

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Кафедра антенн и устройств СВЧ

Д.В. Гололобов, В.Б. Кирильчук, О.А. Юрцев

***РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН
И АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА***

МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

для студентов специальности I-45 01 02
«Системы радиосвязи, радиовещания и телевидения»
дневной и вечерней форм обучения

В 3-х частях

Часть 3

Антенны

Минск 2006

УДК 621.371+621.396.67 (075.8)

ББК 32.841+32.845 я 73

Г 61

Р е ц е н з е н т:

профессор кафедры вычислительных методов и программирования
БГУИР, доктор физико-математических наук, профессор В.С. Колосов

Гололобов Д.В.

Г 61 Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства: Метод. пособие для студ. спец. I-45 01 02 «Системы радиосвязи, радиовещания и телевидения» дневной и вечерней форм обуч. В 3 ч. Ч.3: Антенны / Д.В. Гололобов, В.Б. Кирильчук, О.А. Юрцев. – Мн.: БГУИР, 2006. – 164 с.: ил.

ISBN 985-444-771-5 (ч.3)

В третьей части пособия в сжатой форме приведены сведения по теории антенн, даны основные характеристики и параметры, типы и конструкции, используемые в современных системах радиосвязи, радиовещания и телевидения.

УДК 621.371+621.396.67 (075.8)

ББК 32.841+32.845 я 73

Первая и вторая части пособия изданы в БГУИР соответственно в 2004 и 2005 гг.

ISBN 985-444-771-5 (ч.3)

ISBN 985-444-570-4

© Гололобов Д.В., Кирильчук В.Б.,
О.А. Юрцев, 2006

© БГУИР, 2006

СОДЕРЖАНИЕ

Введение

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА АНТЕНН

- 1.1. Назначение и классификация антенн
- 1.2. Зоны действия электромагнитного поля антенн
- 1.3. Характеристики и параметры антенны в режиме передачи
- 1.4. Характеристики и параметры антенны в режиме приема

2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ИСТОЧНИКИ ПОЛЯ

- 2.1. Принцип суперпозиции в теории антенн
- 2.2. Элементарные источники электромагнитного поля
 - 2.2.1. Диполь Герца
 - 2.2.2. Элементарный щелевой излучатель
 - 2.2.3. Элементарный излучатель Гюйгенса

3. АНТЕННЫ ИЗ ТОНКИХ ПРОВОДНИКОВ

- 3.1. Вибраторные антенны
 - 3.1.1. Полуволновой вибратор
 - 3.1.2. Распределение тока в симметричном вибраторе произвольной длины
 - 3.1.3. Диаграмма направленности вибратора
 - 3.1.4. КНД симметричного вибратора
 - 3.1.5. Входное сопротивление вибратора
 - 3.1.6. Директорная (Уда–Яги) антенна
 - 3.1.7. Широкополосные вибраторы
- 3.2. Приземные вибраторные антенны
 - 3.2.1. Антенна Бевереджа
 - 3.2.2. Г- и Т-образные антенны
 - 3.2.3. V-антенна
 - 3.2.4. Вертикальный симметричный вибратор
- 3.3. Рамочные антенны
- 3.4. Ромбические антенны
- 3.5. Спиральные антенны
 - 3.5.1. Однозаходная регулярная спиральная антенна
 - 3.5.2. Другие типы спиральных антенн
- 3.6. Логопериодические антенны
 - 3.6.1. Принцип построения
 - 3.6.2. Коническая спираль с переменным шагом
 - 3.6.3. Логопериодическая вибраторная антенна

4. РЕЗОНАНСНЫЕ АНТЕННЫ

- 4.1. Щелевые антенны
 - 4.1.1. Одиночная щель в экране

4.1.2. Резонансная многощелевая антенна на прямоугольном волноводе

4.1.3. Нерезонансная многощелевая антенна на прямоугольном волноводе

4.2. Полосковые и микрополосковые антенны

5. АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

5.1. Общие закономерности в апертурных антеннах

5.1.1. Поле в дальней зоне

5.1.2. Диаграмма направленности и КНД апертурной антенны

5.1.3. Излучение из плоского прямоугольного раскрыва с разделяющимся амплитудно-фазовым распределением (АФР)

5.1.4. Излучение из круглого раскрыва с осесимметричным АФР

5.1.5. Метод эквивалентной линейной антенны

5.2. Рупорные антенны

5.2.1. Характеристики пирамидального рупора

5.2.2. Е-секториальный рупор

5.2.3. Н-секториальный рупор

5.2.4. Конические рупорные и волноводные антенны

5.3. Зеркальные антенны

5.3.1. Общие свойства

5.3.2. Основные соотношения для расчета

5.3.3. Зависимость параметров зеркальной антенны от положения облучателя относительно фокуса

5.3.4. Зеркальные антенны с отражателями в виде вырезов из параболоида вращения

5.3.5. Параболоцилиндрическая антенна (ПЦА)

5.3.6. Двухзеркальные антенны

5.4. Линзовые антенны

5.4.1. Общие свойства

5.4.2. Профиль преломляющей поверхности линзы

5.4.3. Амплитудное распределение поля на раскрыве линзы в плоскости профиля

5.4.4. Конструкции линзовых антенн

5.4.5. Зонирование линзовых антенн

6. АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

6.1. Общие свойства и назначение антенных решеток

6.2. Диаграмма направленности линейной решетки

6.3. Линейная антенная решетка с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением возбуждения излучателей

6.4. Плоские антенные решетки с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением возбуждения излучателей

Литература

ВВЕДЕНИЕ

Усложнение задач, решаемых современной радиосвязью, радиовещанием и телевидением, стимулировало в последние десятилетия интенсивное развитие теории и техники антенн. Повсеместное внедрение средств связи, разработка новых устройств и систем радиовещания и телевидения потребовали создания новых антенных устройств, обеспечивающих качественные характеристики приема и передачи информации. С освоением все более коротких волн в антенных системах появляется возможность использовать новые системы телевидения за счет формирования информационных электромагнитных полей. В других задачах возникает необходимость пространственно-временной фильтрации полей источников, расположенных в ближней зоне антенн.

Широко используемые остронаправленные сканирующие антенны позволяют осуществлять обзор пространства, сопровождение движущихся объектов и определение их угловых координат. Замена слабонаправленных или ненаправленных антенн, например связанных, остронаправленными сканирующими позволяет не только получать энергетический выигрыш в радиосистеме за счет увеличения коэффициента усиления антенн, но и в ряде случаев ослаблять взаимные влияния одновременно работающих различных систем, т.е. обеспечивать их электромагнитную совместимость.

Применение фазированных антенных решеток (ФАР) для построения сканирующих остронаправленных антенн позволяет реализовать высокую скорость обзора пространства и способствует увеличению объема информации о распределении источников излучения или отражения электромагнитных волн (ЭМВ) в окружающем пространстве. Современные устройства СВЧ с электронными приборами и электрически управляемыми средами позволяют не только осуществить электрическое сканирование, но и первоначально обработать поступающую информацию непосредственно в тракте антенны. Таким образом, применяемые на практике антенны из простых устройств превратились в сложнейшие системы, имеющие более десятков тысяч излучателей, активных элементов, вспомогательных устройств, управление которыми обеспечивается специализированной ЭВМ.

Обычно используют далеко не всю информацию, содержащуюся в ЭМВ, падающей на остронаправленную приемную антенну, в которой поля от отдельных излучателей суммируются в одном тракте. Наиболее полную информацию можно получить, обрабатывая отдельно каждый принятый антенной решеткой сигнал, т.е. ряд выборок из пространственного распределения приходящей ЭМВ. В зависимости от назначения системы и требований к ее 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 меняющимися характеристиками направленности, частотными свойствами и другими параметрами. Известны также иные антенны с обработкой сигнала: самонастраивающаяся, с синтезированным раскрытием, с времен-

ной модуляцией параметров, с цифровой обработкой, с аналоговой пространственно-временной обработкой методом когерентной оптики и т.д.

Развитие микроэлектроники также отразилось на антенной технике. В последние годы стали широко использоваться микроэлектронные устройства СВЧ, выполненные на основе полосковых и микрополосковых линий передачи, позволяющие уменьшить массу и габариты радиоаппаратуры и осуществить переход к печатным антенным решеткам.

Современный этап развития антенной техники характеризуется появлением новых типов антенн. В связи с этим в теории и технике антенн в настоящее время сформировался ряд самостоятельных научных направлений, каждое из которых охватывает определенный круг теоретических задач и практических вопросов, связанных с излучением, приемом, обработкой сигнала и др.

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА АНТЕНН

1.1. Назначение и классификация антенн

Антенной называется устройство, осуществляющее преобразование направленных электромагнитных волн в радиоволны с заданной плотностью распределения энергии по пространственным углам и наоборот.

Известно, что характеристикой качества приема сигналов является отношение сигнал/шум. Поскольку антенна обладает пространственной избирательностью, то это способствует повышению уровня сигнала на входе приемника, а значит, и повышению отношения сигнал/шум. Так как шумовые характеристики входных каскадов приемника в большинстве случаев превосходят тепловые шумы антенны, то повысить отношение сигнал/шум можно только за счет улучшения направленных свойств антенны. Поэтому характеристикам и параметрам антенн в настоящее время уделяется существенное внимание.

В зависимости от назначения к антеннам предъявляются различные требования. Например, в радиовещательных и телевизионных станциях они должны равномерно излучать энергию в пространство в горизонтальной плоскости, а антенны радиолокационных и космических станций являются остронаправленными, т.е. концентрируют энергию излучаемых волн в пределах малого телесного угла. Это позволяет резко увеличить напряженность электромагнитного поля в требуемом направлении без увеличения мощности передатчика и, наоборот, при приеме выделять полезный сигнал из небольшого телесного угла пространства, где локализован источник информационного излучения, обеспечивая тем самым повышение отношения сигнал/шум.

Антенны принято классифицировать как по диапазонам излучаемых волн, так и по типу излучающих элементов. Классификация по последнему признаку предпочтительнее, поскольку, во-первых, один и тот же тип антенны может ис-

пользоваться в разных диапазонах волн, а во-вторых, для каждого типа излучающего элемента характерны свои методы расчета и проектирования, а также его конструктивная реализация.

Для метровых и более длинных волн антенны выполняются из проводников, диаметр которых много меньше длины волны. Такие антенны называются **линейными антеннами**. К линейным антеннам относятся также и щелевые антенны, образуемые совокупностью узких щелей в стенках волноводов и работающие главным образом в сантиметровом диапазоне волн.

В диапазоне дециметровых и сантиметровых волн находят применение **апертурные антенны**, имеющие проводящие металлические поверхности, размеры которых существенно превышают рабочую длину волны. Эти антенны излучают через раскрыв, называемый апертурой. Энергия излучения подобных антенн максимальна в направлении, перпендикулярном плоскости раскрыва антенны. Апертурные антенны, обладающие узкими диаграммами направленности, имеют, однако, большие габариты и используются главным образом в стационарных установках.

В том же диапазоне широко используются антенны, возбуждаемые бегущими вдоль антенны электромагнитными волнами. Направление излучения таких антенн определяется направлением бегущих волн, а максимум излучения ориентирован вдоль оси антенны. Антенны поверхностных волн обладают относительно небольшими габаритами и поэтому широко применяются в бортовой и космической аппаратуре.

Антенны разделяют также на приемные и передающие в зависимости от их назначения. Однако между ними нет принципиальной разницы, более того, одна и та же антенна может выполнять функции как приема, так и передачи. К передающим антеннам предъявляются лишь повышенные требования по электрической прочности.

Для получения сверхузких диаграмм направленности, обеспечения безынерционного сканирования (обзора пространства) и в ряде других случаев антенны указанных типов группируют в многоэлементные **антенные решетки**. При этом улучшение характеристик этих антенных систем сопровождается усложнением устройств управления и сложностями при их эксплуатации.

1.2. Зоны действия электромагнитного поля антенн

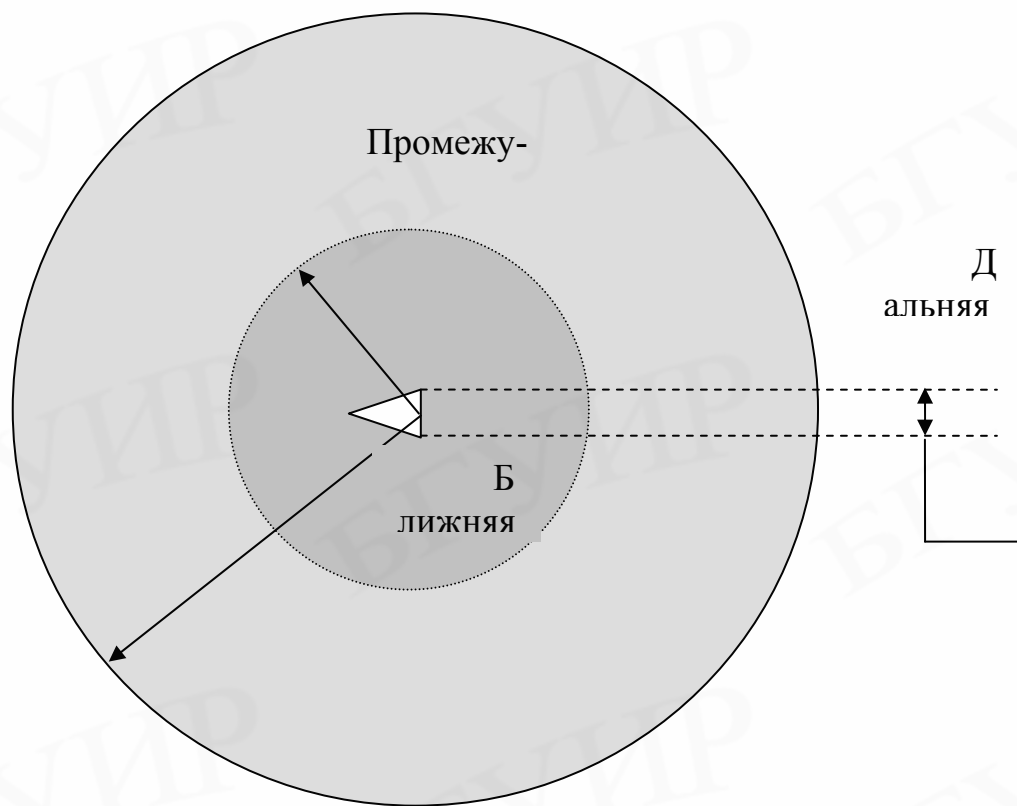
Пространство, окружающее антенну, обычно подразделяется на три зоны (рис.1.1, а):

- зона реактивного ближнего поля;
- зона излучения ближнего поля (зона Френеля);
- дальняя зона (зона Фраунгофера), или зона излучения.

Несмотря на то, что резкой границы в изменении конфигурации поля при переходе из одной зоны в другую не наблюдается, между ними имеются существенные различия.

Зона реактивного ближнего поля (ЗРБП) определяется как область пространства, которая непосредственно прилегает к антенне и в которой преобладает реактивное поле. Поле в ближней зоне складывается из реактивного и активного полей. С увеличением расстояния от антенны r амплитуды активного и реактивного полей уменьшаются: для реактивного поля – пропорционально $\frac{1}{r^2}$ и $\frac{1}{r^2}$,

для активного поля – пропорционально $\frac{1}{r}$. Амплитуда реактивного поля существенно превосходит амплитуду активного поля. В реактивном поле векторы E и H взаимно перпендикулярны и сдвинуты по фазе на 90° , причем средний за период колебания поток мощности равен нулю (половину периода колебания вектор плотности потока мощности направлен от антенны, а вторую половину периода – к антенне). Кроме того, в ЗРБП мощность циркулирует по поверхности сферы с радиусом $r = \text{const}$ – половину периода в одном направлении, половину периода в обратном направлении. Таким образом, ближняя зона является накопителем энергии электромагнитного поля.



а

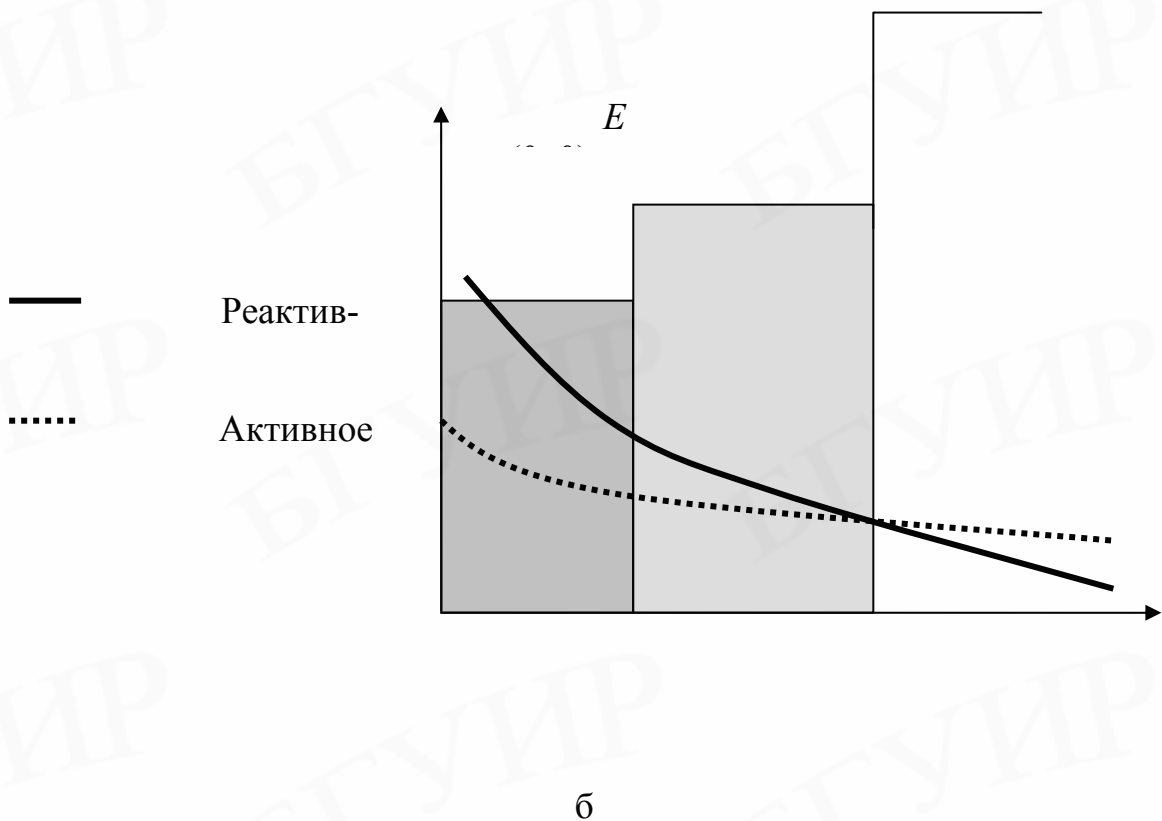


Рис. 1.1. Электромагнитное поле антенны:

а – зоны действия; б – распределение амплитуд поля по зонам

Для большинства антенн внешняя граница этой зоны располагается на расстоянии $R_1 < 0,62\sqrt{D^3/\lambda}$ от поверхности антенны, если ее наибольший размер характеризуется величиной D , а рабочая длина волны λ . В случае очень коротких диполей или эквивалентных излучателей граница ЗРБП не превышает значения $\lambda/2\pi$.

Зона излучения ближнего поля (ЗИБП), или промежуточная зона, определяется как область поля антенны между областью ЗРБП и дальней зоной, в которой преобладает поле излучения, и угловое распределение поля зависит от расстояния до антенны.

Эта зона вообще может отсутствовать, если максимальные размеры антенны не превышают длины рабочей волны. По аналогии с терминологией, принятой в оптике для антенн, сфокусированных на бесконечность, ЗИБП иногда определяется как **зона Френеля**. Внутренняя граница этой зоны приблизительно определяется расстоянием $R_1 \geq 0,62\sqrt{D^3/\lambda}$, а внешняя – $R_2 < 2D^2/\lambda$. Последнее неравенство вытекает из допущения, что разность фаз между колебаниями поля в центре антенны и ее крайними точками не превышает величины $\pi/8$. В

этой зоне диаграмма направленности (ДН) зависит от расстояния до антенны, а радиальные компоненты поля могут быть значительными.

Дальняя зона (зона Фраунгофера) определяется как область поля антенны, в которой распределение поля почти не зависит от расстояния до антенны. В этой зоне поле характеризуется практически активной составляющей вектора плотности мощности, причем векторы E и H синфазные и взаимно перпендикулярные. Поэтому средний за период поток мощности отличен от нуля и активное поле переносит мощность от антенны через ближнюю и промежуточную зоны в дальнюю зону. Ближняя граница этой зоны находится на расстоянии $R_2 > 2D^2 / \lambda$ от антенны. Для определенного типа антенн, например многолучевых рефлекторных антенн, ДН сильно зависит от изменения фазы поля даже за пределами ее раскрытия. Поэтому приведенное условие может оказаться неверным. Это соотношение также может не выполняться, если антенна помещена в среду с постоянной распространения γ и размеры антенны превышают значение $\pi / |\gamma|$. В этом случае начало дальней зоны характеризуется величиной $R_2 > D^2 |\gamma| / \pi$.

Для антенн, сфокусированных на бесконечность, дальняя зона иногда определяется как зона Фраунгофера по аналогии с оптической терминологией.

Соотношение амплитуд реактивного и активного полей в разных зонах иллюстрируется графиком рис. 1.1, б.

В вакууме активное поле представляет собой сферическую волну, амплитуды векторов E и H которой связаны через волновое (характеристическое) сопротивление свободного пространства:

$$Z_0 = E/H = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi \approx 377 \text{ Ом}, \quad (1.1)$$

где $\varepsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi}$ (Ф/м) – электрическая постоянная вакуума;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (Гн/м) – магнитная постоянная вакуума.

Из представленного рисунка следует, что в дальней зоне амплитуды векторов E и H в активном поле существенно больше по сравнению с реактивным полем, а в ближней зоне наоборот.

В качестве примера на рис. 1.2 представлены ДН антенн для трех значений – $R = 2D^2 / \lambda$, $4D^2 / \lambda$ и бесконечности. Как видно, диаграммы направленности почти идентичны, за исключением области углов наблюдения в окрестности первого бокового лепестка, и то на уровне ниже 25 дБ.

