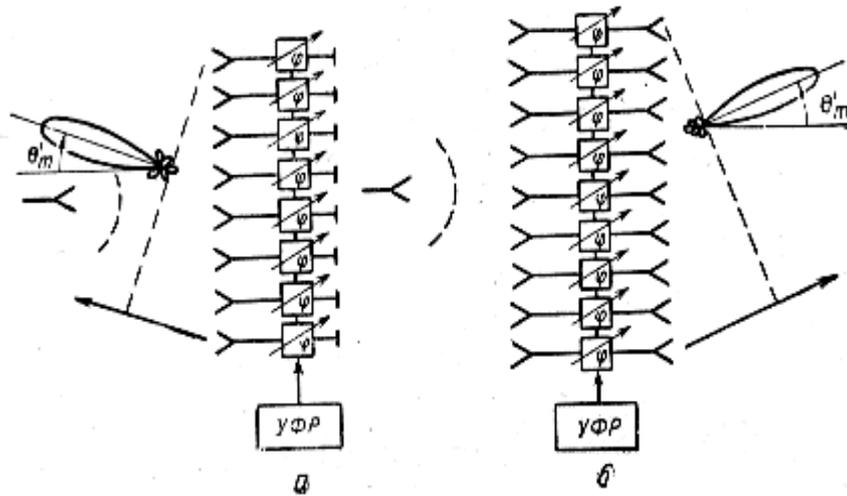


Рис. 5.16. Пространственный способ возбуждения ФАР

Проходной вариант несколько лучше отражательного благодаря отсутствию затенения раскрыва, но конструкция проходного излучающего элемента сложнее отражательного. Недостатками пространственных систем распределения мощности являются значительные продольные размеры (глубина) системы и потери мощности из-за её неполного перехвата поверхностью ФАР.

Второй способ возбуждения — фидерный, при котором решётку возбуждают посредством СВЧ распределительной системы. При этом возмож-

ны схемы питания излучателей ФАР: последовательная (рис. 5.17), параллельная (рис. 5.18) и смешанная (рис. 5.19). Последовательная схема является наиболее простой и компактной. Её недостатки – неравномерный энергетический режим фазовращателей, ограничивающий мощность излучения и накопление фазовых ошибок к концу решётки, что делает к концу решётки,

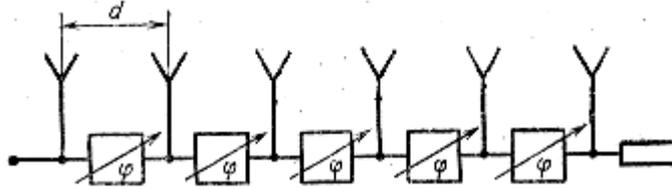


Рис. 5.17. Последовательная схема питания

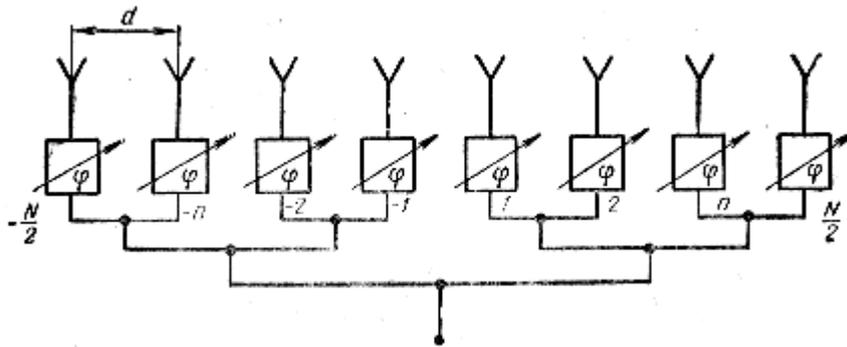


Рис. 5.18. Параллельная схема питания

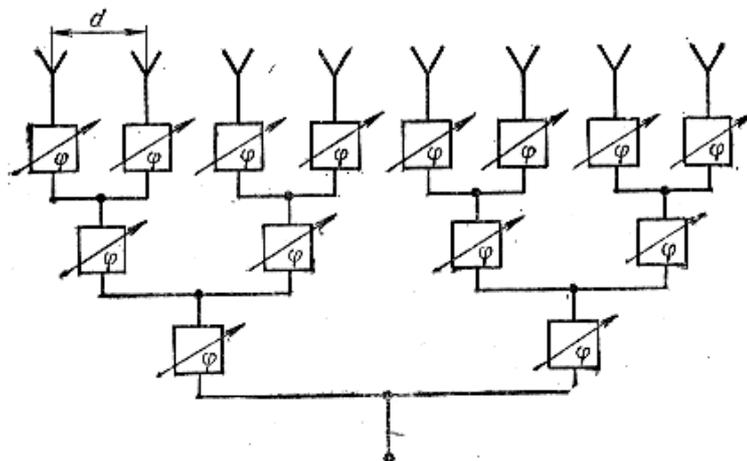


Рис. 5.19. Смешанная схема питания

что делает систему узкополосной. Параллельная схема обеспечивает более равномерное распределение мощности между фазовращателями (более легкий энергетический режим) и более широкую полосу пропускания. Недостатки – сложность схемы многоступенчатого деления мощности, трудность ее согласования и более сложное управление фазовым распределением. Смешанные схемы занимают промежуточное положение.

Система питания активных ФАР предполагает использование в каждом её элементе электронного прибора, работающего в качестве синхронизи-

руемого генератора или усилителя. Активные ФАР позволяют увеличить мощность излучения, уменьшить потери при приёме, создавать требуемое амплитудное распределение путем включения и выключения отдельных элементов, что особенно важно для конформных решёток с круговым или полусферическим сканированием. Недостатками активных ФАР являются – их сложность, необходимость решения проблемы теплоотвода и высокая стоимость.

Для сканирующих остронаправленных систем решётку можно делать из отдельных модулей или подрешёток. Выбор способа возбуждения составляет одну из задач проектирования решёток.