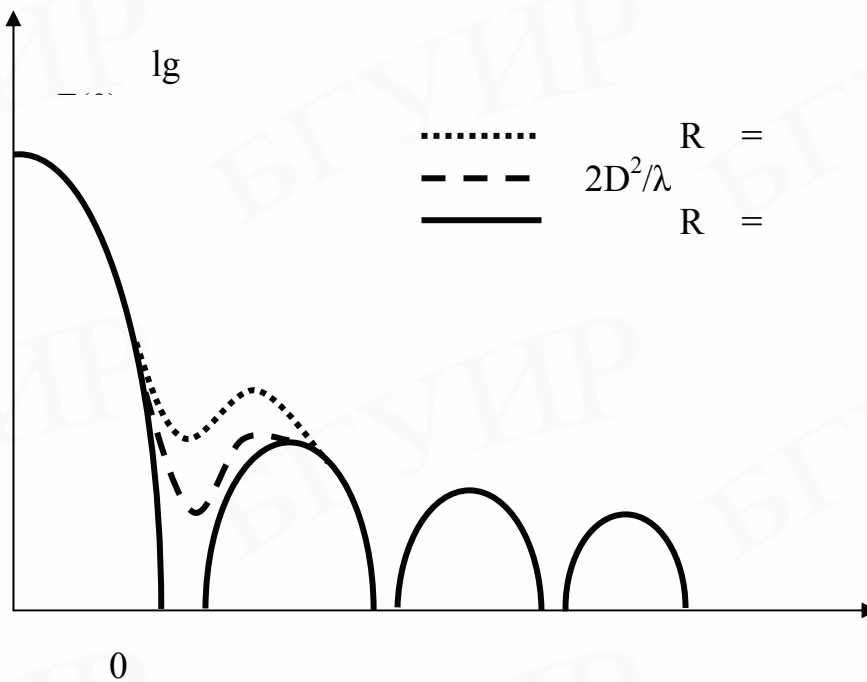


Рис. 1.2. ДН антенн на различных расстояниях

1.3. Характеристики и параметры антенны в режиме передачи

Диаграмма направленности

Пусть антенна расположена в начале прямоугольной (XYZ) и сферической (r, θ, φ) систем координат (рис.1.3).

Антенна создает в точке P поле, описываемое комплексными векторами E , H . Модули и аргументы этих векторов зависят от угловых координат θ, φ точки P . Поскольку векторы E и H однозначно связаны друг с другом (их направления в пространстве, амплитуды и фазы), характеристики антенны определяют по вектору E .

Диаграммой направленности называется зависимость амплитуды вектора E поля антенны в дальней зоне от угловых координат точки наблюдения P , т.е. зависимость $E(\theta, \varphi)$. ДН обозначается символом $f(\theta, \varphi)$. Ее нормируют: все значения $E(\theta, \varphi)$ делят на максимальное значение E_m и обозначают нормированную ДН символом $F(\theta, \varphi)$. Очевидно, $0 \leq F(\theta, \varphi) \leq 1$.

ДН изображают в прямоугольных или полярных координатах как функцию угла θ при $\varphi = \text{const}$. Обычно берут два значения угла $\varphi = 0$ и $\varphi = 90^\circ$.

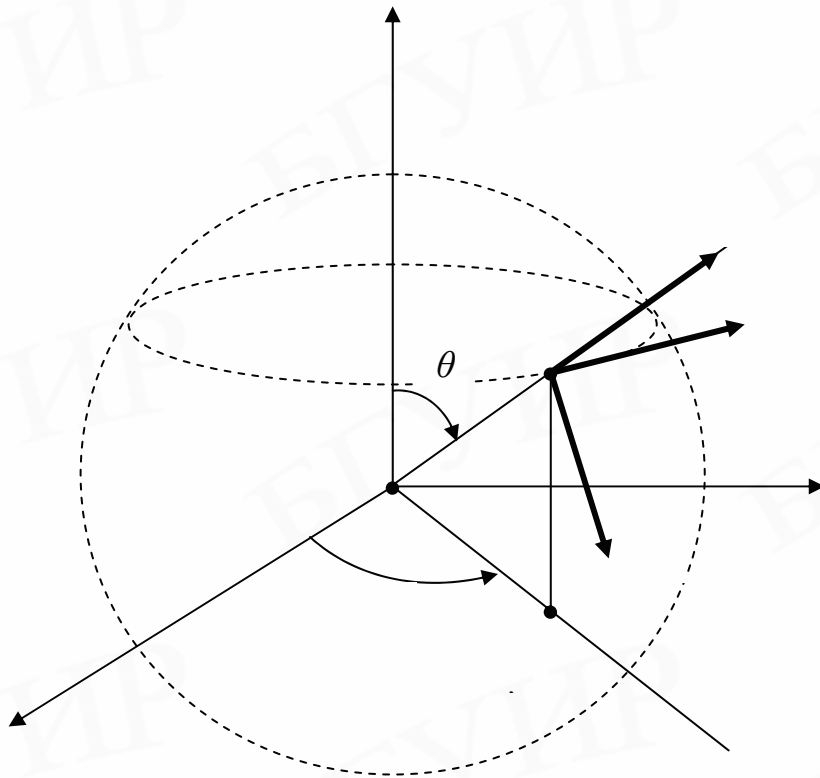


Рис. 1.3. К определению ДН:

Q – точка расположения антенны; P – точка наблюдения, находящаяся в дальней зоне; P' – проекция точки P на плоскость X,Y; r, θ, φ – сферические координаты точки P; r_0, θ_0, φ_0 – единичные векторы сферической системы координат (орты)

На рис. 1.4, 1.5 показаны типичные нормированные диаграммы направленности $F(\theta)$ в прямоугольных и полярных координатах.

Параметры ДН:

$2\theta_{0,5}$ – ширина главного лепестка по уровню половинной мощности;

θ_m – направление главного максимума в пространстве;

$F_{\sigma \max}$ – максимальный уровень боковых лепестков.

На рис.1.4 антенна имеет четыре боковых лепестка, на рис.1.5 – три боковых лепестка и $\theta_m = 0$.

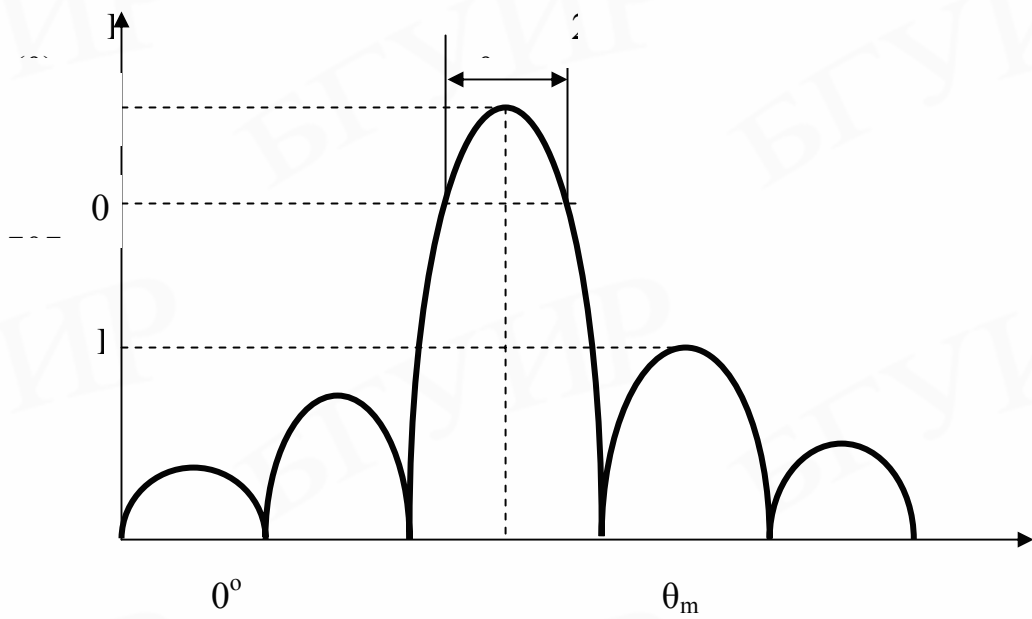
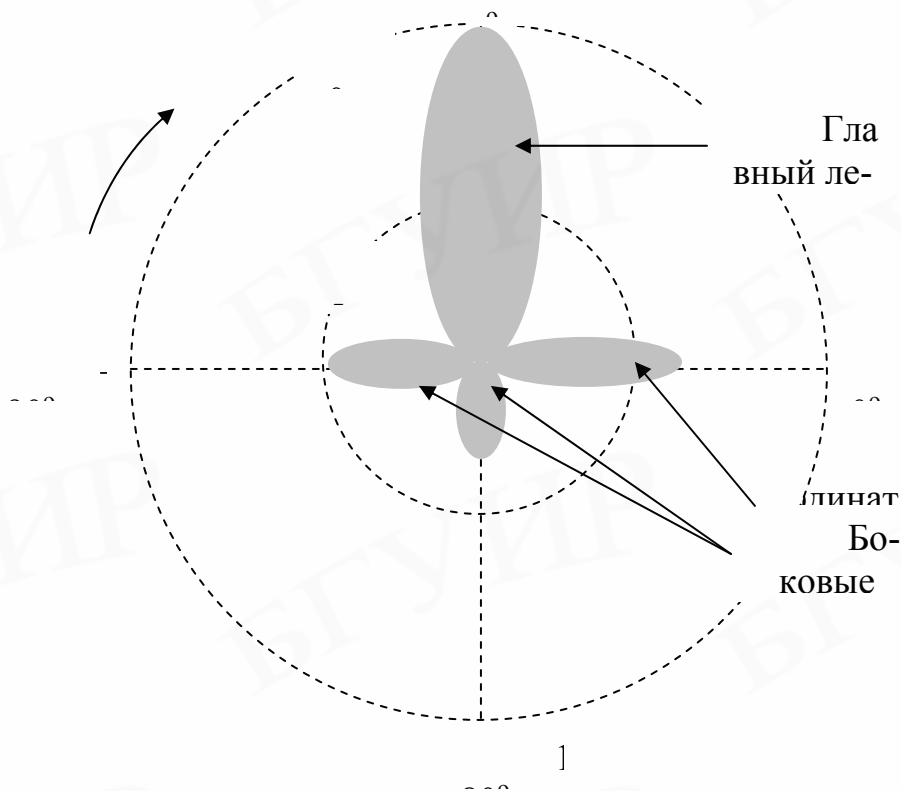


Рис.1.4. ДН в прямоугольной системе координат



Плоскости $\varphi = 0$ и $\varphi = 90^\circ$ обычно совмещают с плоскостями E и H, если антенна излучает поле линейной поляризации. В общем случае вектор E с течением времени вращается вокруг радиуса-вектора r (см. рис.1.3) и за период колебаний его конец описывает эллипс, т.е. излучаемая антенной волна эллиптически поляризована. Амплитуда вектора E при этом меняется от E_{\min} до E_{\max} . Отношение ми-

нимального и максимального значений напряженности поля называется коэффициентом эллиптичности:

$$K_{\varepsilon} = \frac{E_{\min}}{E_{\max}}. \quad (1.2)$$

Вращение вектора E , если смотреть по направлению распространения волны, может быть правым (по часовой стрелке) или левым (против часовой стрелки). В первом случае электромагнитная волна имеет правую поляризацию, во втором – левую. Будем приписывать коэффициенту K_{ε} знак «+» при правой поляризации и знак «-» при левой поляризации.

Эллипс, который описывается концом вектора E , называется эллипсом поляризации. Плоскость эллипса поляризации перпендикулярна направлению распространения волны, т.е. радиусу-вектору r . Ориентация эллипса поляризации на сфере $r = \text{const}$ определяется углом γ между вектором E_{\max} и ортом θ_0 . Угол γ называется углом преимущественной поляризации.

В частных случаях поляризация может быть круговой, когда $K_{\varepsilon} = 1$, и линейной, когда $K_{\varepsilon} = 0$.

Плоскостью E называется плоскость, проходящая через направление максимума главного лепестка ДН и вектор E .

Плоскостью H называется плоскость, проходящая через направление максимума главного лепестка ДН и вектор H .

Плоскости E и H называются главными плоскостями.

Нормированные ДН в плоскостях E и H обычно обозначаются символами $F_e(\theta)$ и $F_h(\theta)$.

В случае эллиптической поляризации вектор E представляется в виде суммы

$$E = E_{\theta} + E_{\varphi}, \quad (1.3)$$

где вектор E_{θ} параллелен орту θ_0 (см. рис. 1.3);

вектор E_{φ} параллелен орту φ_0 .

От соотношения амплитуд и фаз векторов E_{θ} и E_{φ} зависит поляризация поля – направление вращения суммарного вектора E , коэффициент эллиптичности и угол преимущественной поляризации.

При эллиптической поляризации рассматриваются ДН по вектору E_{θ} и вектору E_{φ} . Эти ДН обозначаются символами $F_{\theta}(\theta, \varphi)$, $F_{\varphi}(\theta, \varphi)$ и рассматриваются в двух плоскостях: $\varphi = 0$ и $\varphi = 90^{\circ}$. При необходимости более точного описания пространственной ДН берут промежуточные плоскости $\varphi = \text{const}$.

Фазовая диаграмма (ФД)

ФД называется зависимость фазы вектора E поля антенны в дальней зоне от угловых координат точки наблюдения P . ФД изображают в прямоугольных или полярных координатах, а значение фазы отсчитывают от значения ее в направлении главного максимума ДН.

Поляризационная диаграмма (ПД)

ПД называется зависимость поляризационных параметров поля антенны в дальней зоне, т.е. коэффициента эллиптичности K_3 и угла преимущественной поляризации γ от угловых координат точки наблюдения P .

Коэффициент направленного действия (КНД)

КНД – это отношение мощности излучения гипотетической ненаправленной антенны с $F(\theta, \varphi) = 1$ к мощности излучения заданной направленной антенны при условии, что обе антенны создают в точке наблюдения P дальней зоны поле одинаковой напряженности. Обозначим мощность излучения и напряженность поля ненаправленной антенны символами $P_{\Sigma_{\text{нна}}}$ и $E_{\text{нна}}$, направленной – соответственно символами $P_{\Sigma_{\text{на}}}$ и $E_{\text{на}}$.

КНД, обозначаемый далее символом D , определяется выражением

$$D = \frac{P_{\Sigma_{\text{нна}}}}{P_{\Sigma_{\text{на}}}} \quad (1.4)$$

при условии, что в точке наблюдения

$$E_{\text{нна}} = E_{\text{на}}. \quad (1.5)$$

В направлении главного максимума $\text{КНД} > 1$ и достигает максимального значения. В направлении нулей диаграммы направленности $D = 0$.

Чаще всего под КНД понимают его максимальное значение, т.е. значение в направлении главного максимума ДН.

Используется также другое определение КНД, эквивалентное рассмотренному:

КНД – это отношение плотности потока мощности направленной антенны к плотности потока мощности ненаправленной антенны в одной и той же точке пространства при условии излучения обеими антеннами одной и той же мощности.

Связь КНД и ДН

КНД и нормированная ДН связаны между собой. Установим эту связь. С этой целью определим $P_{\Sigma_{\text{нна}}}$ и $P_{\Sigma_{\text{на}}}$, входящие в выражение (1.4).

Выразим мощность излучения направленной антенны $P_{\Sigma_{\text{на}}}$ через напряженность электрического поля этой антенны $E_{\text{на}}$ в дальней зоне.

Плотность потока мощности излучения направленной антенны в точке наблюдения с координатами r, θ, φ равна

$$\Pi_{\text{на}} = \frac{E_{\text{на}}^2}{2\rho}, \quad (1.6)$$

где ρ – характеристическое (волновое) сопротивление свободного пространства.

Полная мощность излучения антенны в соответствии с теоремой Умова – Пойнтинга

$$P_{\Sigma_{\text{на}}} = \oint_S \Pi_{\text{на}} dS. \quad (1.7)$$

В (1.7) интеграл берется по воображаемой замкнутой поверхности, окружающей антенну, – сфере радиуса $r = \text{const}$. Подставляя (1.6) в (1.7) и учитывая, что в сферической системе координат $dS = r^2 \cdot \sin \theta \cdot d\varphi$, где $0 \leq \theta \leq \pi$ и $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, получим

$$P_{\text{на}} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{E_{\text{на}}^2}{2\rho} r^2 \cdot \sin \theta \cdot d\varphi \cdot d\theta. \quad (1.8)$$

Плотность потока мощности ненаправленной антенны

$$\Pi_{\text{нна}} = \frac{E_{\text{нна}}^2}{2\rho}. \quad (1.9)$$

Полная мощность излучения ненаправленной антенны

$$P_{\text{нна}} = 4\pi r^2 \Pi_{\text{нна}}. \quad (1.10)$$

Подставляем (1.9) в (1.10):

$$P_{\text{нна}} = 4\pi r^2 \frac{E_{\text{нна}}^2}{\rho}. \quad (1.11)$$

Полученные выражения (1.8) и (1.11) подставляем в выражение для КНД и получаем

$$D = \frac{4\pi E_{\text{на}}^2}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} E_{\text{на}}^2 \cdot \sin \theta \cdot d\varphi \cdot d\theta}. \quad (1.19)$$

В выражении (1.19) напряженность поля направленной антенны $E_{\text{на}}$ является функцией угловых координат θ, φ точки наблюдения P в дальней зоне, т.е.

$E_{\text{на}} = E_{\text{на}}(\theta, \varphi)$. В направлении главного максимума диаграммы направленности величина $E_{\text{на}}(\theta, \varphi)$ достигает максимума E_m . Причем $\frac{E_{\text{на}}(\theta, \varphi)}{E_m} = F(\theta, \varphi)$ – нормированная ДН. Учитывая это, разделим числитель и знаменатель на E_m . В результате получаем следующее выражение, определяющее КНД антенны в направлении θ, φ через нормированную ДН:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi F^2(\theta, \varphi)}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \cdot \sin \theta \cdot d\varphi \cdot d\theta}. \quad (1.20)$$

В направлении главного максимума диаграммы направленности КНД максимален. При этом в числителе (1.20) $F(\theta, \varphi) = 1$. Максимальное значение КНД будем обозначать далее символом D . Из выражения (1.20) следует

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \cdot \sin \theta \cdot d\varphi \cdot d\theta}. \quad (1.21)$$

Ряд антенн имеет осесимметричную ДН или близкую к ней. Это значит, что ДН не зависит от угла φ . Для этого случая из (1.21) получаем

$$D = \frac{2}{\int_0^\pi F^2(\theta) \cdot \sin \theta \cdot d\theta}. \quad (1.22)$$

Приближенная численная оценка КНД может быть проведена по формуле

$$D \approx \frac{41200}{2\theta_{0,5} \cdot 2\varphi_{0,5}}. \quad (1.23)$$

Величины $2\theta_{0,5}, 2\varphi_{0,5}$ – ширина главного лепестка ДН в двух ортогональных плоскостях. В качестве этих плоскостей можно взять главные плоскости Е и Н. В этом случае $2\theta_{0,5} = 2\theta_{0,5}^e$ – ширина главного лепестка ДН в плоскости Е, $2\varphi_{0,5} = 2\theta_{0,5}^h$ – ширина главного лепестка ДН в плоскости Н, и выражение (1.23) принимает вид

$$D \approx \frac{41200}{2\theta_{0,5}^e \cdot 2\theta_{0,5}^h}. \quad (1.24)$$

Формула (1.24) дает завышенное значение КНД, так как не учитывает боковых лепестков. Если боковые лепестки составляют 10 – 15 %, используют формулу

$$D \approx \frac{35000 \dots 25000}{2\theta_{0,5}^e \cdot 2\theta_{0,5}^h}. \quad (1.25)$$

Коэффициент полезного действия

Часть подводимой к антенне мощности теряется на тепло (нагревание элементов антенны). Другая часть подводимой мощности излучается в пространство. Обозначим эти две мощности символами P_{Π} и P_{Σ} .

КПД, обозначаемый далее символом η :

$$\eta = \frac{P_{\Sigma}}{P_{\Sigma} + P_{\Pi}}. \quad (1.26)$$

Коэффициент усиления (КУ)

КУ – это произведение КНД и КПД. Далее КУ обозначается символом G :

$$G = D\eta. \quad (1.27)$$

Коэффициент рассеяния

Под коэффициентом рассеяния β понимается отношение мощности излучения в телесный угол, занятый боковыми лепестками ДН, к полной мощности излучения антенны:

$$\beta = \frac{P_{\text{бок}}}{P_{\Sigma}}. \quad (1.28)$$

Чем больше β , тем меньше КНД. Нетрудно получить следующую формулу, связывающую КНД и коэффициент рассеяния:

$$D = D_0(1 - \beta), \quad (1.29)$$

где D_0 – КНД антенны по главному лепестку ДН (т.е. без учета боковых лепестков).

Входное сопротивление антенны

Входное сопротивление антенны определяется отношением

$$Z_{\text{ВХ}} = \frac{U_{\text{ВХ}}}{I_{\text{ВХ}}}, \quad (1.30)$$

где $U_{\text{ВХ}}, I_{\text{ВХ}}$ – комплексные амплитуды напряжения и тока на входе антенны. Знание $Z_{\text{ВХ}}$ необходимо для согласования антенны с линией передачи. Оно является комплексной величиной $Z_{\text{ВХ}} = R_{\text{ВХ}} + jX_{\text{ВХ}}$. Активная часть сопротивления обусловлена потерями мощности на тепло в элементах антенны ($P_{\text{П}}$) и излучением и может быть представлена в виде $R_{\text{ВХ}} = R_{\Sigma} + R_{\text{П}}$, где $R_{\text{П}}$ – сопротивление потерь; R_{Σ} – сопротивление излучения.

Реактивное сопротивление $X_{\text{ВХ}}$ обусловлено наличием в ближней зоне большого реактивного поля.

Если на входе антенны можно выделить элемент с амплитудой тока $I_{\text{ВХ}}$, R_{Σ} и $R_{\text{П}}$ можно представить в виде

$$R_{\Sigma} = \frac{2P_{\Sigma}}{I_{\text{ВХ}}^2}, \quad (1.31)$$

$$R_{\text{П}} = \frac{2P_{\text{П}}}{I_{\text{ВХ}}^2}. \quad (1.32)$$

Частотная характеристика

Характеристики и параметры антенны зависят от частоты f . Эти зависимости называются частотными характеристиками антенны. Диапазонные свойства антенны оцениваются либо зависимостью от частоты наиболее важной характеристики для данной технической задачи, либо тем параметром антенны, который наиболее резко зависит от частоты. Обычно таким параметром является входное сопротивление антенны. Если в полосе частот Δf со средней частотой f_0 характеристики и параметры антенны сохраняют свои значения в заданных пределах, отношение

$\Delta F = \frac{\Delta f}{f_0} \cdot 100\%$ называется относительной полосой пропускания антенны. По величине ΔF антенны делятся следующим образом:

- узкополосные, если $\Delta F < 10\%$;
- широкополосные, если $10\% < \Delta F < 40\%$;
- сверхширокополосные, если $\Delta F > 40\%$.