Выбор геометрии ФАР. Устранение дифракционных максимумов

Размещение элементов в решётке описывают с помощью координатных систем, в узлах сетки которых располагаются отдельные элементы. Так как размещение элементов в плоских и выпуклых решётках может быть эквидистантным, неэквидистантным, разрежённым по определенному закону или случайным, то для его описания используют различные ортогональные и неортогональные системы координат. На практике размещение элементов в решётке ограничивается следующими основными факторами: возникновением дифракционных максимумов, допустимым УБЛ и падением КУ антенны, конструкцией отдельных элементов и всего полотна, устройствами возбуждения элементов и управления лучом. Наиболее распространены эквидистантные решётки, у которых все элементы размещаются с постоянным шагом по каждой координате плоского раскрытия или в отдельных её частях — модулях. Наряду с эквидистантными применяются неэквидистантные решётки, у которых подбором расстояний между элементами удается расширить сектор сканирования и полосу рабочих частот, сократить число элементов по сравнению с эквидистантными решётками.

Выбор схемы построения АР определяется общими требованиями к РТС, включая способ обработки СВЧ сигнала. Размеры ФАР определяются заданными значениями КНД или ширины ДН, длиной волны и выбранным амплитудным распределением поля в раскрытии решётки, которое зависит от требуемого уровня боковых лепестков.

Наибольшее распространение получили линейные и плоские ФАР. Большинство плоских ФАР состоит из идентичных элементов, расположенных в узлах плоской координатной сетки. На рис. 5.20 показаны прямоугольная и треугольная (гексагональная) сетки.

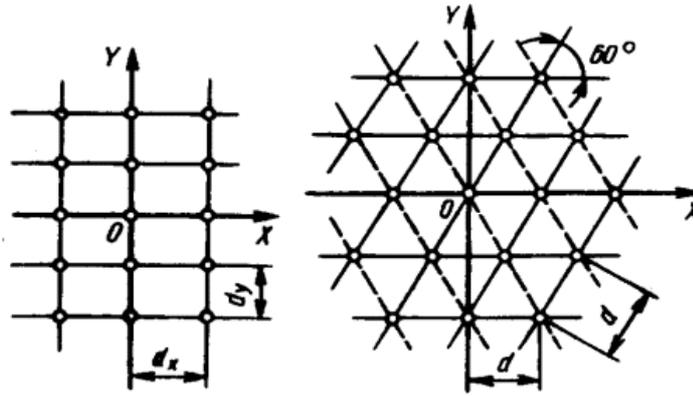


Рис. 5.20. Схемы размещения элементов в плоской ФАР

При размещении элементов в узлах плоской координатной сетки синфазное сложение полей отдельных элементов решетки возможно не только в направлении главного максимума ДН, но и в других направлениях. В этом случае помимо главного максимума существуют еще и дифракционные максимумы, пространственная ориентация которых зависит от расстояния между элементами. При уменьшении этого расстояния число дифракционных максимумов, находящихся в области действительных углов, уменьшается. Для нормальной работы решетки необходимо, чтобы в области действительных углов находился лишь один главный максимум, а дифракционные отсутствовали.

Первый способ устранения дифракционных максимумов заключается в ограничении шага решетки. При использовании прямоугольной сетки дифракционные максимумы отсутствуют, если расстояния между элементами в направлении координатных осей удовлетворяют условиям

$$d_x / \lambda \leq 1 / (1 + \sin \theta_{x \max}); \quad d_y / \lambda \leq 1 / (1 + \sin \theta_{y \max}), \quad (5.32)$$

где λ – длина волны; $\theta_{x \max}$, $\theta_{y \max}$ – максимальные углы отклонения луча в плоскостях zox и $zoу$ от нормали к решетке, совпадающей с осью z .

Для треугольной сетки соответствующее условие имеет вид

$$\frac{d}{\lambda} \leq \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{1 + \sin \theta_{\max}}, \quad (5.33)$$

где θ_{\max} – максимальное отклонение луча от нормали к решетке. Например, если $\theta_{\max} = 45^\circ$, то для прямоугольной и треугольной сеток получаем $d_x = d_y = 0,58\lambda$ и $d = 0,68\lambda$. Таким образом, использование треугольной сетки позволяет увеличить расстояние между излучателями и уменьшить их число примерно на 13% по сравнению с числом элементов в решетке с прямоугольной сеткой.

Условия (5.32), (5.33) не учитывают направленных свойств элементов и определяют предельные расстояния в решетке изотропных излучателей. При ограниченном секторе сканирования использование направленных элементов позволяет увеличить расстояние между ними по сравнению с определяемым

по формулам (5.32), (5.33) и тем самым уменьшить их общее число. Действительно, если вне сектора сканирования ДН элемента равна нулю или близка к нему (рис. 5.21), то можно допустить существование дифракционных максимумов в области действительных углов, увеличив расстояние между элементами по сравнению с (5.32), (5.33) и потребовав при этом, чтобы при всех перемещениях луча дифракционные максимумы не попадали в сектор сканирования. Поскольку характеристика направленности решетки получается перемножением ДН излучателя и множителя решетки, то дифракционные максимумы окажутся подавленными, так как они умножатся на малые или нулевые значения ДН излучателя. В этом заключается второй способ устранения дифракционных максимумов.

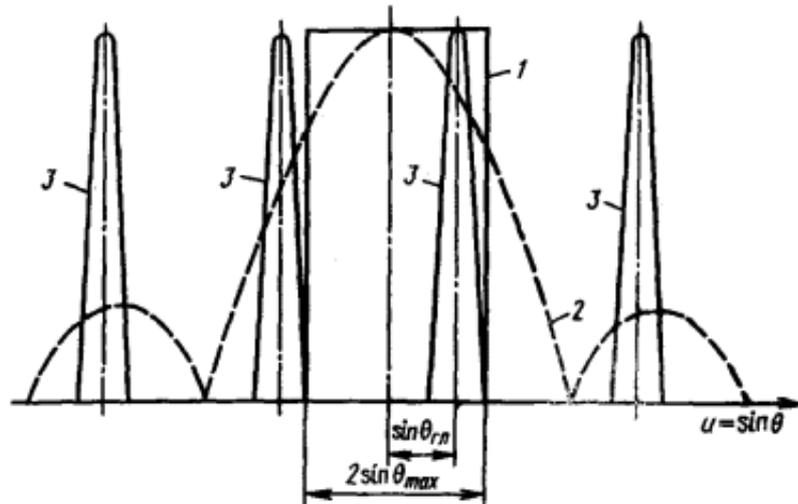


Рис. 5.21. Диаграммы направленности идеального (1), реального (2) излучателей и максимумы множителя направленности решётки (3)

С целью подавления дифракционных максимумов используют и третий способ – неэквидистантное расположение излучателей по раскрытию ФАР. Этот способ для больших ФАР является самым предпочтительным, поскольку для его реализации требуется относительно небольшое число слабонаправленных излучателей, которые размещают в узлах сетки по случайному закону. Расстояние между узлами обычно не превышает $0,5\lambda$.