Диапазонные свойства сверхширокополосных антенн часто оцениваются коэффициентом перекрытия по частоте $K_f = \frac{f_{\text{max}}}{f_{\text{min}}}$, где f_{max} и f_{min} – границы рабочего диапазона частот. Разработаны антенны, в которых K_f может достигать нескольких десятков.

1.4. Характеристики и параметры антенны в режиме приема

Пусть на рис.1.3 рассматриваемая антенна (далее просто антенна), расположенная в точке Q, работает в режиме приема, а в точке P расположен источник радиоизлучения (какая-то передающая антенна). Амплитуда и фаза напряжения (ЭДС) или тока на входе приемной антенны, наводимого в ней падающей на антенну плоской электромагнитной волной, излучаемой из точки P дальней зоны, зависят от угловых координат точки P.

Диаграмма направленности

ДН антенны в режиме приема – это зависимость амплитуды ЭДС или тока на входе антенны (или напряженности поля в линии передачи, подключенной к антенне) от угловых координат точки P (источника радиоизлучения).

Фазовая диаграмма

ФД – зависимость фазы ЭДС или тока на входе антенны (или напряженности поля в линии передачи, подключенной к антенне) от угловых координат точки P (источника радиоизлучения).

Коэффициент направленного действия

Если рассматриваемая антенна ориентирована так, чтобы ее главный максимум ДН был направлен на точку P (на радиоисточник), антенна примет максимальный сигнал. Пусть при этом на входе антенны будет мощность $P_{на}$ (электродвижущая сила $\mathcal{E}_{на}$, ток на входе $I_{на}$). Если заменить рассматриваемую антенну на гипотетическую ненаправленную, принимаемая мощность уменьшится и станет равной $P_{нна}$ (и соответствующие $\mathcal{E}_{нна}$ и $I_{нна}$).

КНД (его максимальное значение) в режиме приема равен отношению

$$\frac{P_{на}}{P_{нна}} = \frac{\mathcal{E}_{на}^2}{\mathcal{E}_{нна}^2} = \frac{I_{на}^2}{I_{нна}^2}.$$

Поляризационная эффективность

Пусть на приемную антенну падает плоская электромагнитная волна с поляризационными параметрами $K_{\vartheta 1}, \gamma_1$ (K_{ϑ} со своим знаком). Антенна в режиме передачи имеет поляризационные параметры $K_{\vartheta 2}, \gamma_2$. На входе антенны принятая мощность будет максимальной (P_{max}), если поляризационные параметры падающей на антенну волны ($K_{\vartheta 1}, \gamma_1$) и антенны в режиме передачи ($K_{\vartheta 2}, \gamma_2$) одинаковы. Если это условие не выполняется, принятая мощность (P) будет меньше. Поляри-

зационная эффективность характеризуется коэффициентом поляризационной эффективности $K_{пэ}$:

$$K_{пэ} = \frac{P}{P_{\max}}. \quad (1.33)$$

Коэффициент поляризационной эффективности через поляризационные параметры $K_{\vartheta 1}, \gamma_1, K_{\vartheta 2}, \gamma_2$ выражается формулой

$$K_{пэ} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{4K_{\vartheta 1}K_{\vartheta 2} + (1 - K_{\vartheta 1}^2)(1 - K_{\vartheta 2}^2) \cos 2\delta\lambda}{(1 + K_{\vartheta 1}^2)(1 + K_{\vartheta 2}^2)} \right], \quad (1.34)$$

где $\delta\lambda = \gamma_1 - \gamma_2$.

Из (1.34) следует, что $K_{пэ} = 1$, если

$$K_{\vartheta 1} = K_{\vartheta 2} \text{ и } \gamma_1 = \gamma_2. \quad (1.35)$$

Если же

$$K_{\vartheta 1} = -K_{\vartheta 2} \text{ и } \gamma_1 = \gamma_2 \pm 90^\circ, \quad (1.36)$$

то $K_{пэ} = 0$.

Таким образом, для приема максимально возможной мощности антенна должна быть согласована по поляризации с падающим на нее полем. Если поляризация антенны в режиме передачи и поляризация падающего на антенну поля в режиме приема ортогональны (условие (1.36)), то антенна не принимает мощности.

Шумовая температура антенны

Антенна помимо полезного сигнала принимает помехи (шумы). Эти шумы обусловлены излучением космоса, атмосферы и поверхности Земли и находящихся на ней предметов. Кроме этого, за счет теплового движения свободных зарядов в элементах антенны на входе антенны образуется мощность ее собственных шумов.

Мощность собственных шумов на входе антенны линейно связана с коэффициентом полезного действия. Чем меньше КПД антенны (т.е. чем больше концентрация свободных зарядов в материалах, из которых сделаны элементы антенны), тем больше собственная шумовая температура антенны.

Мощность внешних шумов на входе антенны оценивается эквивалентной шумовой температурой антенны T_a . T_a – это температура некоторого сопротивления, подключенного к линии передачи вместо приемной антенны, величина которого равна активному входному сопротивлению антенны в режиме передачи и которое отдает в линию передачи мощность, равную мощности шумов антенны. Интенсивность излучения мощности шумов пространством, окружающим антенну, характеризуется яркостной температурой T_j , под которой понимается температура абсолютно черной сферы, расположенной в дальней зоне антенны и нагретой до

температуры $T_{я}$. Эта температура зависит от углов θ и φ . Получена следующая формула для шумовой температуры антенны:

$$T_a = \frac{1}{4\Omega} \int_{\Omega} T_{я}(\theta, \varphi) \cdot D(\theta, \varphi) \cdot d\Omega, \quad (1.37)$$

где интеграл берется по полному телесному углу $\Omega = 4\pi$, $d\Omega = \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$, $D(\theta, \varphi) = D \cdot F^2(\theta, \varphi)$, D – КНД антенны в направлении главного максимума ДН.

Из выражения (42) следует, что T_a зависит от КНД антенны D , ее нормированной ДН – $F(\theta, \varphi)$ и распределения яркостной температуры в пространстве $T_{я}(\theta, \varphi)$. Измерением $T_{я}(\theta, \varphi)$ занимается радиоастрономия.

При расчете T_a обычно полный телесный угол, окружающий антенну, разделяют на зоны (области). В каждой зоне $T_{я}(\theta, \varphi)$ усредняют. Такими зонами могут быть:

зона, занятая главным лепестком ДН антенны; ее яркостная температура – $T_{я\text{гл}}$;

зона, занятая боковыми лепестками; ее яркостная температура – $T_{я\text{бок}}$;

зона, занятая поверхностью Земли; ее яркостная температура равна физической температуре $T_0 \approx 300$ К.

Для сравнения различных антенн между собой по шумовой температуре антенну ориентируют главным максимумом в зенит – область слабого излучения космоса. В этом случае

$$T_{я\text{гл}} \ll T_{я\text{бок}} \ll T_0. \quad (1.38)$$

Шумовую температуру антенны можно также представить в виде трех слагаемых, соответствующих этим зонам:

$$T_a = T_{a\text{гл}} + T_{a\text{бок}} + T_{oa}, \quad (1.39)$$

$$\text{где} \quad T_{a\text{гл}} \ll T_{a\text{бок}} \ll T_{oa}. \quad (1.40)$$

Из (1.39) следует, что для уменьшения мощности шумов необходимо уменьшать $T_{a\text{бок}}$ и T_{oa} , т.е. уровень боковых и задних лепестков ДН антенны. Для хорошо отработанных зеркальных антенн при ориентации их в зенит $T_a \approx 15$ К, при ориентации вдоль горизонта $T_a \approx 40$ К.

2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ИСТОЧНИКИ ПОЛЯ

2.1. Принцип суперпозиции в теории антенн

При расчете поля антенны в дальней зоне используется принцип суперпозиции (сложения), отражающий свойство электромагнитного поля: поля нескольких источников в данной точке пространства складываются векторно. Применительно к задаче определения поля заданной антенны в дальней зоне использование этого принципа заключается в следующем: вся антенна разбивается на элементарные части, находится поле каждой элементарной части, а затем эти поля суммируются.

В теории антенн по особенностям применения принципа суперпозиции все антенны делятся на три класса: тонкопроводниковые, щелевые и апертурные.

Тонкопроводниковая антенна представляет собой в общем случае систему тонких проводников, возбуждаемых от линии передачи в какой-то точке. Примерами таких антенн являются вибраторные, рамочные, полосковые, микрополосковые антенны. На рис. 2.1 показана проволочная антенна в виде тонкого произвольно изогнутого проводника длиной L . По проводнику течет переменный во времени ток $I(l, t) = I(l)\text{erx}(j\omega t)(j\Psi(l))$, амплитуда $I(l)$ и начальная фаза $\Psi(l)$ которого зависят от координаты точки на проводнике – l , т.е. в разных точках проводника различны. На рисунке показан элементарный участок проводника dl . В пределах участка dl можно считать амплитуду и начальную фазу тока постоянными, а сам элемент dl – прямолинейным. Кроме того, длина dl удовлетворяет условию $dl \ll \lambda$. В этом случае элементарный участок проводника dl представляет собой диполь Герца (элементарный электрический вибратор).

Пусть элемент dl с током $I(l, t)$ создает в пространстве поле dE . Тогда полное поле всего проводника будет равно сумме полей всех элементарных участков dl :

$$E = \int_L dE, \quad (2.1)$$

где L – длина проводника.

Щелевая антенна представляет собой узкую щель в металлическом экране. Щель может быть прямолинейной, крестообразной, кольцевой или более сложной формы. Чаще всего применяются прямолинейные щели. Одиночная щель является слабонаправленным излучателем. Для повышения направленности щелевые антенны делают в виде систем одиночных щелей. На рис. 2.2 показана одиночная прямолинейная щель в экране. Обычно щель прорезается в стенке волновода или резонатора. В этом случае экраном являются стенка волновода или резонатора. Щель пересекает токи проводимости, текущие по внутренней поверхности волновода или резонатора (на рис. 2.2 векторы плотности тока проводимости показаны стрелками, вектор плотности тока обозначен символом j_s). В результате на щели между ее кромками (широкими сторонами) возникает переменное во времени напряжение, на щели создается переменное электрическое и магнитное поле, которое является источником поля для внешнего пространства. Элементарным излучателем

щели является бесконечно малый элемент dl , имеющий координату l относительно конца щели. Обозначим напряжение между кромками щели символом $U(l) = U_m(l) \exp(j\omega t)(j\Psi(l))$, где $U_m(l)$ – амплитуда напряжения, $\Psi(l)$ – начальная фаза. Эти величины зависят от l – положения элементарного излучателя на щели. Так как $dl \ll \lambda$, в пределах dl можно считать амплитуду и начальную фазу напряжения не зависящими от l . Такой элементарный излучатель называется элементарным магнитным вибратором. Пусть элемент dl создает в пространстве поле dE , тогда полное поле щели будет равно сумме полей элементарных частей и определяться формулой (2.1).

Апертурная антенна представляет собой некоторую излучающую поверхность (раскрыв или апертуру). Примерами таких антенн являются зеркальные, линзовые, волноводные, рупорные и др. Пусть, например, раскрыв имеет круглую форму и расположен в системе координат XYZ – рис.2.3. На раскрыве (показан пунктиром) с помощью внешнего источника создано поле $E_s(x, y) = E_m(x, y) \exp(j\Psi(x, y))$, где $E_m(x, y)$ – амплитуда поля, $\Psi(x, y)$ – начальная фаза.

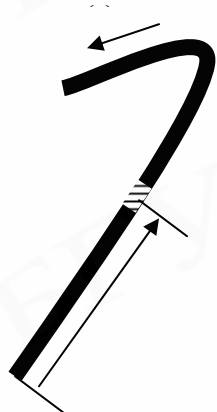


Рис. 2.1. Тонко-проводниковая антенна

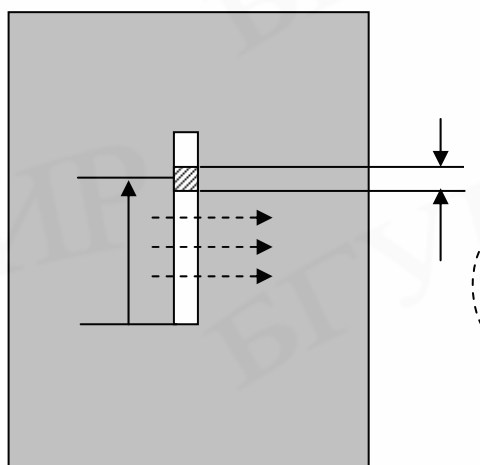


Рис. 2.2. Щелевая антенна

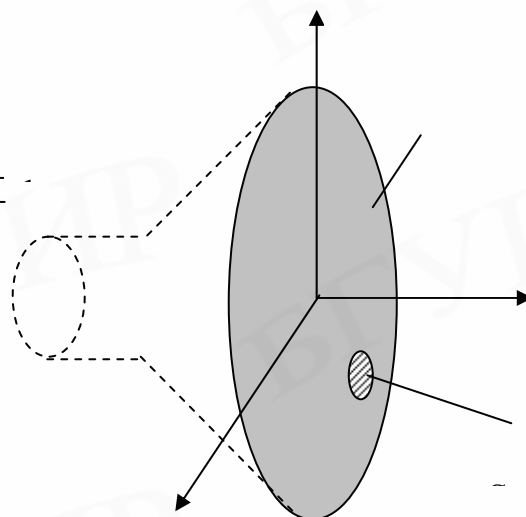


Рис. 2.3. Апертурная антенна

Элементарным излучателем такой антенны является бесконечно малый элемент поверхности dS . Так как $dS \ll \lambda^2$, поле в пределах элемента dS можно считать неизменным по амплитуде и фазе. Такой элементарный излучатель называется элементом Гюйгенса. Свойства его изучены в электродинамике.

Пусть элемент dS создает в пространстве поле dE . Тогда полное поле всего раскрыва S будет равно сумме полей всех элементарных излучателей:

$$E = \int_S dE. \quad (2.2)$$

Таким образом, для того чтобы определить поле антенны с помощью принципа суперпозиции, необходимо определить поле элементарных излучателей dE , а затем, зная распределение поля или тока в элементах антенны, определить полное поле путем интегрирования по длине или по излучаемой поверхности антенны.

Кроме рассмотренных примеров антенн, в которых элементарные излучатели распределены в пространстве непрерывно, в технике широко используются антенны, состоящие из отдельных слабонаправленных излучателей, расположенных на некотором расстоянии друг от друга, – так называемые антенные решетки. К таким антеннам также применим принцип суперпозиции, но полное поле находится как сумма полей отдельных излучателей.

Во всех случаях характеристики и параметры антенны зависят от закона распределения амплитуд и начальных фаз токов или полей, возбуждающих элементарные излучатели, параметров элементарных излучателей, формы и размеров антенны и частоты. Для характеристики закона распределения амплитуд и фаз возбуждающих токов (полей) по элементам антенны вводится понятие амплитудно-фазового распределения возбуждения (АФР).

Амплитудное распределение возбуждения (АР) – это распределение амплитуд токов, напряжений или полей, возбуждаемых отдельными элементарными излучателями $A(Q)$, где Q – координаты точки на антенне, определяющие положение произвольного элементарного излучателя. Координаты могут быть заданы в полярной, сферической или прямоугольной системах. Для ранее рассмотренных примеров применения принципа суперпозиции амплитудное распределение определяется выражениями:

проволочная антенна (см. рис. 2.1) –

$$A(l) = \frac{I(l)}{I_m}, \quad (2.3)$$

где $I(l)$, I_m – распределение амплитуд тока по длине проводника L и максимальное значение амплитуды;

щелевая антенна (см. рис. 2.2) –

$$A(l) = \frac{U(l)}{U_m}, \quad (2.4)$$

где $U(l)$, U_m – распределение амплитуд напряжения между краями щели по длине щели L и максимальное значение амплитуды;

апертурная антенна (см. рис. 2.3) –

$$A(x, y) = \frac{E_s(x, y)}{E_m}, \quad (2.5)$$

где $E_s(x, y)$, E_m – распределение амплитуд напряженности электрического поля по апертуре и максимальное значение амплитуды.

Фазовое распределение возбуждения (ФР) – это зависимость начальной фазы тока, напряжения или поля, возбуждающего элементарный излучатель антенны, от координат элемента Q. Обычно фаза в некотором элементе отсчитывается от фазы элемента, принятого за начальный. Начальным может быть элемент, расположенный на входе антенны, или в ее центре, или на краю в зависимости от типа антенны. От выбора положения начального элемента зависит сложность аналитического решения задачи по определению поля в дальней зоне, но не зависят характеристики и параметры антенны. Фазовое распределение далее обозначается символом $\Psi(Q)$ и для ранее рассмотренных типов антенн определяется выражениями:

для тонкопроводниковой антенны (см. рис. 2.1) –

$$\Psi(l) = \arg I(l) - \arg I(0), \quad (2.6)$$

где $\arg I(l)$, $\arg I(0)$ – фазы тока в точке проводника с координатой l и в начале проводника;

для щелевой антенны (см. рис. 2.2) –

$$\Psi(l) = \arg U(l) - \arg U(0), \quad (2.7)$$

где $\arg U(l)$, $\arg U(0)$ – фазы напряжения в точке щели с координатой l и в начале щели;

для апертурной антенны (см. рис. 2.3) –

$$\Psi(x, y) = \arg E_s(x, y) - \arg E_s(x_0, y_0), \quad (2.8)$$

где $\arg E_s(x, y)$, $\arg E_s(x_0, y_0)$ – фазы поля на раскрыве в точке с координатами x, y и в точке с координатами x_0, y_0 (например в центре раскрыва).

2.2. Элементарные источники электромагнитного поля

2.2.1. Диполь Герца

На рис. 2.4 показан элементарный электрический вибратор – диполь Герца в виде короткого проводника, по которому течет ток $I(z) = I_m \exp j\omega t$. Диполь расположен вдоль оси Z прямоугольной системы координат XYZ . Амплитуда тока I_m и его начальная фаза во всех точках диполя одинаковы, так как длина диполя $dz \ll \lambda$. На рисунке показана точка наблюдения P в дальней зоне, заданная сферическими координатами r, θ, φ . P' – проекция точки P на плоскость XY .

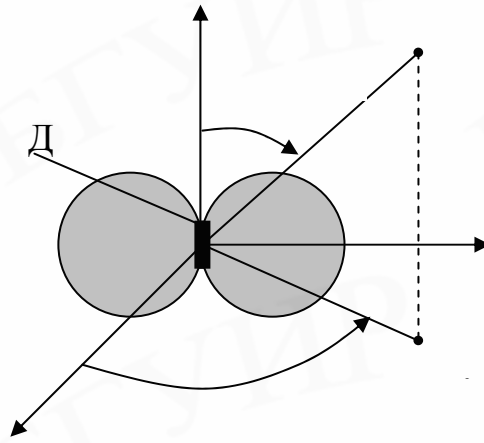


Рис. 2.4. ДН диполя Герца

В электродинамике получено выражение, определяющее комплексную амплитуду вектора E поля диполя в дальней зоне:

$$dE \approx j \frac{60\pi I_m}{\lambda} \cdot \frac{\exp(jkr)}{r} \cdot F(\theta, \varphi) dz, \quad (2.9)$$

где r – расстояние от диполя до точки P в дальней зоне;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число свободного пространства;

$F(\theta, \varphi) = \cos \theta$ – диаграмма направленности диполя в плоскости E ;

$F(\theta, \varphi) = 1$ – диаграмма направленности диполя в плоскости H .

Пространственная ДН показана на рис. 2.4.

Поляризация поля в дальней зоне линейная. Плоскостью E является плоскость $\varphi = \text{const}$, плоскостью H – плоскость XY , т.е. $\theta = 90^\circ$.

Из выражения (2.9) следует, что в дальней зоне поле диполя Герца представляет собой сферическую волну, на что указывает множитель $\exp(jkr)/r$.

2.2.2. Элементарный щелевой излучатель

Элементарный щелевой излучатель является физической моделью элементарного магнитного вибратора. Так же, как и диполь Герца, элементарный щелевой излучатель в дальней зоне создает сферическую волну, однако плоскости E и H меняются местами, ДН определяется выражениями:

в плоскости E $F(\theta) = 1$;

в плоскости H $F(\theta) = \cos \theta$.

Пространственная ДН имеет такую же форму, как у диполя Герца, и показана на рис. 2.4. При этом ось щели ориентирована вдоль оси Z . Плоскостью E является плоскость XY , плоскость H – плоскость $\varphi = \text{const}$. Поляризация поля в дальней зоне линейная.

2.2.3. Элементарный излучатель Гюйгенса

Элементарный излучатель Гюйгенса представляет собой бесконечно малый участок фронта плоской волны – dS . Пусть фронт совпадает с плоскостью XU , а вектор фазовой скорости волны направлен вдоль оси Z (рис. 2.5). P – точка наблюдения в дальней зоне, заданная сферическими координатами r, θ, φ . На элементе dS задано поле:

$$E_s(x, y, t) = E_0(x, y) \exp j\Psi(x, y) \exp j\omega t, \quad (2.10)$$

$$H_s(x, y, t) = H_0(x, y) \exp \Psi(x, y) \exp j\omega t \quad (2.11)$$

где $E_0(x, y), H_0(x, y)$ – амплитуды векторов E и H ,
 $\Psi(x, y)$ – начальная фаза.

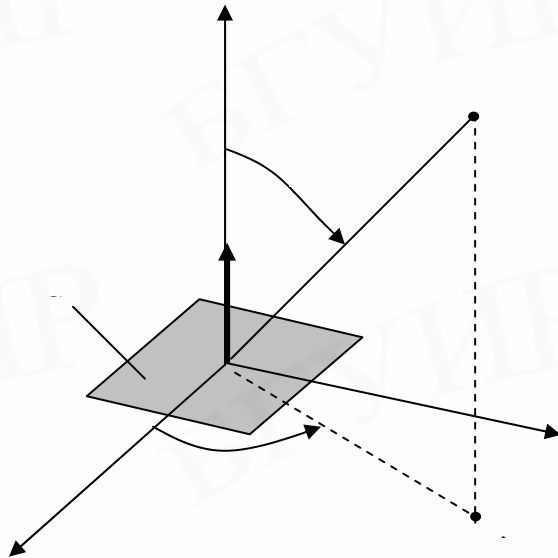


Рис. 2.5. Элементарный излучатель Гюйгенса

В плоской волне $\frac{E_0(x, y)}{H_0(x, y)} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} = \rho$ – волновое сопротивление свободного пространства. Для воздуха $\rho = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} = 120\pi = 377$ Ом.

В электродинамике получена следующая формула для комплексной амплитуды вектора E поля элемента Гюйгенса в дальней зоне:

$$dE \approx \frac{E_0(x, y) \exp j\Psi(x, y)}{2\lambda r} \exp jkr(1 + \cos \theta) dS, \quad (2.12)$$

из которой следует, что поле элемента Гюйгенса представляет собой сферическую волну, а ДН не зависит от угла φ и в любой плоскости $\varphi = \text{const}$ определяется выражением $F(\theta) = 1 + \cos \theta$. Элемент Гюйгенса излучает поле с максимальной амплитудой в направлении $\theta = 0$ (в направлении вектора фазовой скорости волны) и не излучает в обратном направлении $\theta = \pi$.

Нормированная ДН элемента Гюйгенса представляет собой кардиоиду.

3. АНТЕННЫ ИЗ ТОНКИХ ПРОВОДНИКОВ

Для организации радиосвязи, радиовещания, радионавигации, других радиосистем специального назначения в диапазонах коротких, средних и длинных волн используются антенны из тонких проводников (АТП).

В низкочастотной части коротковолнового диапазона и особенно на более длинных волнах широко применяются вибраторные и рамочные антенны, размеры которых соизмеримы с длиной волны или достаточно велики, в силу чего антенны являются нерезонансными. Настройка таких антенн в резонанс в целях согласования с фидером производится с помощью дополнительных согласующих устройств.

Сопrotивление излучения антенны с малыми волновыми размерами получается низким, сравнимым или меньшим сопротивлению потерь в антенне, что ведет к существенному снижению коэффициента полезного действия антенны. Для повышения сопротивления излучения в антенне применяют дополнительные элементы, а для согласования антенны приходится применять трансформаторы сопротивления.

Радиосвязь в указанных диапазонах длин волн осуществляется в условиях сильного влияния поверхности Земли и ионосферы. Это связано с тем, что при малых волновых размерах антенна имеет слабую направленность и облучает поверхность Земли и ионосферу. Влияние условий распространения радиоволн учитывается при конструировании антенн.

В рассматриваемых диапазонах волн поверхность Земли ведет себя как проводник (тангенс угла потерь $\text{tg} \Delta = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_a} \gg 1$). В связи с этим при горизонтальной

поляризации за счет влияния Земли главный максимум диаграммы направленности поднят над поверхностью и вдоль горизонта антенна практически не излучает. Поэтому для радиосвязи в длинноволновой части коротковолнового диапазона и на более длинных волнах используются антенны вертикальной поляризации.

В коротковолновой части коротковолнового диапазона используются также антенны с горизонтальной поляризацией, так как на этих волнах поверхность Земли ведет себя как полупроводник.

3.1. Вибраторные антенны

3.1.1. Полуволновой вибратор

Простейшей вибраторной антенной является линейный симметричный вибратор, схематически показанный на рис. 3.1.

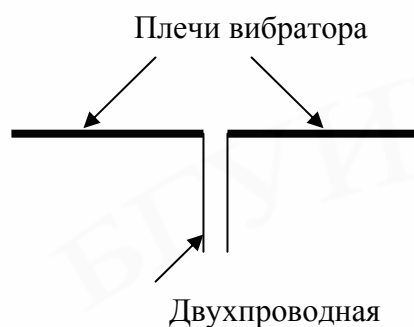


Рис. 3.1. Симметричный вибратор

Плечи вибратора выполняются из металлических проводников с поперечными размерами, значительно меньшими их длины. В середине к плечам вибратора подключается двухпроводная линия, которая, в свою очередь, подключается к генератору – в режиме передачи или к приемнику – в режиме приема. Когда длина каждого плеча составляет четверть длины волны, то общая длина вибраторной антенны в этом случае близка к половине длины волны λ и вибратор называется полуволновым.

Направленные свойства вибратора можно выяснить, рассматривая вибратор как сумму элементарных излучателей бесконечно малой длины dx . Каждая такая часть представляет собой диполь Герца.

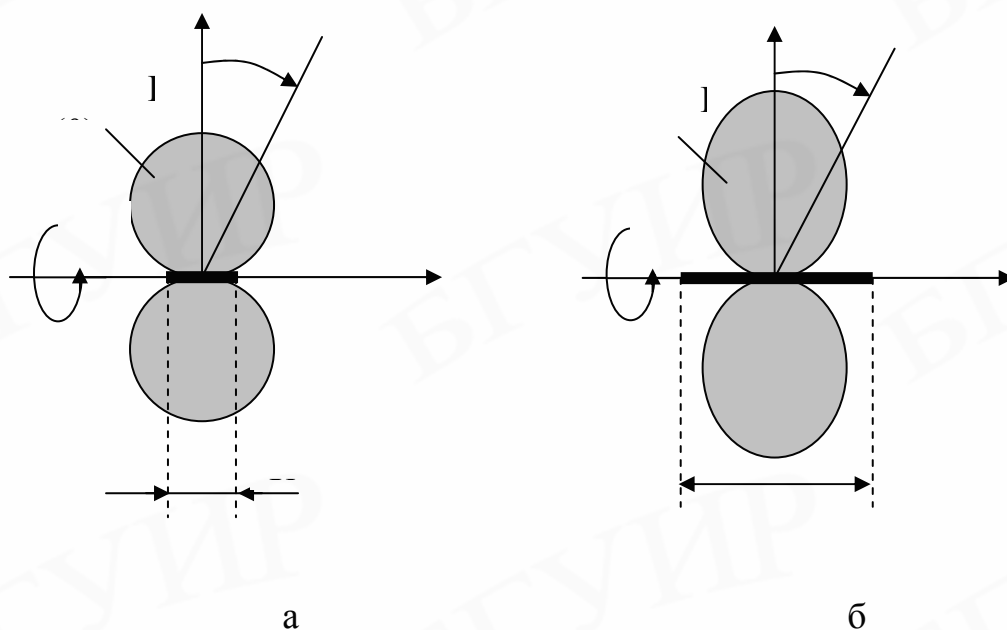


Рис. 3.2. ДН диполя Герца (а) и полуволнового вибратора (б)

Полуволновой вибратор можно представить множеством диполей Герца. Если токи во всех его диполях имеют одинаковые фазы (одинаковое направление), то их поля складываются с одинаковыми фазами в направлении оси Z (при $\theta = 0$). В других направлениях поля уже не складываются синфазно, так как расстояния от разных диполей до точки наблюдения разные. В результате направленность излучения полуволнового вибратора повышается по сравнению с диполем Герца. На рис. 3.2 для сравнения показаны ДН диполя Герца (а) и полуволнового вибратора (б) в системе прямоугольных XYZ и сферических координат R, θ, φ .

3.1.2. Распределение тока в симметричном вибраторе произвольной длины

На рис. 3.3 показан симметричный вибратор в системе прямоугольных и сферических координат.

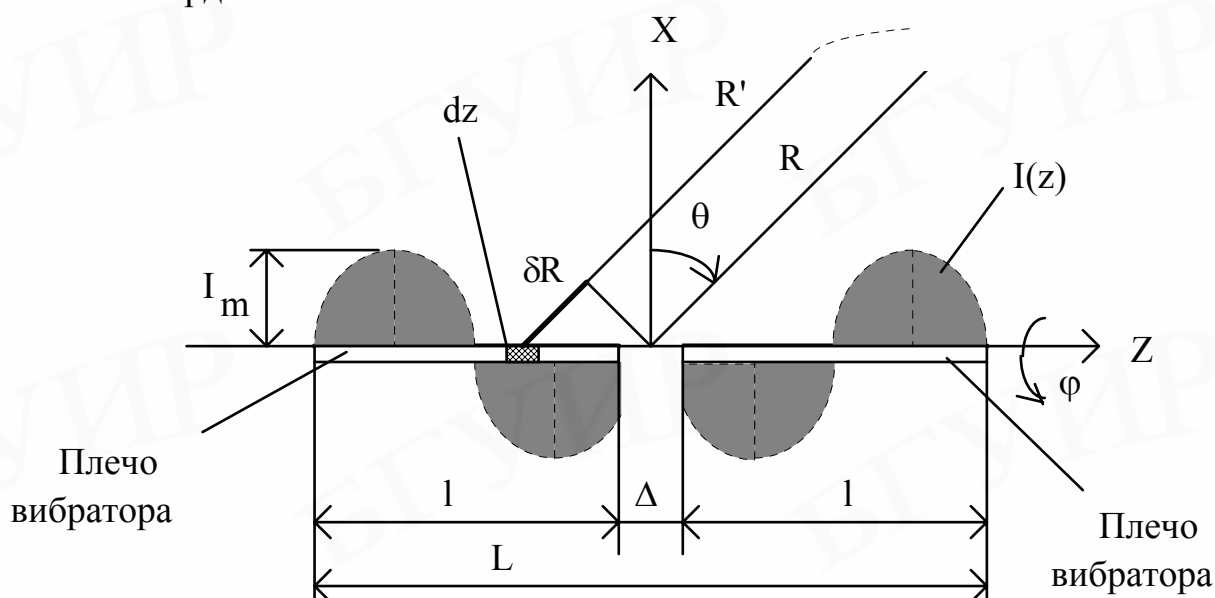


Рис. 3.3. Симметричный вибратор:

- l – длина плечи вибратора; Δ – зазор возбуждения; $L = 2l + \Delta$ – длина вибратора;
- $I(z)$ – распределение тока в вибраторе (показано темным цветом);
- P – точка наблюдения в дальней зоне; R, θ, φ – координаты точки P ;
- dz – элементарная часть вибратора (элементарный излучатель – диполь Герца);
- R' – расстояние от элементарного излучателя до точки наблюдения

В вибраторе $\Delta \ll l$, поэтому можно положить $L \approx 2l$.

Распределение тока в плечах симметричного вибратора при длине плеча, равной l , описывается выражением

$$I(z) = I_m \sin[k(l - z)], \quad (3.1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число свободного пространства;
 λ – длина волны в свободном пространстве;
 I_m – амплитуда тока в пучности.

Строгое решение задачи о распределении тока показывает, что в узлах ток несколько отличен от нуля. Это обусловлено тем, что вибратор, в отличие от двухпроводной линии, излучает. Однако для приближенного решения задачи определения характеристик и параметров вибратора можно использовать распределение (3.1).

3.1.3. Диаграмма направленности вибратора

В соответствии с принципом суперпозиции поле вибратора в дальней зоне можно записать в виде

$$E(R, \theta, \varphi) = \int_{-l}^l dE dl, \quad (3.2)$$

где dE – поле элементарного вибратора (диполя Герца), которое в дальней зоне определяется как

$$dE = j30k \cdot I(z) \cdot \cos \frac{e^{-jkR'}}{R'}. \quad (3.3)$$

В соответствии с рис.3.3 имеем $R' = R + \delta R$, $\delta R = z \cdot \sin \theta$. Подставляя (3.1) и (3.3) в (3.2) и интегрируя, получим

$$E(R, \theta, \varphi) = j60 \cdot I_m \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos(kl)}{\cos \theta} \cdot \frac{e^{-jkR}}{R}. \quad (3.4)$$

Из выражения (3.4) следует, что в дальней зоне поле, излучаемое вибратором, представляет собой сферическую волну и не зависит от координаты φ .

Ненормированная ДН вибратора в плоскости Е (в плоскости $\varphi = \text{const}$) описывается выражением

$$f(\theta) = \left(\frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos(kl)}{\cos \theta} \right). \quad (3.5)$$

В плоскости Н (в плоскости ХУ) нормированная ДН описывается выражением $F(\varphi) = 1$.

Для полуволнового вибратора $kl = 0,5\pi$, и из (3.5) следует выражение для нормированной ДН:

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta}. \quad (3.6)$$

Анализ выражений (3.3) и (3.6) показывает, что для диполя Герца ширина главного лепестка ДН $2\theta_{0,5} = 90^\circ$, для полуволнового вибратора $2\theta_{0,5} = 78^\circ$.

Диаграмма направленности $F(\varphi)$ показана на рис. 3.4. На рисунке вектор E в дальней зоне в плоскости XU ориентирован параллельно оси Z , а вектор H – по касательной к окружности $R = \text{const}$. За период колебания высокой частоты конец вектора E описывает линию, параллельную оси Z , т.е. вибратор излучает поле линейной поляризации. Плоскость $\varphi = \text{const}$ – это плоскость E , плоскость XU – плоскость H .

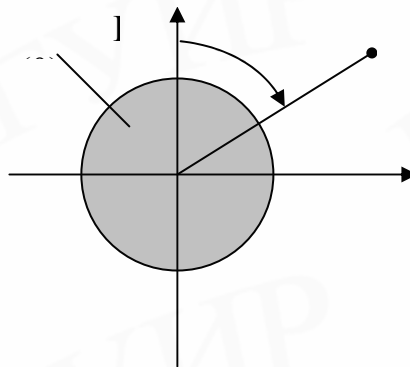


Рис. 3.4. Диаграмма направленности в плоскости H

3.1.4. КНД симметричного вибратора

КНД в направлении $\theta = 0$ определяется общим выражением

$$\text{КНД} = \frac{2}{\int_0^\pi F^2(\theta) \cdot \sin \theta \cdot d\theta}. \quad (3.7)$$

Подстановка в (3.7) нормированной ДН, выражение для которой следует из (3.5), приводит к формуле, содержащей интегральные синусы и косинусы.

Удобнее в (3.7) провести численное интегрирование. Результат такого интегрирования показан на графике рис. 3.5 в виде зависимости КНД от волновой длины вибратора $\frac{L}{\lambda}$.

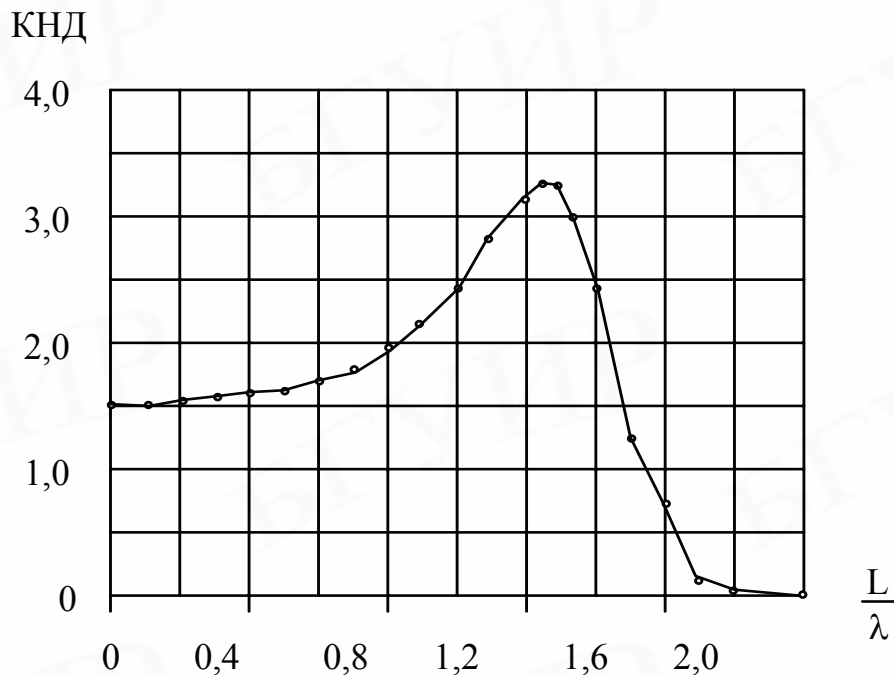


Рис. 3.5. КНД вибратора

Диполь Герца имеет КНД = 1,5, полуволновой вибратор – 1,64, волновой – 2,41, вибратор длиной $1,25 \lambda$ имеет максимальный КНД = 3,28. При волновой длине, равной 2,0, исчезает главный лепесток и КНД вибратора в направлении, перпендикулярном оси, равен нулю.

3.1.5. Входное сопротивление вибратора

Входное сопротивление равно отношению напряжения $U_{\text{вх}}$ в точках возбуждения к току $I_{\text{вх}}$ в этих точках. Оно может быть определено так же, как отношение полной мощности излучения вибратора, включая реактивную мощность, к квадрату амплитуды тока на входе вибратора:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{P}{I_{\text{вх}}^2} = R + jX, \quad (3.8)$$

где R , X – активная и реактивная части входного сопротивления

Активная часть входного сопротивления обусловлена потерями мощности на излучение и на тепло в проводнике вибратора и представляется в виде суммы $R_{\text{вх}} = R_{\Sigma} + R_{\text{пот}}$, где R_{Σ} – сопротивление излучения, $R_{\text{пот}}$ – сопротивление потерь. Обычно $R_{\Sigma} \ll R_{\text{пот}}$, особенно в диапазоне СВЧ, где толщина проводника вибратора сравнима с его длиной. Поэтому приближенно $R_{\text{вх}} \approx R_{\Sigma}$. Далее под активным входным сопротивлением будет пониматься сопротивление излучения вибратора.

3.1.6. Директорная (Уда–Яги) антенна

Для увеличения КНД применяют вибратор с рефлектором и одним или несколькими директорами. Такая антенна называется директорной (антенной Уда–Яги) и широко используется в различных областях радиосвязи в диапазоне УКВ. Чем больше директоров, тем больше КНД и меньше угловая ширина главных лепестков ДН. Обычно КНД директорных антенн равен 10...30, но известны конструкции директорных антенн с КНД = 80...100.

Директорная антенна схематически показана на рис. 3.6.

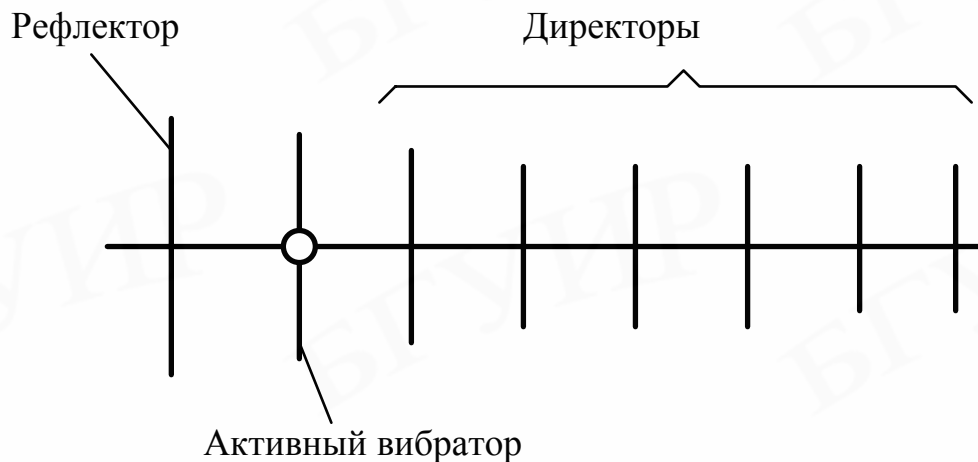


Рис. 3.6. Директорная антенна

КНД и ширина главного лепестка диаграммы направленности директорной антенны определяются приближенными формулами:

$$\text{КНД} = A \frac{L_a}{\lambda}, \quad 2\theta_{0,5} = B \sqrt{\frac{\lambda}{L_a}}, \quad (3.9)$$

где L_a – длина антенны;

A , B – коэффициенты, зависящие от волновой длины антенны (рис. 3.7).

Ко-

эффициент A показан кривой, на которой помещены светлые кружочки.

Из формулы (3.9) и графиков рис. 3.7 следует, что с ростом волновой длины антенны $\frac{L_a}{\lambda}$ ширина главного лепестка ДН уменьшается и КНД растет сначала быстро, затем медленно. Чем больше число директоров, тем меньше влияют последние директоры на направленные свойства антенны.

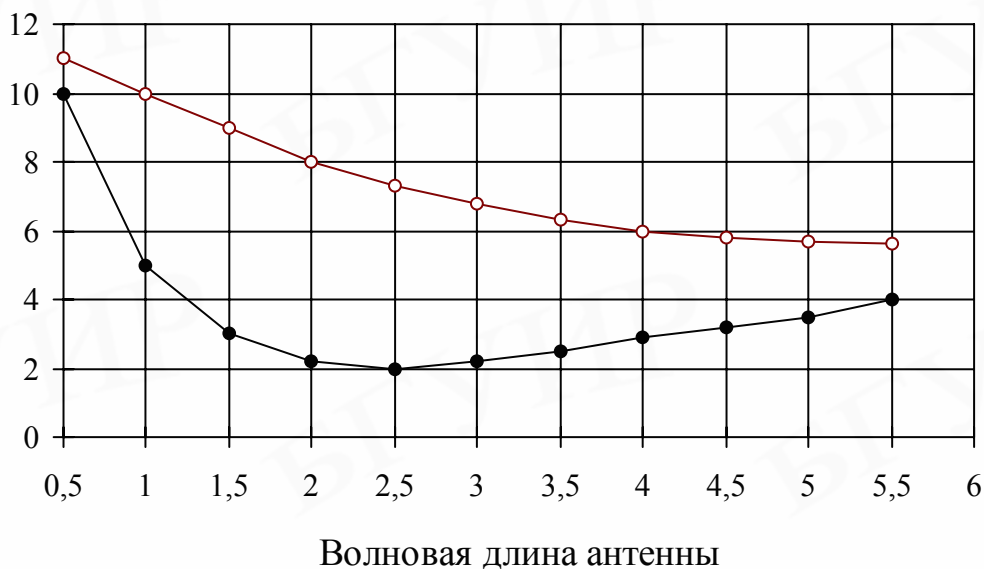


Рис. 3.7. Зависимость коэффициентов А и В директорной антенны от волновой длины

В директорных антеннах расстояние между соседними директорами берется в пределах $d = (0,1...0,3)\lambda$. Чем дальше директор от активного вибратора, тем больше расстояние d и меньше длина директора.

3.1.7. Широкополосные вибраторы

Волновое сопротивление вибратора уменьшается с ростом диаметра проводника вибратора, при этом увеличивается эквивалентная емкость вибратора. На рис. 3.8 показано несколько вариантов вибраторов с уменьшенным волновым сопротивлением.