Если число узлов в квадратной решётке $N \times N = N^2$, а число элементов M , то её КНД будет

$$D = M \cdot D_{\text{эл}}. \quad (5.34)$$

Для КНД плоского синфазного раскрытия той же площади с постоянным амплитудным распределением в излучателях имеем

$$D_0 = 4\pi \frac{S}{\lambda^2} = \frac{4\pi}{\lambda^2} N^2 (0,5\lambda)^2 = \pi N^2. \quad (5.35)$$

Отношение D/D_0 есть КИП. Обычно у слабонаправленных элементов $D_{э\lambda} \approx 3..4$. Тогда КИП неэквидистантной решётки будет

$$\nu \approx M/N^2. \quad (5.36)$$

Для разреженных решёток с $M \ll N^2$ КИП довольно мал и может опускаться до 0,1. Снижение КИП связано с малым, но почти равномерно распределённым фоном боковых лепестков. Такие разрежённые решётки применяются в радиоастрономии.

Если используются направленные элементы, то при сканировании выигрыш в их количестве для треугольной и прямоугольной сеток по сравнению с решёткой изотропных элементов составляет

$$N_{\text{изотр}}/N = (1 + \sin \theta_{\text{max}})^2 / 4 \sin^2 \theta_{\text{max}}. \quad (5.37)$$

Однако создать элемент, ДН которого быстро спадает за пределами сектора сканирования, практически не возможно. ДН реальных элементов отличаются от идеальной прямоугольной (см. рис. 5.21). Поэтому число элементов в реальных сканирующих решётках всегда будет больше минимально возможного.

Если ширина диаграммы направленности ФАР не превышает 1° , а сектор сканирования в обеих главных плоскостях меньше 10° , то необходимую направленность можно получить, объединив обычные слабонаправленные элементы в группы, которые называются подрешётками или модулями. Элементы каждой подрешетки возбуждаются синфазно и формируют ДН, максимум которой ориентирован в направлении нормали к плоскости решётки. Фазы в каждой из подрешёток, которые можно рассматривать как отдельные элементы ФАР, при сканировании изменяются с помощью фазовращателей. Относительные размеры подрешёток выбирают в соответствии с заданным сектором сканирования и допустимым уровнем дифракционных максимумов. Так как форма ДН подрешётки отличается от идеальной прямоугольной, то при определении размеров подрешётки необходимо учитывать допустимый уровень дифракционных максимумов, которые при сканировании находятся в пределах главного лепестка ДН подрешёток.

В линейных решётках при отклонении луча от нормали вводят понятие эквивалентной длины решётки

$$L_{\text{э\lambda}} = Nd \cos \theta_{\text{max}}, \quad (5.38)$$

где θ_{max} – направление максимума излучения ФАР.

При увеличении сектора сканирования $L_{\text{э\lambda}}$ уменьшается, а ширина ДН увеличивается. Можно считать, что в двумерной плоской решётке при отклонении луча в какой-либо плоскости от направления нормали к раскрытию ширина ДН изменяется тоже только в данной плоскости. Это утверждение тем точнее, чем больше размеры решётки. Оно хорошо оправдывается для решёток, длина которых больше 10λ . При отклонении луча в главных плоскостях

zox и zoy от нормали к плоскости прямоугольной решётки можно ввести понятие эквивалентного размера и эквивалентной площади решётки

$$L_{x \text{ экв}} = N_x d_x \cos \theta_{\max}, \quad (\text{плоскость } zox); \quad (5.39)$$

$$L_{y \text{ экв}} = N_y d_y \cos \theta_{\max}, \quad (\text{плоскость } zoy); \quad (5.40)$$

$$S_{\text{экв}} = S \cos \theta_{\max}, \quad (5.41)$$

где N_x, N_y – число строк и столбцов, образованных излучателями решётки и параллельных осям x и y прямоугольной системы координат; $S_{\text{экв}}$ и S – эквивалентная и геометрическая площади раскрыва.

Таким образом, эквивалентные размеры АР равны проекциям геометрических размеров на плоскость, перпендикулярную направлению главного максимума. Формулы (5.38) – (5.41) приближенные, их точность тем выше, чем меньше ширина луча, т.е. чем больше относительные размеры решётки.

Взаимное влияние элементов

У антенных решёток с малым шагом наблюдается снижение КНД, обусловленное взаимным влиянием или взаимодействием их элементов. Это влияние проявляется в том что, входное сопротивление излучающего элемента в АР отличается от входного сопротивления элемента в свободном пространстве и является функцией угла сканирования. При этом изменяется ДН элемента и искажаются поляризационные характеристики. Подобное взаимодействие не позволяет рассматривать элементы решётки как независимые нагрузки. Взаимодействие элементов в решётке может привести к значительному рассогласованию между раскрывом антенны и цепями питания. В больших антенных решётках в этом случае наблюдается так называемый эффект ослепления, когда практически прекращаются излучение или приём электромагнитных волн.

Одной из важнейших характеристик ФАР является ДН активного элемента при условии, что все остальные нагружены на согласованные нагрузки, т.е. в решётке возбуждается лишь один элемент, а остальные соединены с пассивными нагрузками, сопротивления которых равны волновым сопротивлениям питающих фидеров. В этом случае из-за взаимной связи на пассивных элементах индуцируются токи и они оказывают влияние на формирование ДН активного элемента. При этом часть энергии активного элемента поглощается в нагрузках.