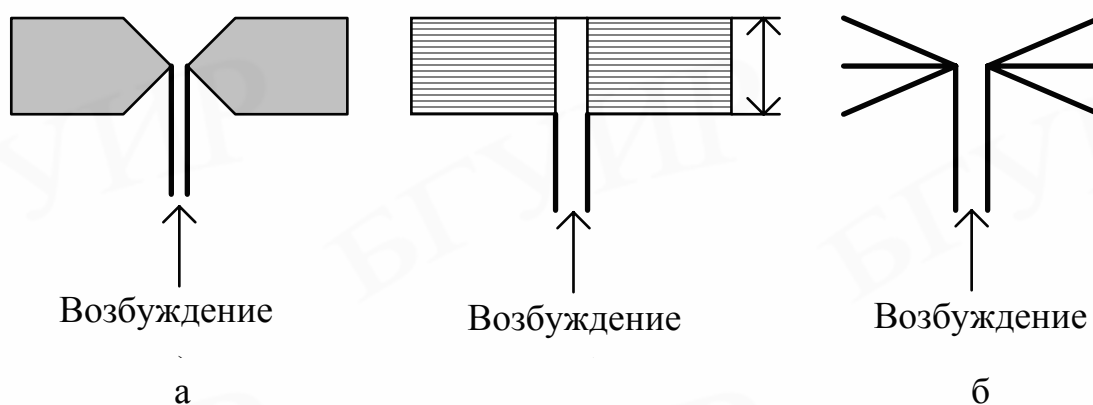


Рис. 3.8. Широкополосные вибраторы

В варианте (а) плечи вибратора выполнены из широких металлических пластин, в варианте (б) — из металлической сетки. Ширина плеч равна $0,25\lambda$, в результате чего между пластинами образуется согласующий короткозамкнутый

шлейф. В варианте (в) плечи вибратора выполнены из расходящихся радиально тонких проводов. Такие конструкции используются в диапазоне УКВ. В диапазоне СВЧ плечи вибратора могут быть выполнены просто из толстых круглых проводников.

3.2. Приземные вибраторные антенны

3.2.1. Антенна Бевереджа

Однопроводная горизонтальная антенна с длиной от одной до многих длин волны носит название антенны Бевереджа (рис. 3.9). Длинный провод при наличии подстилающей поверхности (земли) может быть проанализирован приблизительно методом зеркального изображения. Амплитудные и фазовые значения поля мнимого источника определяются через коэффициент отражения поверхности для горизонтальной поляризации. Высота h антенны над землей должна находиться в одной фазе с прямой волной при заданном угле максимального излучения. Но для большинства электрических параметров земли и особенно для скользких углов коэффициент отражения с горизонтальной поляризацией волны приблизительно равен 1. Таким образом, общее поле, излучаемое длинным проводом, при наличии отражательной поверхности может быть получено путем сложения поля, излучаемого проводом в свободном пространстве, и поля зеркального источника.

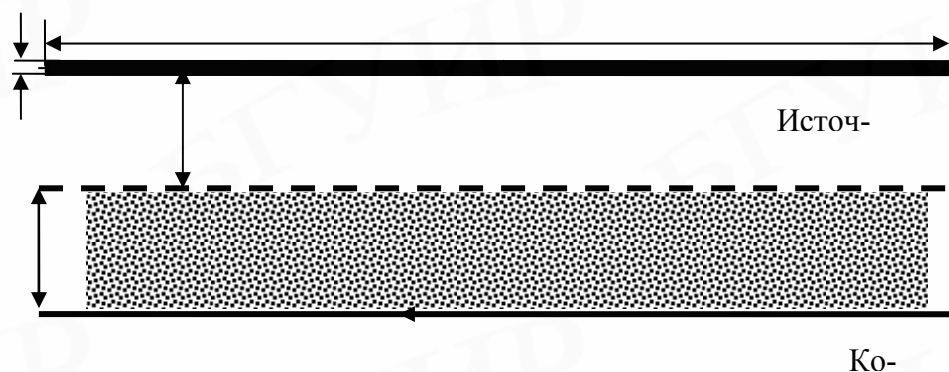


Рис. 3.9. Однопроводная антенна

Определим поле, излучаемое длинным проводом в свободном пространстве. Для этого обратимся к рис. 3.10. Поскольку волна перемещается вдоль провода от источника к нагрузке, то она постепенно теряет энергию. Такие потери могут быть оценены коэффициентом затухания.

Представим распределение тока прямой бегущей волны вдоль антенны как

$$I_f = I_z(z') \cdot e^{-\gamma(z') \cdot z'} = I_0 \cdot e^{-[\alpha(z') + jk_z(z')] \cdot z'}, \quad (3.10)$$

где $\gamma(z') = \alpha(z') + jk_z(z')$ – постоянная распространения;

$\alpha(z')$ – коэффициент затухания (1/м);
 $k_z(z')$ – коэффициент фазы (рад/м);
 $I(z') = I_0$ – ток вдоль провода.

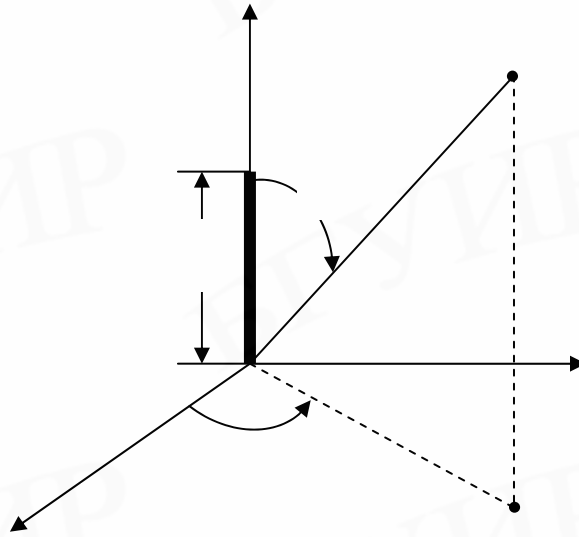


Рис. 3.10. К определению поля горизонтальной линейной антенны

Кроме потерь энергии вдоль провода существуют проводные и диэлектрические потери. Фактор затухания $\alpha(z')$ может учитывать как омические, так и диэлектрические потери. Но эти потери, особенно омические, обычно очень малы и при расчетах ими пренебрегают. Когда передача энергии осуществляется длинным проводом ($l \gg \lambda$) в воздушном полупространстве, потери малы и могут не приниматься во внимание. То есть распределение тока (3.10) может быть приближенно представлено формулой

$$I = I(z') \cdot e^{-j k_z \cdot z'} = I_0 \cdot e^{-j k_z \cdot z'}. \quad (3.11)$$

Тогда поле в дальней зоне определяется выражениями:

$$\begin{aligned}
 E_r &\cong E_\phi = H_r = H_\theta = 0; \\
 E_\theta &= j \cdot \eta \cdot \frac{k l \cdot I_0 \cdot e^{-j k \cdot r}}{4 \pi r} \cdot e^{-j (k \cdot l / 2) \cdot (K - \cos \theta)} \cdot \sin \theta \frac{\sin[(k \cdot l / 2) \cdot (\cos \theta - K)]}{(k \cdot l / 2) \cdot (\cos \theta - K)},
 \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$H_\phi \cong \frac{E_\theta}{\eta},$$

где K – коэффициент отношения фазовых постоянных волны вдоль линии передачи k_z и в свободном пространстве k :

$$K = \frac{k_z}{k} = \frac{\lambda}{\lambda_g}, \quad (3.13)$$

λ_g – длина волны в линии передачи.

На рис. 3.11 приведены ДН горизонтальной линейной антенны длиной $l = 5\lambda$, рассчитанные по (3.12) в режиме бегущей (а) и стоячей (б) волн.

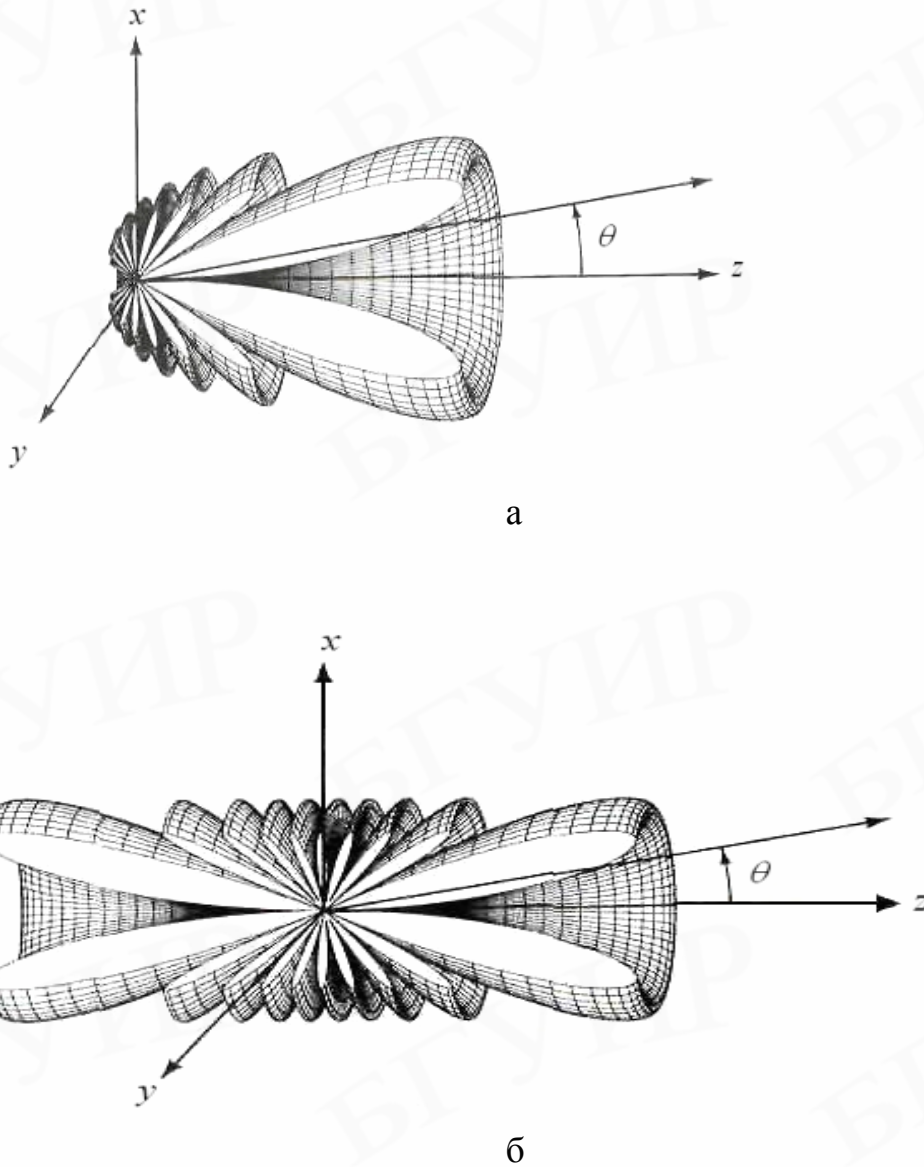


Рис. 3.11. ДН антенны Бевеиджа в режимах бегущей (а) и стоячей (б) волн при $l = 5\lambda$

Если подстилающая поверхность является идеальным отражателем, то общее поле для рис. 3.9 получается путем сложения каждого из (3.12) и фактора $\sin(kh \cdot \sin \theta)$.

$$W_{\text{ср}} = W_{\text{изл}} = \eta \cdot \frac{|I_0|^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot r^2} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{(\cos \theta - 1)^2} \cdot \sin^2 \left[\frac{k \cdot l}{2} \cdot (\cos \theta - 1) \right]. \quad (3.14)$$

Когда $k_z = k$ ($K = 1$), средняя плотность рассеиваемой мощности может быть записана в виде

$$W_{\text{изл}} = \eta \cdot \frac{|I_0|^2}{8 \cdot \pi^2 \cdot r^2} \cdot \text{ctg}^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \cdot \sin^2 \left[\frac{kl}{2} \cdot (\cos \theta - 1) \right]. \quad (3.15)$$

Из (3.15) следует, что распределение энергии вдоль антенны длиной l соответствует многолепестковой диаграмме направленности, число лепестков которой зависит от длины антенны. При больших значениях l функция синуса изменяется быстрее, чем котангенс, так как

$$\frac{k \cdot l}{2} \cdot (\cos \theta_m - 1) = \pm \left(\frac{2 \cdot m + 1}{2} \right) \cdot \pi, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots,$$

и углы главных лепестков определяются как

$$\theta_m = \cos^{-1} \left[1 \pm \frac{\lambda}{2 \cdot l} \cdot (2 \cdot m + 1) \right], \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.16)$$

При $m = 0$ (или $2m + 1 = 1$) для $l \gg \lambda$ угол максимального излучения приближается к нулю градусов и антенна становится почти излучателем продольного (осевого) типа.

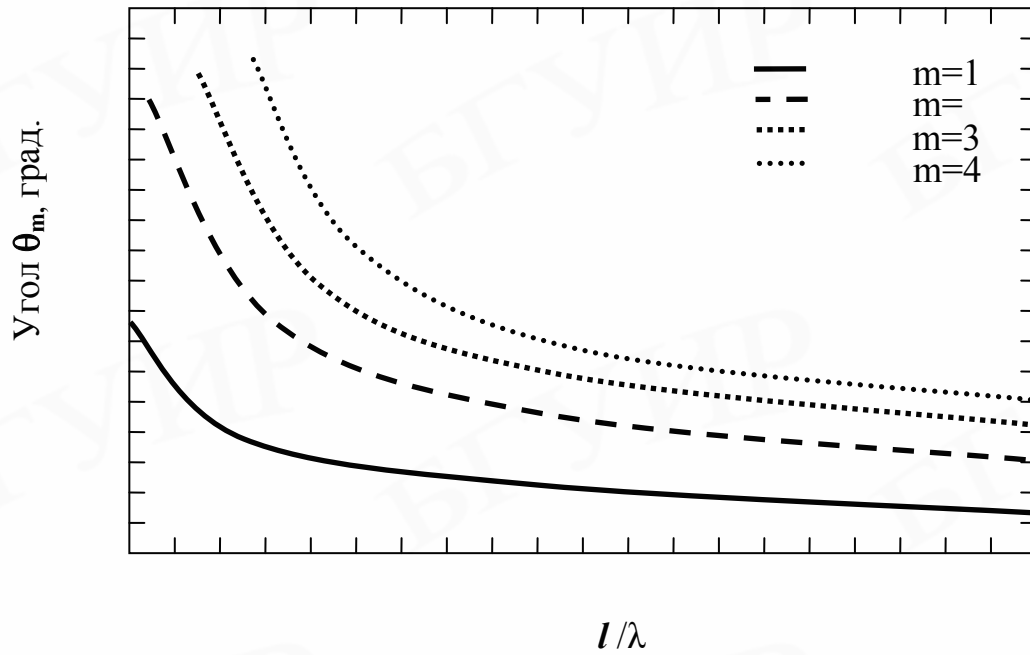
Подобным же образом определяются нули диаграммы направленности. В этом случае аргумент синуса

$$\frac{k \cdot l}{2} \cdot (\cos \theta_n - 1) = \pm n \cdot \pi, \quad n = 1, 2, 3, 4, \dots,$$

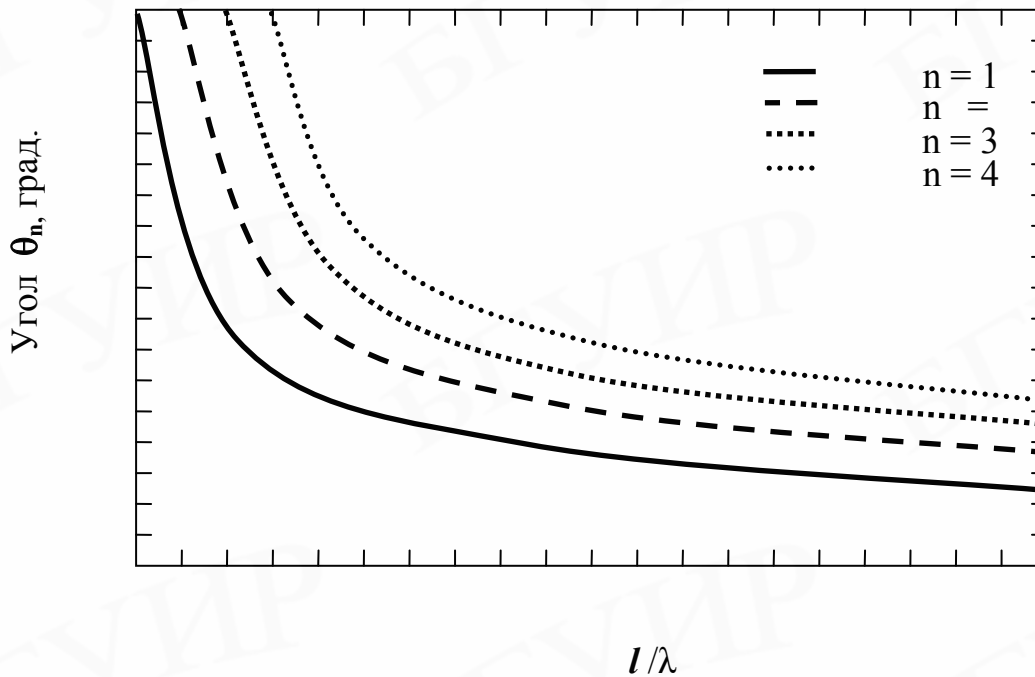
и углы, соответствующие нулям ДН, определяются выражением

$$\theta_n = \cos^{-1} \left[1 \pm n \cdot \frac{\lambda}{l} \right], \quad n = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (3.17)$$

Углы, соответствующие первым четырем лепесткам максимумов и нулям ДН, рассчитанным по (3.16 – 3.17), для $0,5\lambda \leq l \leq 10\lambda$ показаны на рис. 3.12.



а



б

Рис. 3.12. Зависимость углов главного направления и нулей ДН от длины однопроводной антенны

Полная мощность излучения может быть найдена после интегрирования (3.15) по поверхности сферы радиусом r .

$$P_{\text{изл}} = \iint_S W_{\text{изл}} ds = \frac{\eta}{4 \cdot \pi} |I_0|^2 \cdot \left[1,145 + \ln \left(\frac{k \cdot l}{2} \right) - C_i(2 \cdot k \cdot l) + \frac{\sin(2 \cdot k \cdot l)}{2 \cdot k \cdot l} \right],$$

(3.18)

где $c_1(x)$ – интегральный косинус.

Сопротивление излучения антенны находится как

$$R_{\text{изл}} = \frac{2P_{\text{изл}}}{|I_0|^2}, \quad (3.19)$$

а КНД определяется по формуле

$$D_0 = \frac{4 \cdot \pi \cdot U_{\text{макс}}}{P_{\text{изл}}}. \quad (3.20)$$

Для достижения максимального излучения однопроводных антенн бегущих волн следует уменьшить отражения тока от конца провода. Этого можно достичь увеличением диаметра провода или его снижением к отражающей поверхности. Полное устранение отражений может быть достигнуто, только если антенна имеет незначительную высоту подвеса и активную нагрузку (см. рис. 3.9). Значение нагрузочного сопротивления при этом должно быть равно сопротивлению провода с учетом влияния подстилающей поверхности. Для провода диаметром d и высотой подвеса h над поверхностью приблизительное значение сопротивления определяется формулой

$$R_L = 138 \lg \left(4 \frac{h}{d} \right). \quad (3.21)$$

Чтобы получить режим стоячей волны в антенне, можно использовать переменный нагрузочный резистор (обычно около 200 – 300 Ом), что обеспечивает согласование входного сопротивления с характеристическим сопротивлением линии.

Если антенна имеет неограниченную длину, то сопротивление линии не равно нагрузочному сопротивлению. Чтобы найти входное сопротивление при известном сопротивлении линии передач, используют формулу

$$Z_{\text{вх}}(l) = Z_{\text{л}} \cdot \left[\frac{R_L + j \cdot Z_{\text{л}} \cdot \operatorname{tg}(\beta \cdot l)}{Z_{\text{л}} + j \cdot R_L \cdot \operatorname{tg}(\beta \cdot l)} \right]. \quad (3.22)$$

Однопроводная антенна имеет линейную поляризацию, которая параллельна плоскости, образованной осью провода и вектором, направленным к точке наблюдения.

3.2.2. Г- и Т-образные антенны

Т- и Г-образные антенны представляют собой несимметричный вибратор, нагруженный на емкостную нагрузку. На рис. 3.13 показана Г-образная антенна.

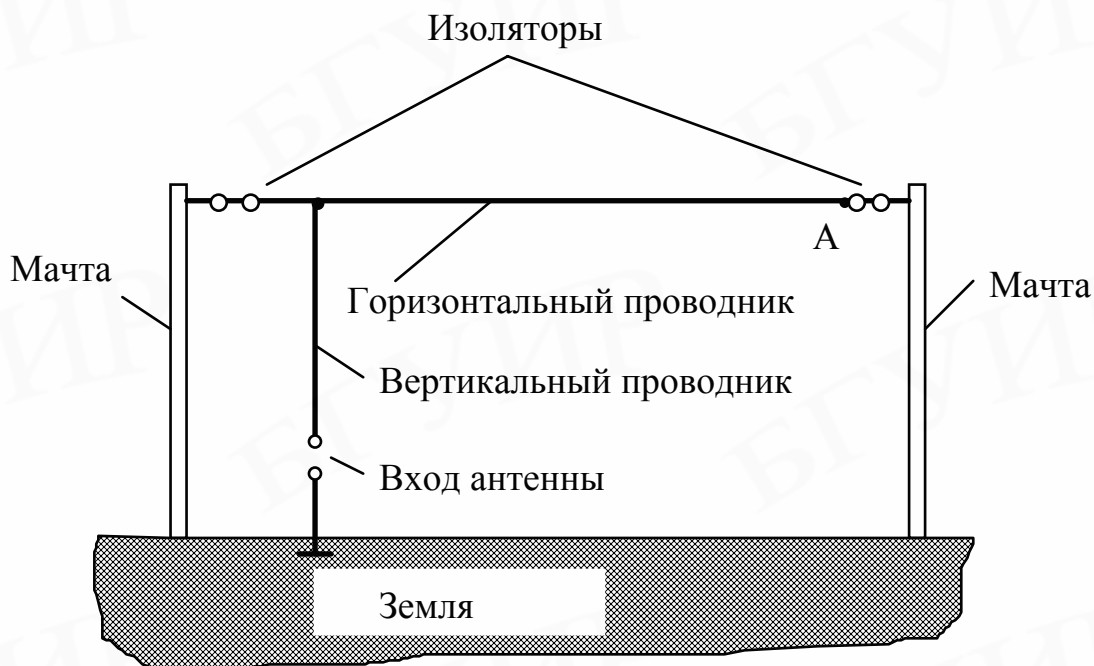


Рис. 3.13. Г-образная антенна

Излучающей частью в антенне является вертикальный проводник – вертикальный несимметричный вибратор. Горизонтальный проводник является емкостной нагрузкой антенны. Одна входная клемма подключается к вертикальной части, другая – заземляется.

Длина вертикальной части в диапазоне средних и длинных волн и в длинноволновой части коротковолнового диапазона значительно меньше длины волны. Без горизонтального проводника на конце вертикального проводника ток равен нулю и возрастает ко входу по закону стоячей волны (синусоиды). На длине вертикального проводника укладывается небольшая часть полуволны, поэтому амплитуда тока на входе существенно меньше максимального значения, соответствующего пучности синусоиды, и для излучения заданной мощности необходимо на входе создавать большой ток. Подключение горизонтального проводника относит узел тока на конец горизонтальной части (в точку А на рис. 3.13), что ведет к росту сопротивления излучения.

Влияние проводящей поверхности Земли увеличивает вдвое сопротивление излучения. Токи в вертикальных частях реальной антенны и ее зеркального изображения имеют одинаковое направление, а в горизонтальных частях – противоположное. Вертикальные части в результате становятся эквивалентными симметричному вибратору, а поля горизонтальных частей реальной антенны и ее зеркального изображения компенсируют друг друга. В результате поле излучения антенны имеет вертикальную по отношению к Земле поляризацию.

В Т-образных антеннах емкостная нагрузка выполняется в виде горизонтального проводника, к центру которого подключен вертикальный проводник, что показано на рис. 3.14 (на рисунке не показаны опорные мачты, изоляторы, а Земля показана в виде заземления).

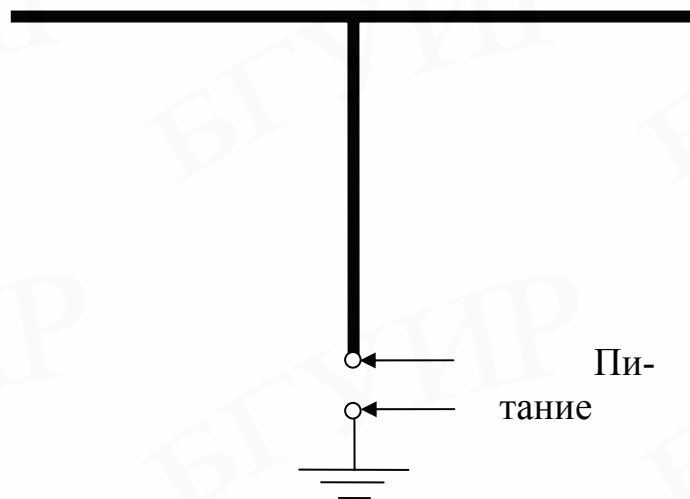


Рис. 3.14. Т-образная антенна

Емкостная нагрузка может быть более развитой – в виде системы горизонтальных или наклонных проводников (зонтичные антенны).

К системе горизонтальных проводников может подключаться несколько вертикальных. Один из них в нижней части является одной из входных клемм антенны, другие в нижней части заземляются через катушки индуктивности.

3.2.3. V-антенна

Однопроводная антенна обладает низким КНД, высоким уровнем боковых лепестков, а угол максимального излучения зависит от длины антенны. Эти и другие недостатки однопроводных антенн могут быть устранены при использовании более сложных антенн. Одной из таких антенн является V-антенна, реализуемая на двух проводниках, соединенных одним концом с линией питания (рис. 3.15).

При длинах, больших $1,25\lambda$, из-за увеличения уровня боковых лепестков направленность линейных горизонтальных диполей будет снижаться. Путём изменения внутреннего угла V – уголкового симметричного вибратора направленность может быть увеличена. Для больших V-антенн обычно требуется уменьшение внутреннего угла между проводами. Большинство V-антенн симметричны ($\theta_1 = \theta_2 = \theta_0$ и $l_1 = l_2 = l$). V-антенны могут быть одно- или двунаправленными. Однонаправленные V-антенны должны быть нерезонансными. Одним из способов реализации такой антенны является включение нагрузочного сопротивления, равного сопротивлению линии передачи при разомкнутой антенне (рис. 3.16, а).

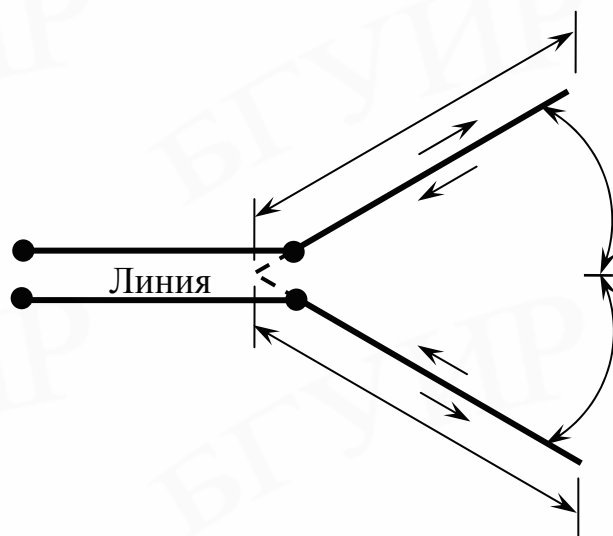


Рис. 3.15. V-антенна

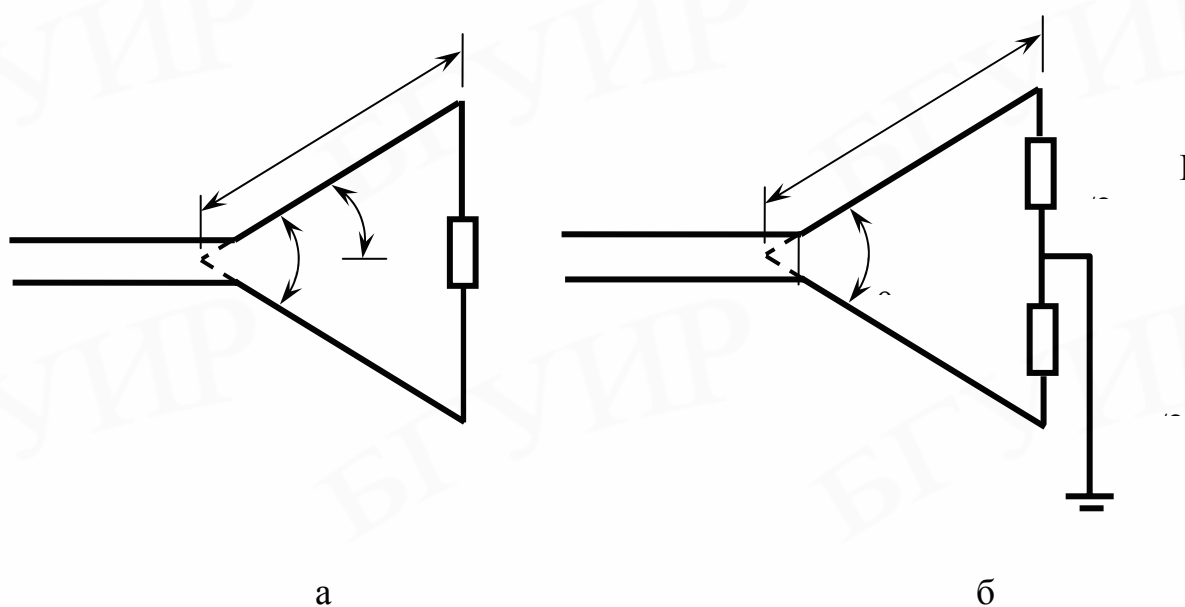


Рис. 3.16. Способы достижения однонаправленности V-антенны

Согласующий резистор может также быть разделён на два равных, концы, которых присоединяются к заземляющему проводу (рис. 3.16, б). Если длина каждого плеча антенны очень велика ($l > 5\lambda$), будет наблюдаться рассеяние поля вдоль каждого плеча и не потребуется дополнительного ограничения сопротивления.

3.2.4. Вертикальный симметричный вибратор

В диапазоне коротких волн используются также вертикальные симметричные вибраторы. Схема такого варианта приведена на рис. 3.17. Элементами вибратора являются оттяжки мачты. На рис. 3.17 точками показаны входные клеммы (точки А и В), кружочками – изоляторы. Антенна питается от двухпроводной (или экспоненциальной) линии, идущей от передатчика, расположенного на поверхности Земли.

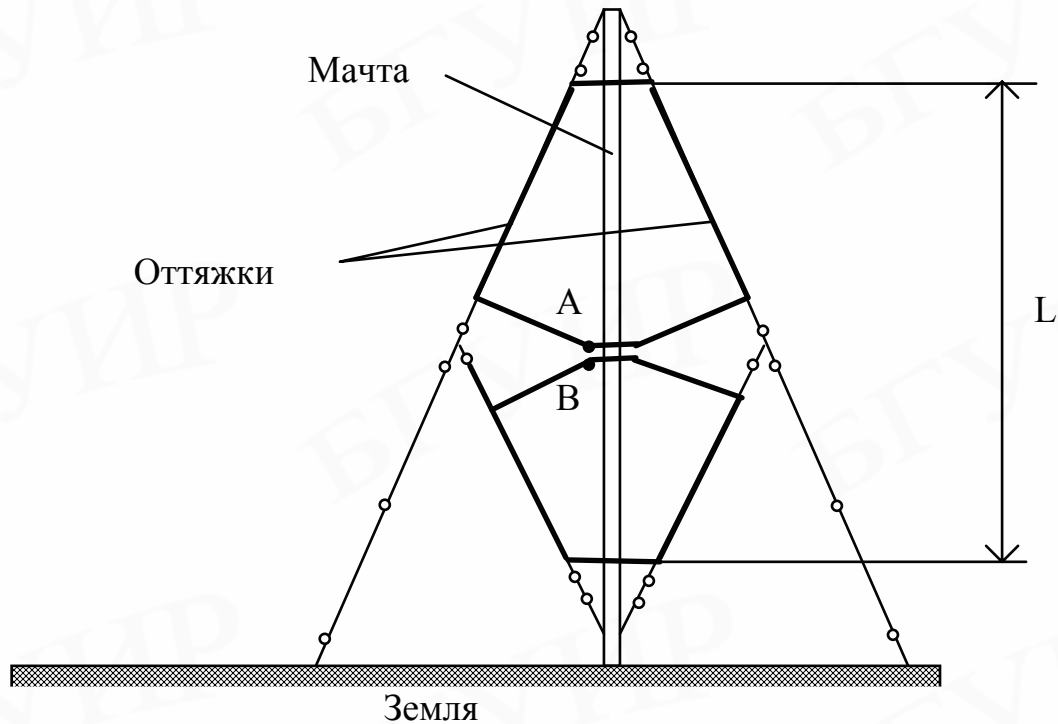


Рис. 3.17. Вертикальный симметричный вибратор КВ-диапазона

Та часть оттяжек и других проводников, которая образует плечи вибратора, выделена на рис. 3.17 жирными линиями. Длина вибратора L делается резонансной.

Увеличение поперечных размеров вибратора позволяет улучшить диапазонные свойства антенны по сравнению с вибратором из тонких вертикальных проводников.

3.3. Рамочные антенны

В рассматриваемых диапазонах волн в качестве приемных антенн используются рамочные антенны с длиной периметра рамки, значительно меньшей длины волны. В такой рамке распределение амплитуд и фаз тока является практически равномерным, поэтому главный максимум диаграммы направленности ориентирован перпендикулярно оси рамки.

На рис. 3.18 показаны круглая рамка, возбуждаемая в разрыве, направление и распределение тока в рамке в режиме передачи в фиксированный момент времени.

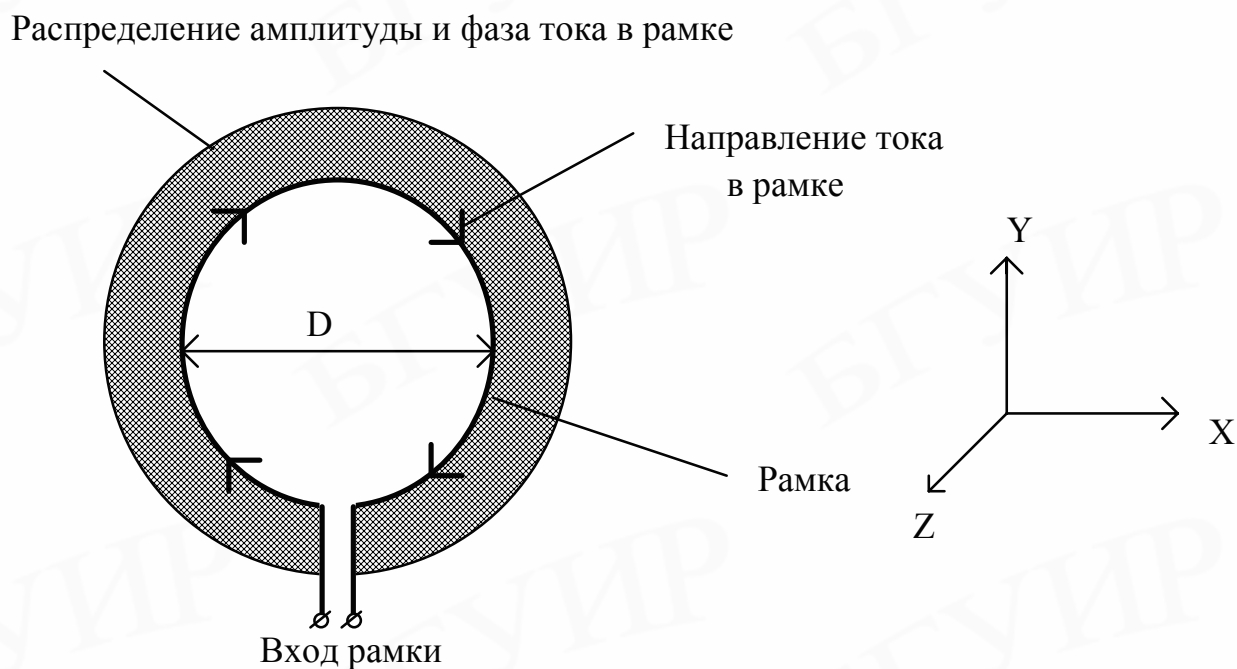


Рис. 3.18. Рамочная антенна

Как видно, в любых двух диаметрально противоположных элементах рамки токи имеют противоположное направление. Поэтому поля их в направлении оси рамки компенсируют друг друга. В плоскости XY (плоскости рамки) разность расстояний от указанных элементов рамки до точки наблюдения в дальней зоне максимальна и отличается на величину диаметра рамки D . Поэтому в данной плоскости диаграмма направленности имеет максимум.

Объемная диаграмма направленности представляет собой тороид. Ось тороида совпадает с осью рамки, что видно из рис. 3.19 (показана половина

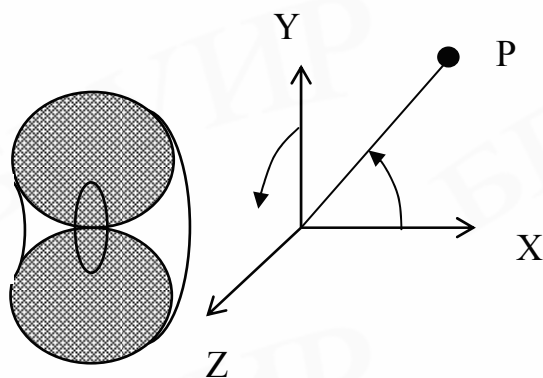


Рис. 3.19. Диаграмма направленности рамочной антенны

тороида – дальняя от читателя). В плоскости ХУ рамка не направлена. В плоскости, содержащей ось Z (плоскость $\varphi = \text{const}$), диаграмма направленности описывается выражением $F(\theta) = \sin \theta$. На рис. 3.19 показана точка Р в дальней зоне и ее угловые координаты φ, θ . Такая рамка является магнитным диполем. Плоскость Е – это плоскость ХУ, плоскость Н – плоскость $\varphi = \text{const}$.

В режиме приема электродвижущая сила (ЭДС), наводимая в рамке, определяется в соответствии с законом электромагнитной индукции Фарадея выражением

$$e = -\frac{d}{dt} \int_S \mu_a H dS, \quad (3.23)$$

где μ_a – абсолютная магнитная проницаемость среды, в которой расположена рамка;

H – напряженность магнитного поля принимаемой волны;

$S = \frac{\pi D^2}{4}$ – площадь рамки.

Из (3.23) следует, что чем больше напряженность магнитного поля принимаемой волны в пределах плоскости рамки и магнитная проницаемость μ_a , тем больше ЭДС. Для увеличения ЭДС рамка может быть расположена на ферритовом сердечнике, как показано на рис. 3.20.

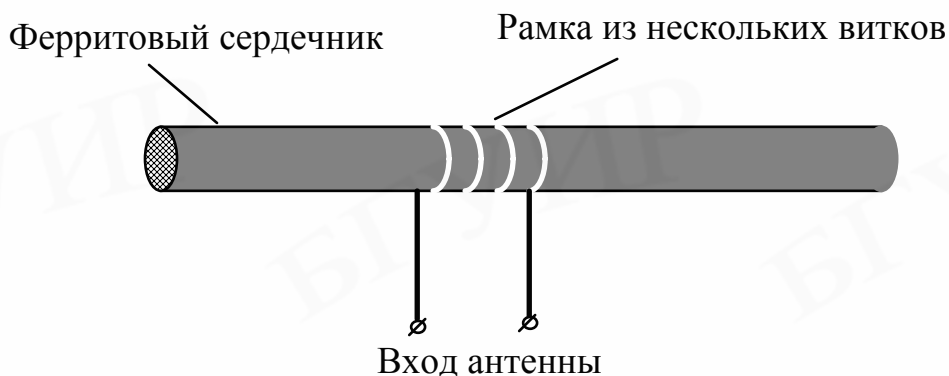


Рис. 3.20. Рамочная антенна с ферритовым сердечником

В этом случае рамка выполняется в виде нескольких витков и индуктивность рамки используется в качестве элемента входного контура радиоприемника.

3.4. Ромбические антенны

Ромбические антенны используются в диапазоне коротких волн. Конструкция такой антенны приведена на рис. 3.21, где цифрами 1, 2, 3, 4 обозначены опоры, стоящие на поверхности Земли, кружочками – изоляторы.

Излучающий проводник представляет собой двухпроводную линию, но изогнутую в виде ромба. С одной вершины ромба двухпроводная линия возбуждается от вертикально расположенной двухпроводной линии (линии питания), с другой

стороны – нагружена на активное сопротивление R , равное волновому сопротивлению излучающей ромбической двухпроводной линии.

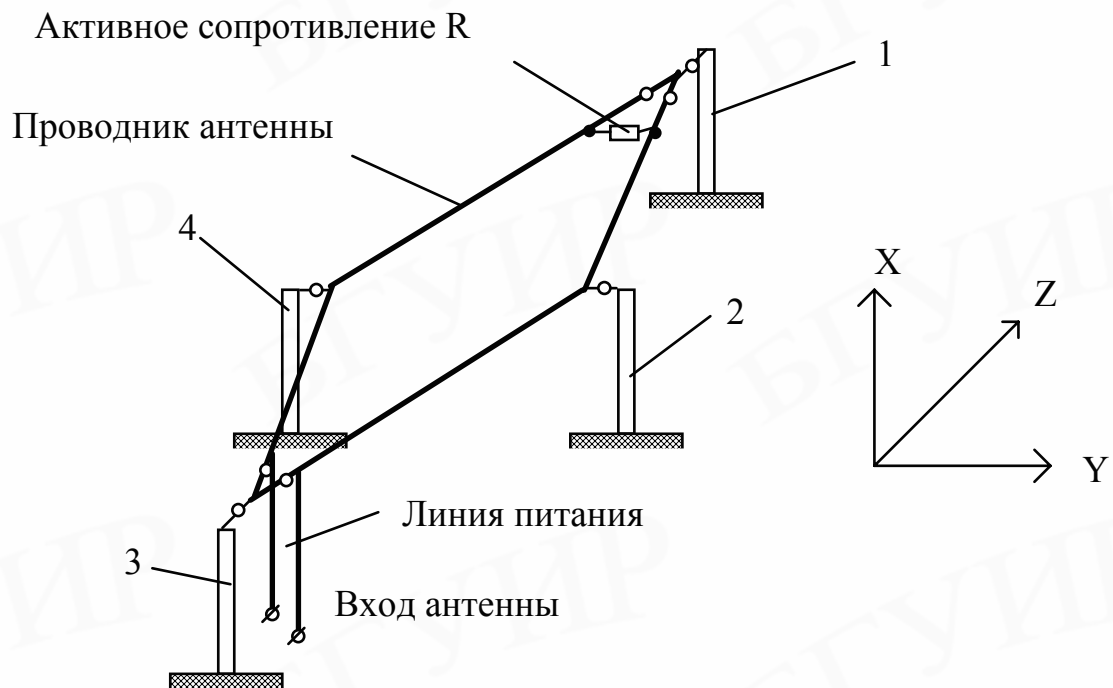


Рис. 3.21. Ромбическая антенна

Плоскость ромба параллельна поверхности Земли (ромб лежит в плоскости YZ на рис. 3.21, ось X перпендикулярна поверхности Земли).

Благодаря нагрузке излучающей двухпроводной линии, на сопротивление R в линии устанавливается режим бегущей волны тока.

Поляризация антенны – горизонтальная по отношению к поверхности Земли, максимум диаграммы направленности ориентирован вдоль оси Z . Рассмотрим принцип работы антенны.

Излучающий проводник в виде ромба состоит из четырех сторон. Длина каждой стороны равна L . От клемм возбуждения в сторону нагрузочного сопротивления R распространяется бегущая волна тока. Вследствие этого каждая сторона ромба представляет собой линейную антенну с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением. Фазовая скорость волны тока немного меньше скорости света в свободном пространстве за счет конечной проводимости проводника антенны. Поэтому коэффициент замедления волны тока K_3 больше единицы, но незначительно ($K_3 \approx 1,005 - 1,01$). Элементарным излучателем прямолинейного проводника является диполь Герца. На рис. 3.22 показан прямолинейный излучающий проводник длиной L с бегущей волной тока (вектор фазовой скорости волны тока направлен вдоль оси проводника слева направо).

При коэффициенте замедления $K_3 > 1$ множитель $F_c(\theta)$ системы имеет максимум, ориентированный вдоль оси антенны, и определяется выражением

$$F_c(\theta) = \frac{\sin \psi}{\psi}, \quad (3.24)$$

где

$$\psi = \frac{\pi L}{\lambda} (K_3 - \cos \theta). \quad (3.25)$$

Диполь Герца имеет диаграмму направленности $F_1(\theta) = \sin \theta$. В выражении (3.24) угол θ отсчитывается от оси проводника, как показано на рис. 3.22.