Влияние взаимодействия излучателей оценивается, исходя из предположения о том, что ДН решетки является суперпозицией ДН излучателей, умноженных на амплитуды волн в возбуждающих их фидерных линиях. Для АР конечных размеров входное сопротивление и ДН одного излучателя зависят от его положения в решётке, поскольку взаимные связи проявляются по-разному. Следовательно, принцип перемножения ДН может оказаться неприемлемым в решётках с относительно небольшим числом элементов.

В центральной области большой плоской ФАР свойства излучателей практически идентичны, и наиболее важные особенности их поведения можно достаточно точно описать, используя характеристики излучателей в решётке бесконечных размеров. Поэтому АР бесконечных размеров может служить моделью для анализа больших решёток. Тогда диаграмму направленности большой АР можно представить в виде произведения множителя направленности решётки и ДН одного элемента в бесконечной АР. Одна из причин использования модели бесконечной решётки состоит в том, что её можно рассматривать как периодическую структуру, для исследования которой существуют различные аналитические и численные методы. При равномерном возбуждении подобной структуры достаточно рассчитать распределение поля в пределах одного периода.

5.5. Примеры решения типовых задач

1. Найти соотношения между амплитудами и фазами токов в системе, состоящей из расположенных в одной плоскости параллельных полуволновых активного 1 и пассивного 2 вибраторов, если $R_{\Sigma 1} = R_{\Sigma 2} = 73 \text{ Ом}$; $X_{\Sigma 2} = 40 \text{ Ом}$; $X_{H2} = 0$; $d = 0,15\lambda$. Потери не учитывать. Определить также сопротивление излучения антенны.

Решение. Из графиков рис. 5.2 находим величину активной и реактивной составляющих взаимного сопротивления вибраторов: $R_{12} \approx 60 \text{ Ом}$, $X_{12} \approx -6 \text{ Ом}$. Отношение амплитуд и сдвиг фаз токов в вибраторах определяем по формулам (5.12), (5.13)

$$m \approx \sqrt{\frac{60^2 + 6^2}{73^2 + 40^2}} \approx 0,73; \quad \Delta\Phi \approx \left(\pi + \arctg \frac{-6}{60} - \arctg \frac{40}{73} \right) \approx 2,5 (\text{рад}).$$

По формуле (5.14) получаем

$$R_{\Sigma C} \approx [73 + 0,73(60 \cos 2,5 + 6 \sin 2,5)] \approx 40 (\text{Ом}).$$

2. Определить сопротивление излучения системы, состоящей из активного полуволнового вибратора 1 и пассивного полуволнового рефлектора 2. Рефлектор настроен с помощью реактивного сопротивления X_{H2} так, что его ток опережает по фазе ток активного вибратора на угол $\pi/2$.

Решение. Оптимальное расстояние между активным вибратором и пассивным рефлектором $0,2 \lambda \leq d \leq 0,25 \lambda$. Принимаем $d = 0,225 \lambda$. Определяем с помощью графика рис. 5.2 активную и реактивную составляющие взаимного сопротивления вибратора и рефлектора:

$$R_{12} \approx 45 \text{ Ом}, \quad X_{12} \approx -24 \text{ Ом}.$$

В соответствии с условием задачи проводим настройку рефлектора таким образом, чтобы его ток опережал по фазе ток активного вибратора на угол $\Delta\Phi = \pi/2$. Величина фазового сдвига определяется формулой (5.13). Подставив в формулу $\Delta\Phi = \pi/2$ и известные из теории полуволнового вибратора значения $R_{22} = 73,1 \text{ Ом}$ и $X_{22} = 42,5 \text{ Ом}$, получим уравнение

$$\frac{\pi}{2} = \pi + \operatorname{arctg}\left(-\frac{24}{45}\right) - \operatorname{arctg}\frac{42,5 + X_{H2}}{73,1}.$$

Решив его, находим $X_{H2} = 95 \text{ Ом}$.

Отношение амплитуд токов рефлектора и активного вибратора определяем по формуле (5.12):

$$m = \sqrt{\frac{45^2 + 24^2}{73,1^2 + (42,5 + 95)^2}} \cong 0,33.$$

Затем по формуле (5.14) определяем сопротивление излучения активного вибратора с учетом влияния пассивного рефлектора:

$$R_{\Sigma C} = R_{\Sigma 1} + m(R_{12} \cos \Delta\Phi - X_{12} \sin \Delta\Phi) |_{\Delta\Phi=\pi/2} = 73,1 + 0,33 \cdot 24 \cong 81 \text{ Ом}.$$

3. Директорная антенна, имеющая $N = 15$ вибраторов, настроена в резонанс на частоту $f = 218 \text{ МГц}$. Среднее расстояние между соседними вибраторами антенны равно $d_{cp} = 14 \text{ см}$. Определить ширину ДН антенны и её КНД.

Решение. Частоте $f = 218 \text{ МГц}$ соответствует длина волны

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8}{218 \cdot 10^6} = 1,38 \text{ (м)}. \text{ Полная длина антенны равна}$$

$$L_a = (N - 1)d_{cp} = 14 \cdot 14 = 1,96 \text{ (м)}, \text{ а волновая } \frac{L_a}{\lambda} = \frac{1,96}{1,38} \approx 1,4.$$

Параметры излучения антенны определяем по формулам (5.23):

$$2\theta_{0,5}^E \approx \frac{3,5}{N-1} = \frac{3,5}{14} = 0,25 \text{ (рад)}; \quad 2\theta_{0,5}^H \approx \frac{3,8}{N-1} = \frac{3,8}{14} \cong 0,27 \text{ (рад)};$$

$$D_0 \approx 5\left(1 + \frac{L_a}{\lambda}\right) = 5(1 + 1,4) = 12; \quad S_{\varphi\Phi} = \frac{D_0 \lambda^2}{4\pi} = \frac{12 \cdot 1,38^2}{4\pi} \approx 1,82 \text{ (м}^2\text{)}.$$

4. Рассчитать волноводную щелевую антенную решётку, которая должна работать на волне основного типа, иметь КНД в направлении максимума излучения $D_0 = 12,6$ и излучать мощность $P_{\Sigma} = 50 \text{ кВт}$. Рабочая длина волны $\lambda = 3,2 \text{ см}$.

Решение. Согласно табл.П.1. выбираем стандартный волновод с внутренними размерами $a = 23 \text{ мм}$, $b = 10 \text{ мм}$. Длина волны в волноводе равна

$$\lambda_g = \frac{3,2}{\sqrt{1 - (3,2/4,6)^2}} = \frac{3,2}{0,71} = 4,5 \text{ см}.$$

Характеристическое сопротивление и проводимость волновода составляют [2,13]:

$$Z_c = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}} = 531 \text{ Ом}; \quad G_c = \frac{1}{Z_c} = 0,188 \cdot 10^{-2} \text{ См}.$$

Число щелей в волноводе находим по формуле (5.29)

$$N = \frac{D_0}{3,2} = \frac{12,6}{3,2} \approx 4.$$

Для определенности выберем продольные полуволновые $2l = \lambda_g/2$ щели, прорезанные в широкой стенке волновода с интервалом в половину длины волны $\lambda_b/2$. Проводимость одной щели равна

$$G_1 = G_c \frac{1}{N} = \frac{0,188 \cdot 10^{-2}}{4} = 0,47 \cdot 10^{-3} \text{ См.}$$

Для согласования щели с волноводом смещаем ее относительно осевой линии на величину $x_1 = (a/2 - x_0)$, определяемую согласно (5.26) из уравнения

$$\bar{G}_1 = 2,09 \frac{a \lambda_g}{b \lambda} \sin^2 \left(\frac{\pi x_1}{a} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{2 \lambda_g} \right).$$

Если число щелей N , то в согласованном режиме $\bar{G}_1 = 1/N$. В данном случае $\bar{G}_1 = 0,25$. Отсюда находим x_1 :

$$\begin{aligned} \sin \left(\frac{\pi x_1}{a} \right) &= \sqrt{\frac{\bar{G}_1}{2,09 \frac{a \lambda_g}{b \lambda} \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{2 \lambda_g} \right)}} = \\ &= \sqrt{\frac{0,25 \cdot 10 \cdot 32}{2,09 \cdot 23 \cdot 45 \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot 32}{2 \cdot 45} \right)}} = 0,4386; \\ x_1 &= \frac{a}{\pi} (\arcsin 0,4386) = \frac{23 \cdot 0,454}{3,1416} = 3,3 \text{ мм.} \end{aligned}$$

Определим ширину щели b . Она должна быть меньше $\lambda_b/10 = 4,5$ мм, но достаточной, чтобы исключить возможность электрического пробоя. Полагая, что вся мощность излучения антенны P_Σ распределяется поровну между щелями, находим значение напряжения в максимуме распределения на каждой щели

$$U_{\max} = \sqrt{\frac{2P_\Sigma}{NG_1}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 50 \cdot 10^3}{4 \cdot 0,47 \cdot 10^{-3}}} = 7,36 \text{ кВ.}$$

При двукратном запасе прочности и пробивной напряженности электрического поля $E_{\text{проб}} = 30$ кВ/см получим

$$b = \frac{2U_{\max}}{E_{\text{проб}}} = \frac{2 \cdot 7,36}{30} \cong 4,9 \text{ мм.}$$

За счет небольшого сокращения запаса прочности ширину щели можно уменьшить до выбранного выше предела.

Радиус эквивалентного электрического вибратора равен четверти ширины щели

$$a_{\text{эkv}} = \frac{b}{4} = \frac{4,5}{4} \approx 1,1 \text{ мм.}$$

Для определения волнового сопротивления эквивалентного вибратора воспользуемся формулой (3.18)

$$W_{\text{щ}} = 120 \left(\ln \frac{l}{a_{\text{экв}}} - 1 \right) = 120 \left(\ln \frac{\lambda_g}{4a_{\text{экв}}} - 1 \right) = 120 \left(\ln \frac{45}{4 \cdot 1,1} - 1 \right) \approx 160 \text{ Ом.}$$

Геометрическая длина полуволновой щели с учетом эффекта укорочения определяется как

$$2l = \frac{\lambda_g}{2} - 2\Delta l = \frac{\lambda_g}{2} - \frac{13,6 \cdot \lambda_g}{W_{\text{щ}}} = \frac{45}{2} - \frac{13,6 \cdot 45}{160} = 18,7 \text{ мм.}$$

Расчет ДН в плоскости, проходящей через продольную ось волновода перпендикулярно его широкой стенке, можно провести по теореме о перемножении диаграмм направленности, рассматривая антенну как решетку N синфазных эквивалентных полуволновых вибраторов, расположенных на расстоянии $\lambda_g/2$ друг от друга,

$$\bar{F}(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \cdot \frac{\sin \frac{\Delta\Phi}{2}}{N \sin \frac{\Delta\Phi}{2N}},$$

где $\Delta\Phi$ – сдвиг по фазе, обусловленный геометрической разностью хода лучей (волн) от двух соседних щелей, которая равна $\frac{\lambda_g}{2} \cos \theta$; θ – угол между осью волновода и направлением в точку наблюдения; $k = 2\pi/\lambda$. Этот сдвиг равен

$$\Delta\Phi = k \left(\frac{\lambda_g}{2} \cos \theta \right) = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_g}{2} \cos \theta \right) = \left(\frac{2\pi}{3,2} \cdot \frac{4,5}{2} \cos \theta \right) = (4,42 \cos \theta) \text{ рад.}$$

Окончательно

$$\bar{F}(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \cdot \frac{\sin(2,21 \cos \theta)}{\sin(0,505 \cos \theta)}.$$

5. Синфазная волноводно-щелевая антенная решётка с продольными щелями, прорезанными в широкой стенке волновода сечением $a \times b = 7,2 \times 3,4 \text{ см}^2$, состоит из $N = 10$ щелей и работает на волне основного типа. Рабочая длина волны $\lambda = 10 \text{ см}$. На какое расстояние должны быть смещены щели относительно узкой стенки волновода, чтобы в нём установился режим бегущих волн?