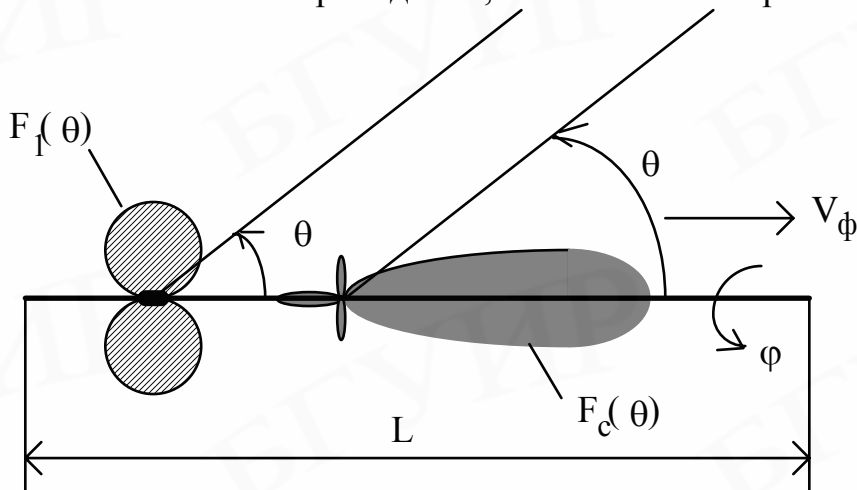


Рис. 3.22. Излучающий прямолинейный проводник

На рис. 3.22 показан множитель системы $F_c(\theta)$ – зачернен, диаграмма направленности диполя Герца – заштрихована. Так как диаграмма направленности $F(\theta)$ не зависит от угла φ , пространственная диаграмма направленности представляет собой конус с максимумом, ориентированным под углом θ_m по отношению к оси проводника. Плоскостью E является плоскость, в которой лежит проводник, т.е. $\varphi = \text{const}$, плоскость H перпендикулярна оси проводника.

На рис. 3.23 показана ромбическая антенна в плане и диаграмма направленности каждой стороны ромба в виде двух лепестков a и b . Длина каждой стороны ромба и угол α при вершине ромба выбираются так, чтобы лепестки a каждой стороны были ориентированы вдоль оси ромба (оси Z), а поля в направлении оси ромба в этих лепестках складывались с одинаковыми фазами.

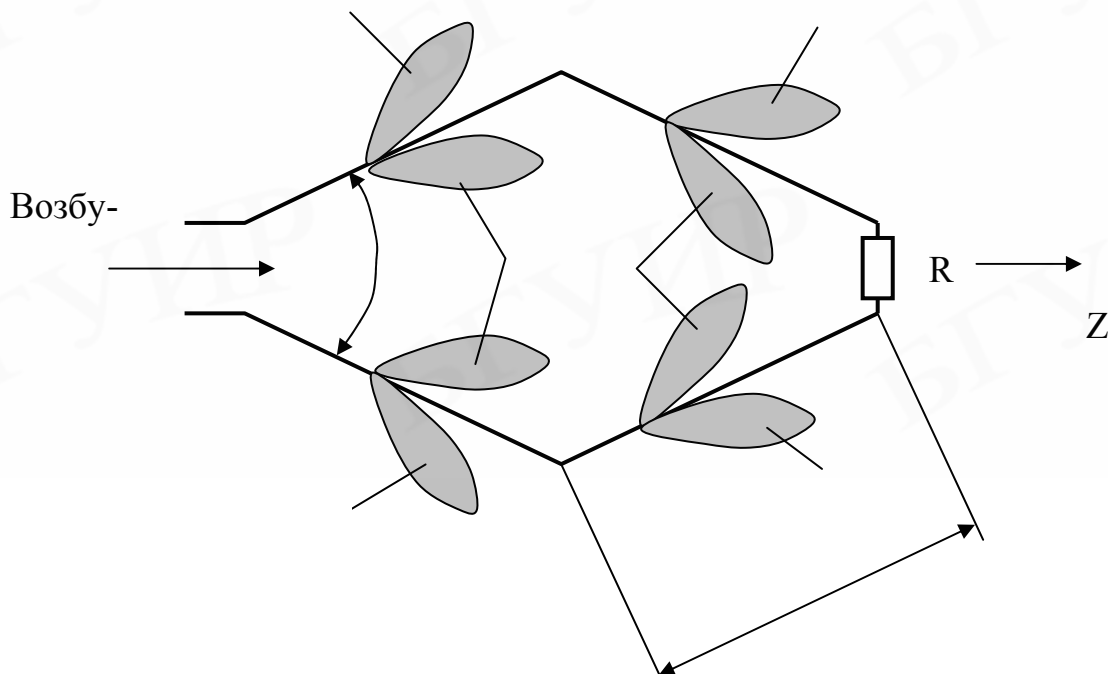


Рис. 3.23. Ромбическая антенна в плане

В результате диаграмма направленности антенны имеет вид, показанный на рис. 3.24.

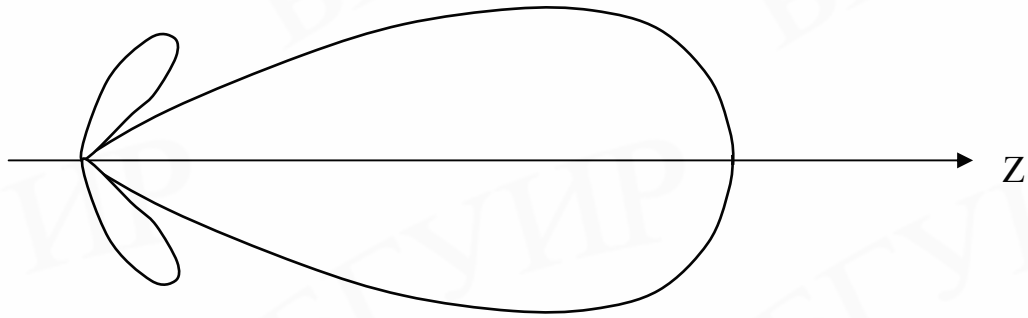


Рис.3.24. Диаграмма направленности ромбической антенны

3.5. Спиральные антенны

Тонкий проводник, свернутый в спираль, образует спиральную антенну. Такая антенна в зависимости от ее геометрии может формировать:

- осевую ДН при возбуждении в коаксиальной линии основной волны типа Т и радиусе спирали $a = \frac{\lambda}{2\pi}$ (рис. 3.25, а);

- коническую ДН при возбуждении в круглом волноводе волн H_{0n} или E_{0n} и радиусе спирали $a = \frac{n\lambda}{2\pi}$, где $n = 2, 3, 4, \dots$ (рис. 3.25, б).

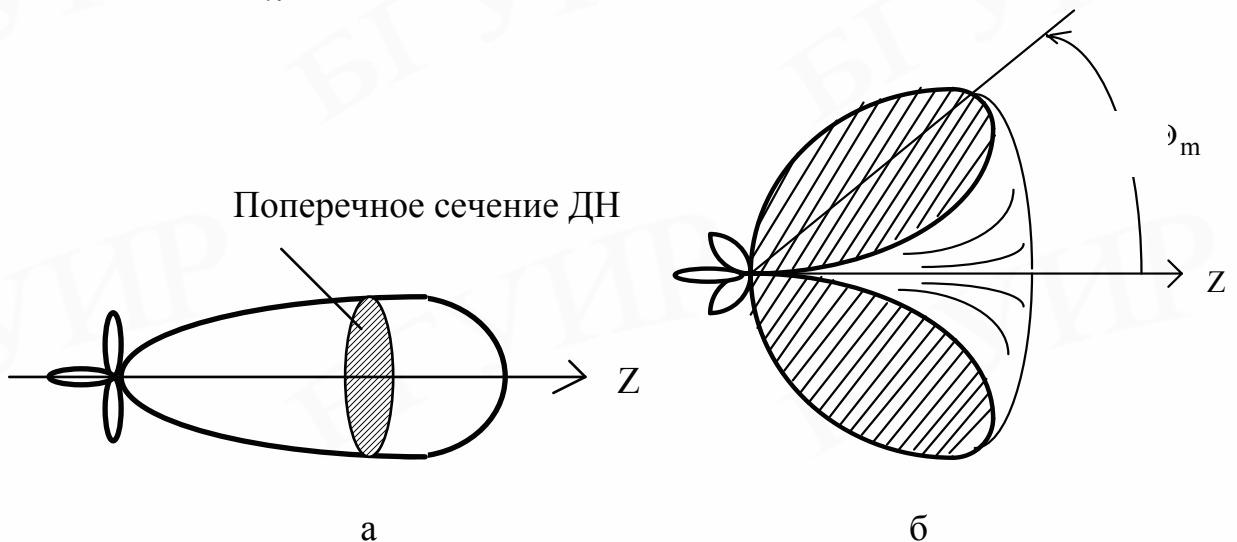


Рис. 3.25. Осевая (а) и коническая (б) диаграммы направленности

Цилиндрическая регулярная однозаходная спиральная антенна в режиме осевого излучения имеет коэффициент перекрытия по частоте $K_f = \frac{f_{\max}}{f_{\min}} \approx 1,8$ и излу-

чает поле круговой поляризации в направлении оси спирали. Спиральная антенна может быть выполнена в форме конуса, что увеличивает K_f , или плоской спирали, что уменьшает продольный размер антенны, но уменьшает K_f . Увеличение числа заходов (ветвей) спирали увеличивает K_f . Если заходы намотаны в разные стороны (правые и левые спирали), появляется возможность управления поляризацией излучения путем изменения амплитуд и фаз токов, возбуждающих отдельные заходы.

3.5.1. Однозаходная регулярная спиральная антенна

Геометрические размеры элементов антенны показаны на рис. 3.26.

Спиральная антенна характеризуется числом витков спирали N (может быть не целым), углом намотки α , длиной спирали L . Связь угла α и радиуса a поясняется рис. 3.27, на котором показаны цилиндр радиусом a и развертка спирали в виде прямоугольного треугольника с углом при вершине α и длиной катета, равной периметру цилиндра $2\pi a$. Показана также спиральная линия, которую опишет гипотенуза, если треугольник намотать на цилиндр: толстой линией – на видимой стороне цилиндра, пунктирной – на невидимой.

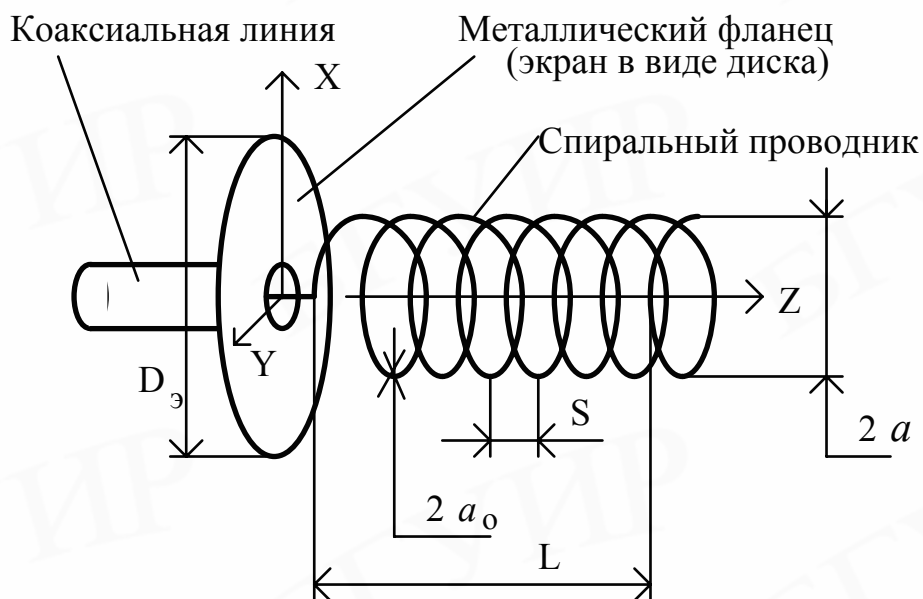


Рис. 3.26. Регулярная спиральная антенна:

- $2a$ – диаметр спирали (диаметр цилиндра, на который намотана спираль);
- $2a_0$ – диаметр провода; S – шаг (период) спирали (расстояние между одинаково расположенными точками соседних витков);
- $D_{\text{э}}$ – диаметр экрана; L – длина спирали вдоль оси Z

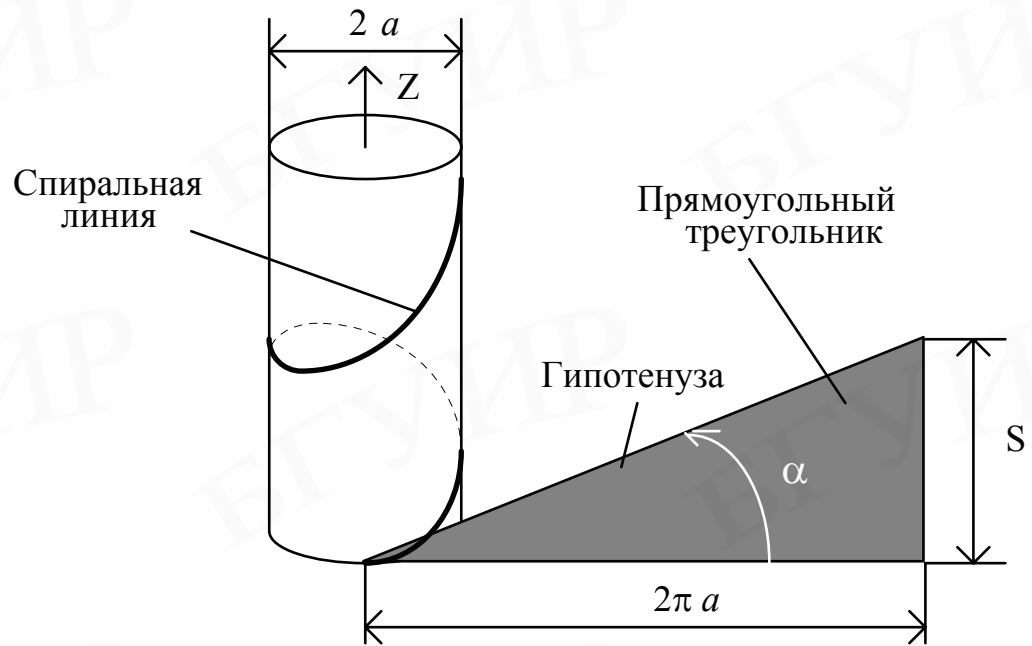


Рис. 3.27. Образование спиральной линии

Из рис. 3.27 следует соотношение $S = 2\pi a \operatorname{tg} \alpha$. (3.26)

Длина спирали вдоль оси Z равна

$$L = S \cdot N = 2\pi a \cdot N \cdot \operatorname{tg} \alpha. \quad (3.27)$$

Радиус провода спирали a_0 делается равным приблизительно $(0,1 - 0,01) a$, диаметр экрана $D_э \approx (0,5 - 0,7) \lambda_{ср}$, где $\lambda_{ср}$ – средняя длина волны рабочего диапазона.

Все волны в спиральной линии имеют продольные и поперечные по отношению к оси составляющие векторов E и H и являются аналогами волн HE_{mn} и EH_{mn} в круглом волноводе. Отличие заключается в том, что они распространяются с фазовой скоростью, меньшей скорости света в свободном пространстве, и, следовательно, являются поверхностными.

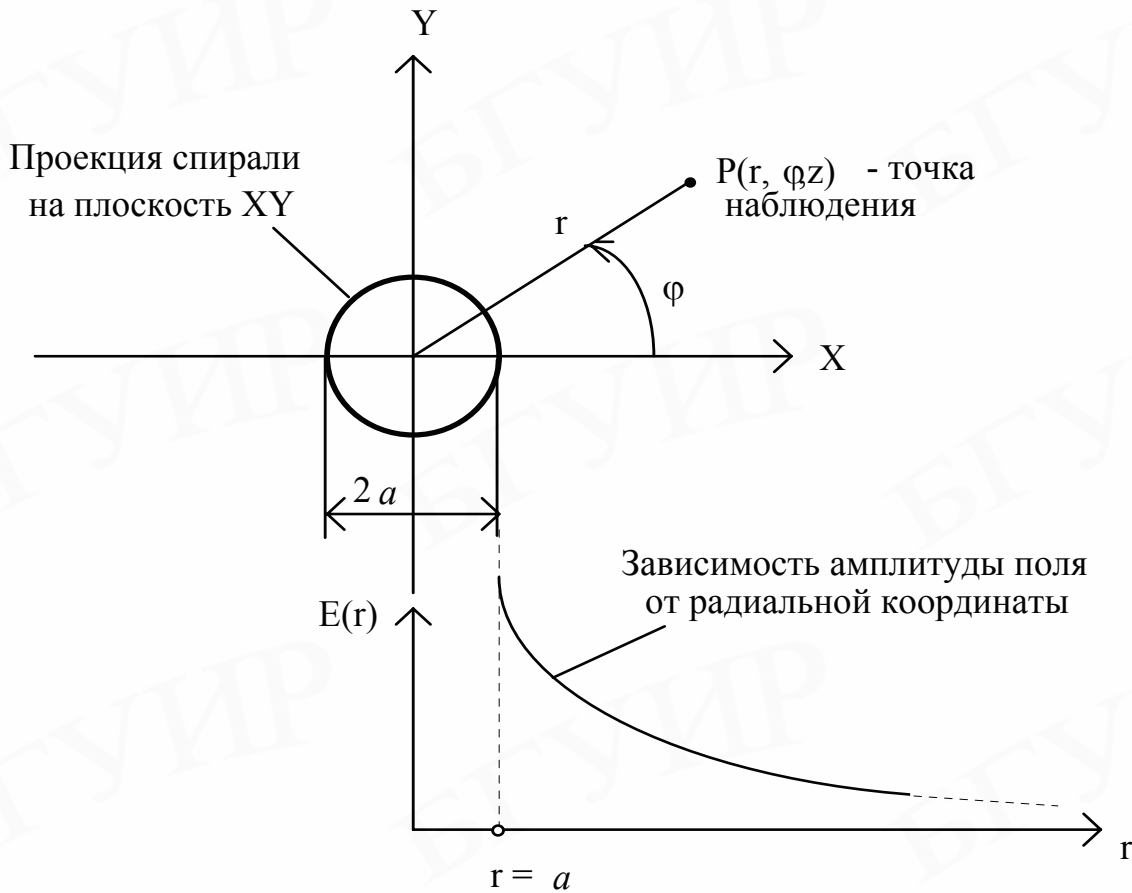


Рис. 3.28. Распределение амплитуд поля в спиральной линии в радиальном направлении

Амплитуды векторов E и H при удалении от оси спирали в радиальном направлении (вдоль r на рис. 3.28) в области $r > a$ уменьшаются приблизительно по экспоненциальному закону. Чем меньше фазовая скорость, тем быстрее спадает амплитуда поля с ростом r . В регулярной (бесконечной вдоль оси Z) замедляющей системе существует поток мощности только вдоль оси Z . Это общая закономерность для замедленных волн в любых замедляющих системах.

Так как по координате r при $r > a$ укладывается только одна вариация поля, индекс $n = 1$. В связи с этим волны в спиральной линии обозначаются символом T_m (второй индекс n не пишется) и являются волнами типа EH. Индекс m имеет такой же физический смысл, что и в круглом волноводе – число полных периодов изменения поля по координате φ .

В регулярной спиральной линии распределение тока в витке спирали по координате φ является периодической функцией φ с периодом 2π , что следует из совпадения точки наблюдения $P(r, \varphi, z)$ и $P(r, \varphi + 2\pi, z)$ в пространстве. Поэтому ток в проводнике спирали $I(\varphi, z)$ можно разложить в комплексный ряд Фурье:

$$I(\varphi, z) = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} I_m(z) e^{jm\varphi}. \quad (3.28)$$

Каждый член этого ряда называется пространственной φ -гармоникой, $I_m(z)$ – амплитуды гармоник. Аналогично можно представить и поле спиральной линии:

$$E(\varphi, z) = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} E_m(z) e^{jm\varphi}. \quad (3.29)$$

В зависимости от величины $ka = \frac{2\pi a}{\lambda}$ в рядах (3.28) и (3.29) преобладающей (резонирующей) будет одна из гармоник. Поле волны T_m в общем случае может быть записано в форме (3.29), при этом в поле резонирует гармоника с номером m .

ДН и поляризация излучения спиральной антенны на волнах T_m

Пусть в поле волны T_m резонирует гармоника с $m=1$. Пренебрегая всеми остальными гармониками, ток $I(\varphi, z)$ в соответствии с (3.28) можно записать в виде

$$I(\varphi, z) = I_1(z) e^{j\varphi} = I_1(z) \cos \varphi + jI_1(z) \sin \varphi. \quad (3.30)$$

Поскольку в спирали существует бегущая волна тока (от конца спирали отражение слабое и им можно пренебречь при приближенном рассмотрении процессов и расчете), ток $I_1(z)$ определяется выражением

$$I_1(z) = I_1 e^{-j\beta z}, \quad (3.31)$$

описывающим волну, распространяющуюся вдоль оси Z . В (3.31) I_1 – амплитуда тока, β – коэффициент фазы.

Из выражения (3.30) следует, что ток $I(\varphi, z)$ представляет собой сумму двух токов $I'(\varphi, z) = I_1(z) \cos \varphi$ и $I''(\varphi, z) = jI_1(z) \cdot \sin \varphi$. В каждом из них одинаковая зависимость от координаты z , одинаковые амплитуды $I_1(z)$, но разные зависимости от координаты φ . Причем токи сдвинуты по фазе на 90° . На рис. 3.29 а, б в виде эпюры показано распределение токов $I'(\varphi, z)$, $I''(\varphi, z)$ на витке спирали в зависимости от φ .