Решение. Согласно условию (5.28) и формулам (5.27), (5.26) имеем

$$10 \cdot 2,09 \frac{a\lambda_g}{b\lambda} \cos^2\left(\frac{\pi\lambda}{2\lambda_g}\right) \cos^2\left(\frac{\pi x_0}{a}\right) = 1.$$

Подставив в это выражение значение отношения $\lambda/\lambda_g = 1,4$, получим

$$10 \cdot 2,09 \cdot \frac{7,2}{3,4} \cdot 1,4 \cdot \cos^2\left(\frac{\pi}{2 \cdot 1,4}\right) \cos^2\left(\frac{\pi x_0}{a}\right) = 1,$$

откуда

$$\cos \frac{\pi x_0}{a} = 0,295, \frac{\pi x_0}{a} = \arccos 0,295 \cong 1,27 .$$

Вопросы для самоконтроля

Антенные решётки

1. Антенная решётка – что это такое?
2. Принцип перемножения ДН элементов решётки.
3. Понятие взаимного (наведённого) импеданса системы излучателей.
4. Влияние взаимодействия элементов в решётке на её входное сопротивление и ДН.
5. Директорная антенна, конструкция и принцип формирования ДН.
6. Волноводная щелевая антенная решётка, конструкция и принцип формирования ДН.
7. Понятие ФАР, основные типы и применения.
8. Основные схемы возбуждения ФАР.

Список рекомендуемой литературы

1. Устройства СВЧ и антенны / Под ред. Д.И. Воскресенского. – М.: Радиотехника, 2006. – 376с.
2. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высшая школа, 1988. – 432с.
3. Антенны и устройства СВЧ / Под ред. Д.И. Воскресенского. – М.: Радио и связь, 1994. – 592с.
4. Кочержевский Г.Н., Ерохин Г.А., Козырев Н.Д. Антенно – фидерные устройства. – М.: Радио и связь, 1989. – 352с.
5. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. Часть 1. – М.: Связь, 1977. – 384с.
6. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. Часть 2. – М.: Связь, 1977. – 288с.
7. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. – М.: Энергия, 1973. – 440 с.
8. Ротхаммель К., Кришке Ф. Антенны. Т.1. – Минск: ОМО «Наш город», 2001. – 416с.
9. Ротхаммель К., Кришке Ф. Антенны. Т.2. – Минск: ОМО «Наш город», 2001. – 416с.
10. Вендик О.Г., Парнес М.Д. Антенны с электрическим сканированием (Введение в теорию). С.-Петербург, 2001. – 250с.
11. Вольман В.И., Муравцов А.Д., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. М.: Радио и связь, 2000. – 536 с.
12. Гошин Г.Г. Граничные задачи электродинамики в конических областях. – Томск: ТГУ, 1987. – 128с.
13. Гошин Г.Г. Антенны и фидеры. Сборник задач с формулами и решениями. Томск: ТУСУР, 2003. – 242с.
14. Методы измерения характеристик антенн СВЧ / Под ред. Е.М. Цетлина. – М.: Радио и связь, 1985. – 368с.

Основные определения (гlossарий)

Антенна. Антенной называют устройство, предназначенное для преобразования подводимой к нему энергии в излученную, или принимающее излученную энергию и обеспечивающее ее выделение в нагрузку (приёмнике). Антенна является неотъемлемой частью радиолинии: антенной заканчивается передающий тракт в радиолинии, с нее же начинается приёмный тракт.

Линейные антенны. К линейным антеннам (ЛА) относят любые излучающие системы, малых по сравнению с длиной волны поперечных размеров, в которых направление протекания тока совпадает с осью системы. В простейшем случае представляют собой тонкий металлический проводник, по которому протекает переменный во времени электрический ток, или узкую щель в металлическом экране, между краями которой приложено переменное напряжение. К линейным антеннам относят не только прямолинейные, но также искривленные или изогнутые проводники и щели, если их поперечные размеры много меньше длины волны. По характеру распределения тока ЛА можно разделить на два типа: антенны стоячих волн и антенны бегущих волн. Отличительной особенностью линейных антенн является последовательная схема питания (возбуждения) элементов антенны и, как следствие, зависимость характеристик излучения от длины антенны или от частоты.

Апертурные антенны. У этого класса антенн можно выделить некоторую ограниченную поверхность, как правило, плоскую, через которую проходит весь поток излучаемой или принимаемой мощности. Эта поверхность называется апертурой, размеры которой обычно много больше длины волны. К апертурным антеннам (АА) относятся рупорные, зеркальные, линзовые антенны, открытые концы волноводов. Принципы формирования диаграмм направленности у них подобны оптическим. Отличительной особенностью этого класса антенн является параллельная схема возбуждения элементов апертуры посредством системы независимых лучей и, как следствие, независимость формы диаграммы направленности от размеров апертуры или от частоты.

Антенные решётки. Это системы однотипных излучателей, расположенных в пространстве по определенному закону и определенным образом возбуждаемых. Антенные решётки (АР) могут быть одномерными (или линейными) и двумерными (или поверхностными). Из совокупности одномерных решёток можно составить двумерную решётку. Излучатели в решётках могут располагаться на плоских поверхностях или на поверхностях с криволинейной образующей. Схема питания элементов решёток может быть как последовательной, так и параллельной, а также комбинированной. Число элементов в решётке может быть от единиц до нескольких тысяч. Важное место в классе антенных решёток занимают фазированные антенные решётки (ФАР) с независимой регулировкой амплитудно-фазовых распределений на её элементах.

Антенно-фидерные устройства. В более широком смысле часто говорят не только об антеннах, но в целом об антенно-фидерных устройствах (АФУ), понимая под последними совокупность соединённых вместе линий передач, антенн и других устройств, обеспечивающих преобразование, согласование, распределение электромагнитной энергии, ее селекцию по поляризации или частоте и т.п. Все они имеют не только конструктивную общность, но и общность методов расчета и проектирования, основанную на теории электромагнитного поля и теории линейных радиотехнических цепей.

Внутренняя и внешняя задачи теории антенн. В ряде случаев задачу проектирования антенн разбивают на две – внутреннюю и внешнюю. Внутренняя задача состоит в нахождении распределения тока в линейной антенне или амплитудно-фазового распределения поля в раскрыве апертурной антенны при выбранном способе возбуждения. Внешняя задача заключается в нахождении по известным распределениям тока или поля в раскрыве антенны её характеристик излучения.

Прямая и обратная задачи теории антенн. Задача расчета антенн может быть прямой или обратной. Прямая задача или задача анализа заключается в нахождении электрических параметров антенны по заданным или известным ее конструктивным параметрам, способу возбуждения и рабочему диапазону частот. Обратная задача или задача синтеза заключается в нахождении распределения тока и конструктивных параметров антенны, которые в определенном частотном диапазоне обеспечивают реализацию заданных характеристик излучения и входных параметров антенны.

Дальняя зона (зона Фраунгофера). Область пространства, наиболее удалённая от антенны, в которой форма диаграммы направленности не зависит от расстояния до антенны, а поле передающей антенны имеет характер расходящейся сферической волны.

Промежуточная зона (зона Френеля). Область пространства, расположенная между дальней и ближней зонами антенны, в которой форма диаграммы направленности зависит от расстояния до антенны, а поле передающей антенны не имеет характера расходящейся сферической волны.

Ближняя зона. Область пространства, примыкающая непосредственно к антенне, называется ближней зоной. В этой области поле имеет как продольные, так и поперечные компоненты со сложной зависимостью от координат. В ближней зоне вектор потока мощности является комплексным и по направлению может не совпадать с направлением распространения волны. Комплексность говорит о том, что вблизи антенны находится реактивная, не распространяющаяся часть поля, определяющая реактивную мощность.

Диаграмма направленности антенны. Диаграмма направленности (ДН) – это зависимость в дальней зоне комплексных компонент напряжённости электрического поля от угловых переменных сферической системы координат. Диаграмма направленности характеризует возможность антенны концентрировать энергию в определённом угловом секторе пространства.

Принцип перемножения диаграмм направленности. В силу линейности уравнений Максвелла электромагнитное поле системы излучателей

представляет собой сумму полей ее отдельных элементов. Если эти элементы имеют одинаковые размеры, одинаковые амплитудно-фазовые распределения возбуждающего поля или тока, ориентированы в пространстве одинаковым образом и расположены на одинаковом расстоянии друг от друга, то суммарная ДН такой системы может быть записана в виде произведения векторной комплексной ДН одного элемента на скалярный множитель направленности, представляющий ДН совокупности элементарных излучателей, расположенных в фазовых центрах элементов системы.

Фазовая диаграмма антенны. Под фазовой диаграммой понимают зависимость от угловых переменных сферической системы координат фазы поля в дальней зоне на поверхности сферы постоянного радиуса. Фазовая диаграмма характеризует фронт волны, который является поверхностью равных фаз.

Поляризация диаграмма антенны. Поляризация диаграмма определяет характер изменения во времени и в пространстве величины и ориентации вектора напряжённости электрического поля, создаваемого антенной.

Входное сопротивление антенны. Под входом антенны понимают точки или сечение подключения антенны к фидерному тракту. Входное сопротивление антенны – это сопротивление, определённое или измеренное на её входе.

Коэффициент направленного действия антенны даёт возможность сравнивать антенны с некоторой эталонной, направленные свойства которой известны. В качестве эталона обычно берут абсолютно ненаправленный (изотропный) точечный излучатель, имеющий ДН в виде сферической поверхности. Реально таких излучателей не существует, это только удобная модель. Для заданного направления КНД – это число, показывающее во сколько раз нужно увеличить мощность излучения эталонной антенны по сравнению с мощностью исследуемой антенны для того, чтобы в заданной точке пространства, находящейся в дальней зоне, получить одинаковые напряжённости поля. При этом предполагается, что антенна потерь не имеет.

Эффективная (действующая) длина линейной антенны. Эффективная длина линейной антенны с неравномерным распределением тока – это длина такой линейной антенны с синфазным равноамплитудным распределением тока, которая при одинаковых токах в одних и тех же сечениях отсчета, например на входе, создает в свободном пространстве такую же напряжённость поля в направлении максимума излучения, что и искомая антенна.

Эффективная площадь антенны – это поверхность фронта плоской электромагнитной волны, с которой антенна принимает и передаёт в согласованную нагрузку мощность с направления максимума ДН при полном совпадении поляризации падающей волны и приёмной антенны и при отсутствии в антенне потерь.

Линейная непрерывная система. Под линейной непрерывной системой понимают совокупность однотипных элементарных излучателей, непрерывно распределённых вдоль заданного направления

в пространстве. Длина линейной системы произвольна, а её поперечные размеры много меньше длины волны и её продольных размеров.

Рупорные антенны. Волноводные излучатели имеют малую направленность и недостаточно согласованы с волноводом. Устранение этих недостатков возможно путем плавного увеличения поперечного сечения волновода. Волновые размеры апертуры рупора могут быть сделаны гораздо большими, чем у волновода, что позволяет значительно сузить главный лепесток ДН. Плавное увеличение поперечного сечения волновода в рупорных антеннах обеспечивает их хорошее согласование с пространством. Наибольшее распространение получили секториальные, пирамидальные и конические рупорные антенны. Секториальные рупоры получают путем плавного расширения одной из стенок прямоугольного волновода. Если расширение прямоугольного волновода происходит в плоскости H , рупор называется H -плоскостным; если в плоскости E , то называется E -плоскостным. Расширение прямоугольного волновода в обеих плоскостях образует пирамидальный рупор. Такое же расширение круглого волновода образует конический рупор.

Линзовые антенны состоят из электромагнитной линзы и облучателя, фазовый центр которого совмещён с фокусом линзы. Электромагнитная линза – это радиопрозрачное тело, ограниченное двумя поверхностями: освещенной криволинейного профиля и плоской поверхностью апертуры. Облучатель предназначен для создания нужного амплитудного распределения на раскрытие линзы. Он должен иметь точечный фазовый центр и обеспечивать требуемую поляризацию поля излучения. В отличие от оптического диапазона линзы в радиодиапазоне могут быть как замедляющими, так и ускоряющими. На практике чаще всего используются диэлектрическая (замедляющая) и металлопластинчатая (ускоряющая) линзы. Размеры раскрытия линзовых антенн обычно велики по сравнению с длиной волны, поэтому они относятся к остронаправленным антеннам и предназначены для формирования узких ДН. Приближенная теория линзовых антенн строится на основе законов геометрической оптики.

Зеркальные антенны. Зеркальными антеннами называют антенны, формирующие ДН путем отражения электромагнитных волн от металлического зеркала (рефлектора) определенного профиля. Первичным источником электромагнитных волн служит какая-либо слабонаправленная антенна, называемая облучателем. Зеркало (одно или несколько) и облучатель являются основными элементами зеркальной антенны. Размеры раскрытия зеркальных антенн обычно велики по сравнению с длиной волны, поэтому они относятся к остронаправленным антеннам и предназначены для

формирования узких ДН. Приближенная теория зеркальных антенн строится на основе законов геометрической оптики. Широкое применение зеркальные антенны нашли в радиолокации, радиоастрономии, в радиорелейной связи, связи и телевидении с использованием искусственных спутников Земли.

Директорные антенны. Директорные антенны или антенны типа «волновой канал» представляют собой дискретную систему расположенных в одной плоскости параллельных симметричных вибраторов, размеры которых близки к полуволновым. Один из вибраторов, обычно петлеобразный, подсоединяется к фидерной линии и является активным, а другие – пассивными. Пассивный вибратор, располагаемый позади активного, играет роль рефлектора, а остальные, располагаемые впереди активного, называются директорами.

Фазированные антенные решётки представляют собой системы излучателей, фазы возбуждающих токов в которых подобраны так, чтобы в заданном направлении получить остронаправленное излучение. Реализация линейных фазовых распределений в них осуществляется путем разбиения раскрыва на большое число отдельных излучателей с независимым управлением фазой возбуждения каждого из них. Посредством изменения фаз возбуждающих токов главный лепесток амплитудной ДН антенной решетки перемещают (сканируют) в пространстве по определенному закону, причем этот процесс возможен как в передающем, так и в приёмном режимах работы решётки.

Взаимное влияние элементов в антенной решётке. У антенных решёток с малым шагом наблюдается снижение КНД, обусловленное взаимным влиянием или взаимодействием их элементов. Это влияние проявляется в том что, входное сопротивление излучающего элемента в АР отличается от входного сопротивления элемента в свободном пространстве и является функцией угла сканирования. При этом изменяется ДН элемента и искажаются поляризационные характеристики. Подобное взаимодействие не позволяет рассматривать элементы решётки как независимые нагрузки. Взаимодействие элементов в решётке может привести к значительному рассогласованию между раскрывом антенны и цепями питания. В больших антенных решётках в этом случае наблюдается так называемый эффект ослепления, когда практически прекращаются излучение или приём электромагнитных волн.

Приложение

Таблица П.1.

Конструктивные и электрические данные стандартных прямоугольных волноводов

Тип волновода	Диапазон рабочих частот, ГГц		Внутренние размеры, мм		Максимальное погонное затухание на частоте $f = 1,5 f_{кр}$	
	От	До	Ширина	Высота	Затухание дБ/м	Частота ГГц
МЭК-5	0,41	0,62	457,2	228,6	0,00141	0,49
МЭК-6	0,49	0,75	381,0	190,6	0,00186	0,59
МЭК-8	0,6	0,98	292,1	146,1	0,00278	0,77
МЭК-9	0,76	1,15	247,65	123,8	0,00351	0,91
МЭК-12	0,96	1,46	195,58	97,79	0,00506	1,15
МЭК-14	1,14	1,73	165,10	82,55	0,00653	1,36
МЭК-18	1,45	2,20	129,54	64,77	0,00936	1,64
МЭК-22	1,72	2,61	109,22	54,61	0,0121	2,06
МЭК-26	2,17	3,30	86,36	43,18	0,0173	2,61
МЭК-32	2,60	3,95	72,14	34,04	0,0236	3,12
МЭК-40	3,22	4,90	58,17	29,083	0,0311	3,87
МЭК-48	3,94	5,99	47,55	22,149	0,0443	4,73
МЭК-58	4,64	7,05	40,39	20,193	0,0539	5,57
МЭК-70	5,38	8,18	34,85	15,799	0,0720	6,46
МЭК-81	6,58	10,0	28,499	12,624	0,0993	7,89
МЭК-100	8,20	12,5	22,860	10,160	0,127	9,84
МЭК-120	9,84	15,0	19,050	9,525	0,166	11,8
МЭК-140	11,9	18,0	15,799	7,899	0,220	14,2
МЭК-180	14,5	22,0	12,954	6,477	0,298	17,4
МЭК-220	17,6	26,7	10,668	4,318	0,463	21,1
МЭК-260	21,7	33,0	8,636	4,318	0,544	26,1
МЭК-320	26,4	40,1	7,112	3,556	0,729	31,6
МЭК-400	33,0	50,1	5,690	2,845	1,02	39,5
МЭК-500	39,3	59,7	4,775	2,388	1,33	47,1
МЭК-620	49,9	75,8	3,759	1,180	1,90	59,9
МЭК-740	60,5	92,0	3,099	1,550	2,54	72,6
МЭК-900	73,8	112,0	2,540	1,270	3,43	88,6
МЭК-1200	92,3	140,0	2,032	1,016	4,78	111,0

Примечание. МЭК - сокращенное название Международной электрической комиссии, разработавшей данный стандарт волноводов. Содержащееся в обозначении типа волновода число показывает ориентировочно среднюю частоту рабочего диапазона в сотнях мегагерц.

Учебное издание

Г.Г. Гошин

УСТРОЙСТВА СВЧ И АНТЕННЫ

Часть 2

Антенны

Учебное пособие
по дисциплине «Устройства СВЧ и антенны»
для направлений подготовки Радиотехника – 210300 и
Телекоммуникации – 210400

Формат 60x84 1/16. Усл. печ. л..

Тираж экз. Заказ

Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники.
634050, Томск, пр. Ленина, 40.
Тел. (3822) 533018.