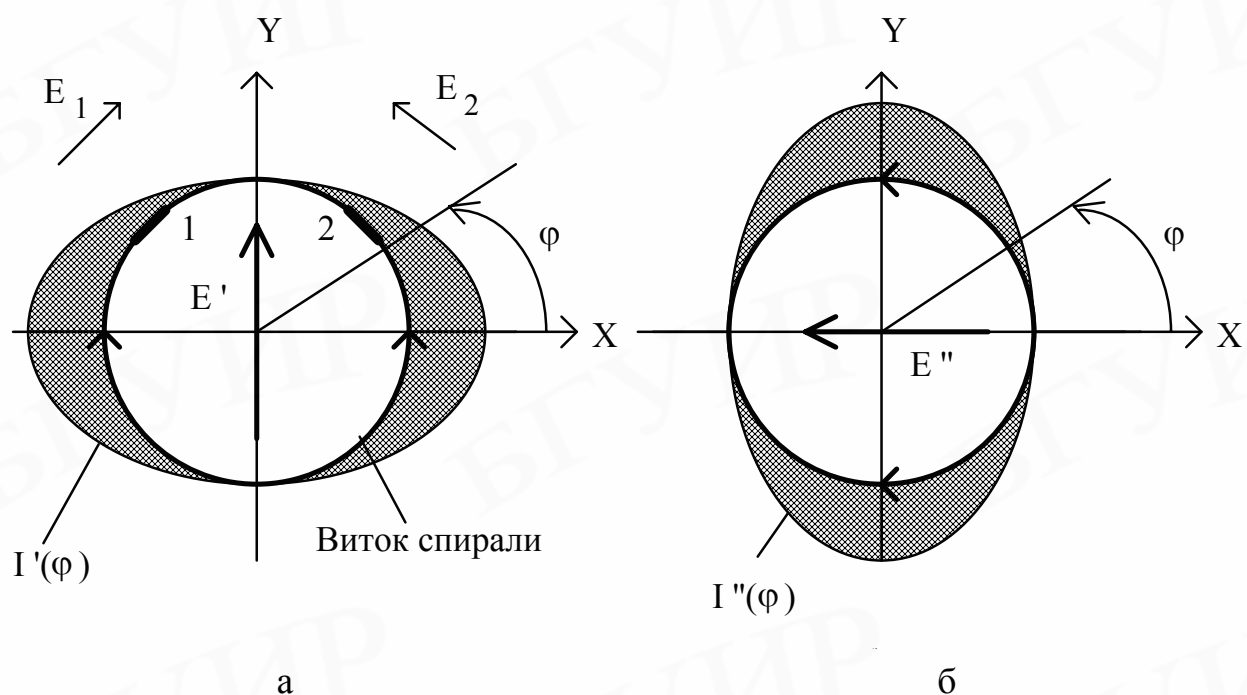


Рис. 3.29. Распределение тока в витке спирали:

1, 2 – элементарные излучатели витка; E_1, E_2 – поля, созданного элементами 1 и 2 на оси спирали (оси Z); $E'(\varphi, z)$ – вектор, равный сумме векторов E_1 и E_2

Как видно, вектор E' ориентирован вдоль оси Y , т.е. поляризован линейно вертикально. Аналогично для любых двух элементарных излучателей, расположенных симметрично относительно оси Y , вектор E их суммарного поля ориентирован вдоль оси Y . Поэтому вектор E всех элементов витка будет ориентирован вдоль оси Y и можно считать, что вектор E' – это вектор электрического поля одного витка спирали на ее оси для тока $I'(\varphi, z)$. Причем виток излучает одинаково и вдоль оси $+Z$, и в обратном направлении – вдоль оси $-Z$, и максимум диаграммы направленности одного витка ориентирован по оси Z . Плоскостью E является плоскость YZ , плоскостью H – плоскость XZ . Диаграммы направленности одного витка в плоскостях E и H для тока $I'(\varphi, z)$ показаны на рис. 3.30. На рисунке виток спирали показан в виде кольца.

На рис. 3.29, б показаны распределение тока $I''(\varphi) = I''(\varphi, z)|_{z=\text{const}}$ и вектор E'' поля на оси спирали, созданного витком спирали с этим током. Вектор E'' ориентирован вдоль оси X . Плоскости E и H поля витка с током $I''(\varphi)$ меняются местами по сравнению с полем тока $I'(\varphi)$. Так как токи $I''(\varphi)$ и $I'(\varphi)$ имеют одинаковые амплитуды и сдвинуты по фазе на 90° , векторы E' и E'' также одинаковы по амплитуде, сдвинуты по фазе на 90° и взаимно перпендикулярны в пространстве. Вследствие этого результирующий вектор $E = E' + E''$ поля одного витка спирали имеет круговую поляризацию вдоль оси спирали.

Как показано на рис. 3.30, главный лепесток ДН витка спирали в плоскости E уже, чем в плоскости H . Это связано с тем, что элементарный излучатель витка –

диполь Герца в плоскости Н излучает ненаправленно, а в плоскости Е вдоль оси не излучает.

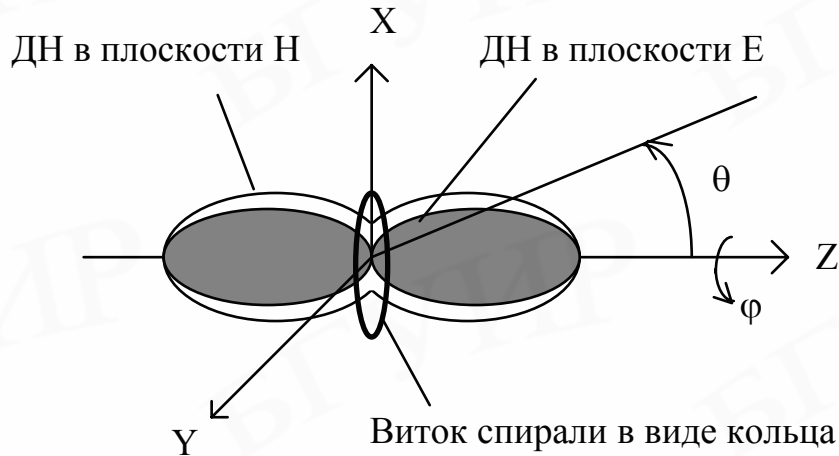


Рис. 3.30. Диаграммы направленности одного витка спирали в плоскостях Е и Н

В суммарном поле витка спирали, имеющем круговую поляризацию, плоскости Е и Н вращаются вокруг оси Z с частотой поля. Поэтому рассматриваются диаграммы направленности по составляющим E_θ и E_φ . Эти диаграммы направленности определяются выражениями

$$F_1^\theta(\theta) = J_0(ka \sin \theta) \cos \theta, \quad (3.32)$$

$$F_1^\varphi(\theta) = J_0(ka \sin \theta), \quad (3.33)$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка;
 k – волновое число свободного пространства;
 a – радиус спирали.

Вдоль системы витков распространяется бегущая волна тока, поэтому устанавливается линейное фазовое распределение. Поля всех витков в направлении оси Z (в направлении вектора фазовой скорости волны тока) складываются с одинаковыми фазами, в противоположном направлении – компенсируют друг друга. В результате спиральная антенна на волне T_1 формирует поле с осевой диаграммой направленности (см. рис. 3.25, а).

Аналогично, рассматривая распределение тока в витке спирали на волне T_2 , можно показать, что виток спирали имеет коническую ДН (см. рис. 3.25, б). Из рис. 3.32 следует, что в элементах витка, расположенных диаметрально противоположно, токи противофазны, поэтому их суммарное поле на оси спирали равно нулю. Под некоторым углом к оси поля этих элементов уже сдвинуты по фазе за счет разности хода, и их суммарное поле не равно нулю. То же самое наблюдается на всех волнах T_m . Причем с ростом номера m растет число боковых лепестков ДН, а

направление главного максимума приближается к оси спирали – угол θ_m уменьшается.

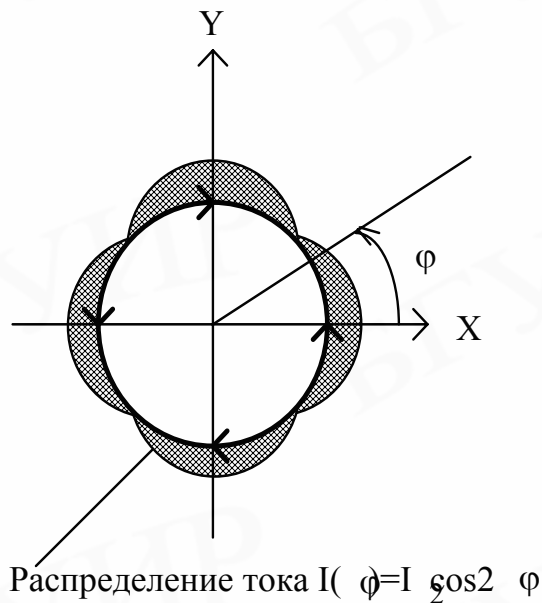


Рис.1.25. Распределение тока для волны T_2

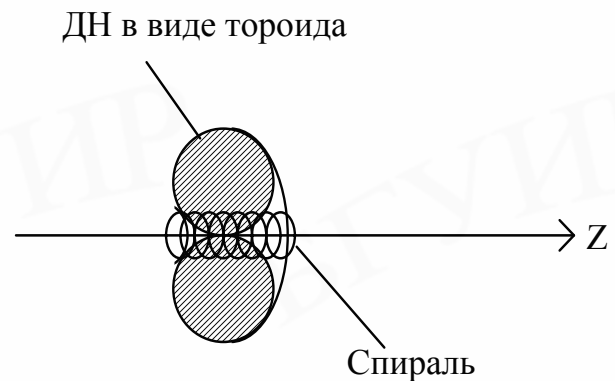


Рис.1.26. ДН на волне T_0

В режиме T_0 , когда резонирует нулевая пространственная гармоника ($m = 0$), ток на протяжении всего витка спирали имеет одинаковую фазу (одинаковое направление). Поэтому такой виток эквивалентен магнитному диполю, не излучающему вдоль оси витка. Диаграмма направленности антенны в режиме T_0 показана на рис. 3.32 и имеет форму тороида.

Гармоника с номером m резонирует в поле спирали, если на периметре цилиндра спирали укладывается m длин волн λ , т.е. $2\pi a = m\lambda$ или

$$ka = \frac{2\pi a}{\lambda} = m. \quad (3.34)$$

Подробный анализ типов волн в спиральной линии показывает, что условие (3.34) определяет среднюю длину волны рабочего диапазона, в котором существует волна T_m .

Диаграмму направленности и КНД спиральной антенны можно приближенно рассчитать по формулам, полученным аналитически для линейной антенной решетки с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением возбуждения; более точно – численно, предварительно определив АФР. Расчет антенны и ее параметров можно также произвести по эмпирическим формулам, полученным в результате обработки большого числа экспериментальных результатов.

Аналитический метод заключается в следующем. Регулярную спиральную антенну с числом витков N можно считать линейной антенной решеткой. Диаграмма направленности такой решетки по составляющим E_θ и E_φ определяется выражением

$$F_{\theta,\varphi}(\theta) = F_1^{\theta,\varphi}(\theta)F_c(\theta). \quad (3.35)$$

Диаграммы направленности одного излучателя – витка спирали описываются формулами (3.32), (3.33). Множитель системы $F_c(\theta)$ для решетки с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением определяется выражениями

$$F_c(\theta) = \left| \frac{\sin(N\Psi)}{N \sin \Psi} \right|, \quad (3.36)$$

$$\Psi = \frac{\pi S}{\lambda}(\cos \theta - K_3), \quad (3.37)$$

где S – расстояние между соседними излучателями (шаг спирали);

$$K_3 = \frac{c}{v_{\text{ТМ}}} = \frac{\beta}{k} \text{ – коэффициент замедления;}$$

β – коэффициент фазы замедленной волны, распространяющейся вдоль оси спирали.

Аналитическое решение задачи по определению типов волн в регулярной (бесконечной) спирали показывает, что коэффициент замедления превышает единицу на 0,01 – 0,001 и его можно считать равным 1. В этом случае можно применить выражения для ширины главного лепестка ДН и КНД, полученные для линейной антенны в режиме осевого излучения:

$$2\theta_{0,5} \approx 108^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{L}}, \quad \text{КНД} \approx 4 \frac{L}{\lambda}, \quad (3.38)$$

где $L = N \cdot S$ – осевая длина спирали.

Выражения (3.38) дают завышенное значение ширины главного лепестка ДН и заниженное значение КНД. Это связано с тем, что в спирали конечной длины коэффициент замедления больше. Приближенно его определяют из условия синфазного сложения полей всех витков в направлении оси спирали как

$$K_\zeta = \sin \alpha + \frac{\cos \alpha}{ka} \left(1 + \frac{1}{2N}\right). \quad (3.39)$$

Это значение коэффициента замедления при $\frac{L}{\lambda} > 1,5$ близко к оптимальному в линейной антенне в режиме осевого излучения и равно

$$K_3 = 1 + \frac{\lambda}{2L}. \quad (3.40)$$

При оптимальном коэффициенте замедления ширина главного лепестка ДН и КНД определяются выражениями:

$$\begin{aligned} 2\theta_{0,5} &\approx 61^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{L}}, \\ \text{КНД} &\approx 8 \frac{L}{\lambda}, \end{aligned} \quad (3.41)$$

которые дают более точные значения.

Выражения (3.36), (3.37) справедливы при целом числе витков спирали N . Если N не целое, спиральную антенну для расчета ДН считают линейной антенной с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением длиной L . В этом случае множитель системы определяется выражением

$$F_c(\theta) = \left| \frac{\sin \Psi}{\Psi} \right|, \quad (3.42)$$

где

$$\Psi = \frac{\pi L}{\lambda} (\cos \theta - K_3). \quad (3.43)$$

Формулы (3.36), (3.37) и (3.42), (3.43) дают близкие результаты, если $N > 5$.

Аналитический метод расчета диаграммы направленности и КНД спиральной антенны является приближенным в силу использованных выше допущений (пренебрежение волнами, излучаемыми возбуждателем и концом спирали) и неточного значения коэффициента замедления. Кроме того, в таком расчете не учитывается металлический экран диаметром $D_3 \approx (0,6 - 0,7)\lambda$, который всегда применяется для уменьшения заднего излучения и повышения эффективности возбуждения замедленной волны в спирали. Поэтому часто для расчета ширины главного лепестка ДН и КНД используют следующие эмпирические формулы:

$$2\theta_{0,5} \approx 52^\circ \frac{\cos \alpha}{ka} \sqrt{\frac{\lambda}{L}}, \quad (3.44)$$

$$\text{КНД} \approx 7,5 \left(\frac{ka}{\cos \alpha} \right)^2 \frac{L}{\lambda}. \quad (3.45)$$

Входное сопротивление в широкой полосе частот имеет малую реактивную часть, активное сопротивление, приближенно определяемое выражением

$$R_{\text{вх}} \approx 140 \frac{ka}{\cos \alpha}.$$

Диапазонные свойства спиральной антенны

Основным режимом регулярной спиральной антенны является режим осевого излучения, наблюдаемый на волне T_1 . Поэтому рассмотрим диапазонные свойства в этом режиме.

Волна T_1 в однозаходной спиральной линии существует в диапазоне длин волн $\lambda_{\max} - \lambda_{\min}$, которые связаны с волновым числом свободного пространства k и радиусом спирали a соотношениями $(ka)_{\min} = \frac{2\pi a}{\lambda_{\max}}$ и $(ka)_{\max} = \frac{2\pi a}{\lambda_{\min}}$. Получены следующие выражения для значений $(ka)_{\min}$ и $(ka)_{\max}$:

$$(ka)_{\min} = \frac{2\pi a}{\lambda_{\max}} = (ka)_{\max}^0, \quad (3.46)$$

$$(ka)_{\max} = \frac{2\pi a}{\lambda_{\min}} \leq (ka)_{\min}^2 \text{ и } (ka)', \quad (3.47)$$

где $(ka)_{\max}^0$ ограничивает значение ka со стороны меньших значений и является верхней границей области существования волны T_0 ;

$(ka)'$ ограничивает область существования волны T_1 , в которой резонирует пространственная гармоника с $m = 1$ (обеспечивается режим осевого излучения);

$(ka)_{\min}^2$ ограничивает со стороны меньших значений область существования волны T_2 .

Указанные значения ka определяются выражениями:

$$(ka)_{\max}^0 = \frac{\cos \alpha}{1 + \sin \alpha}, \quad (3.48)$$

$$ka' = \frac{\cos \alpha}{1 - \sin \alpha}, \quad (3.49)$$

$$(ka)_{\min}^2 = \frac{2 \cos \alpha}{1 + \sin \alpha}. \quad (3.50)$$

На рис. 3.33 показаны зависимости приведенных значений ka от угла намотки спирали α . Область значений ka и α , в которой выполняются условия (3.47), (3.48), заштрихована. В этой области существует волна T_1 , и в ней резонирует пространственная гармоника с номером $m = 1$, т.е. в спиральной антенне существует режим осевого излучения. Как видно, эта область имеет максимальную ширину по шкале $ka = \frac{2\pi a}{\lambda}$ (следовательно, по шкале длин волн λ) при некотором оптимальном угле намотки спирали $\alpha_{\text{опт}}$. Максимальная ширина данной области ограниче-

на значениями ka_{\min} и ka_{\max} , а по шкале длин волн – значениями $\lambda_{\max} = \frac{2\pi a}{ka_{\min}}$ и $\lambda_{\min} = \frac{2\pi a}{ka_{\max}}$. Из условия равенства значений $ka' = \frac{\cos \alpha}{1 - \sin \alpha}$ и $(ka)_{\min}^2 = \frac{2 \cos \alpha}{1 + \sin \alpha}$ при $\alpha = \alpha_{\text{опт}}$ нетрудно получить $\alpha_{\text{опт}} = 19,5^\circ$.

Значения, ограничивающие область режима осевого излучения, получаются равными:

$$ka_{\min} = \frac{\cos \alpha_{\text{опт}}}{1 + \sin \alpha_{\text{опт}}} \approx 0,7, \quad (3.51)$$

$$ka_{\max} = \frac{\cos \alpha_{\text{опт}}}{1 - \sin \alpha_{\text{опт}}} \approx 1,4. \quad (3.52)$$

При этом $\lambda_{\min} = \frac{2\pi a}{ka_{\max}} \approx 4,5a$, $\lambda_{\max} = \frac{2\pi a}{ka_{\min}} \approx 9a$, коэффициент перекрытия по частоте получается равным 2. Среднее в диапазоне значение длины волны $\lambda_{\text{ср}} = \sqrt{\lambda_{\min} \cdot \lambda_{\max}}$ получается равным периметру цилиндра спирали $2\pi a$. Тогда

$$\begin{aligned} ka_{\min} &= 0,75, \\ ka_{\max} &= 1,33, \\ \lambda_{\min} &= \frac{2\pi a}{ka_{\max}} \approx 4,7a, \\ \lambda_{\max} &= \frac{2\pi a}{ka_{\min}} \approx 8,4a, \\ K_f &= \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} \approx 1,75. \end{aligned}$$

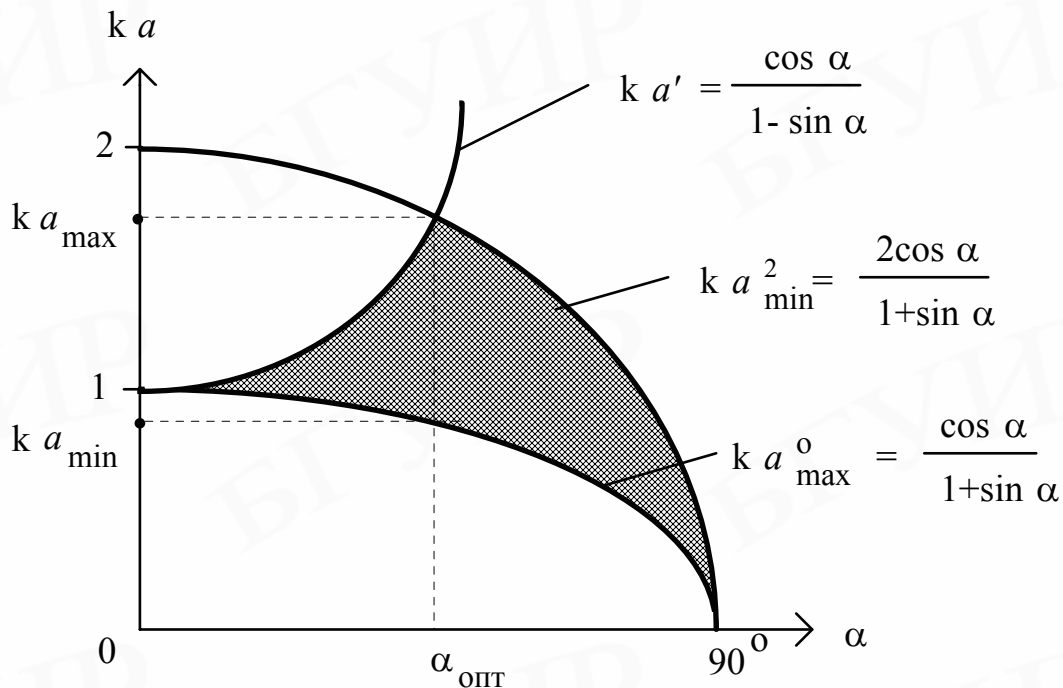


Рис. 3.33. Область режима осевого излучения спиральной антенны

Коэффициент перекрытия по частоте можно увеличить, применив многозаходную спираль, хотя при этом усложняется устройство, возбуждающее заходы спирали.

3.5.2. Другие типы спиральных антенн

С целью уменьшения продольных размеров антенны используют плоские спирали. Такая антенна схематически показана на рис. 3.34. Плоская спиральная антенна имеет меньший диапазон, чем цилиндрическая, так как сама спираль одинаково излучает в сторону экрана и в противоположном направлении. Для синфазного сложения этих полей в направлении от экрана расстояние между спиралью и экраном должно быть близким к четверти длины волны.

Более диапазонными по сравнению с цилиндрической регулярной спиральной антенной являются цилиндрическая спиральная антенна с переменным шагом и коническая спиральная антенна (рис. 3.35).

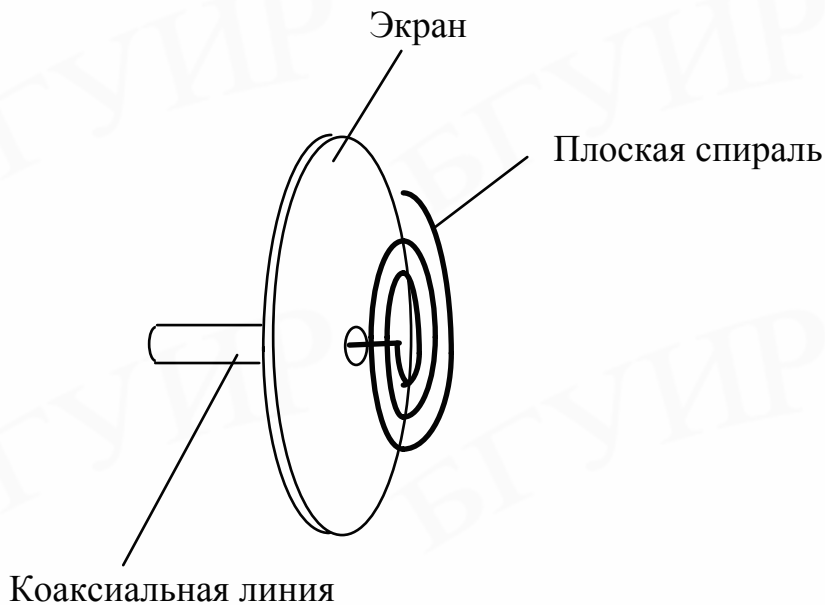


Рис. 3.34. Плоская спиральная антенна

Спираль
с переменным шагом

Коническая спираль

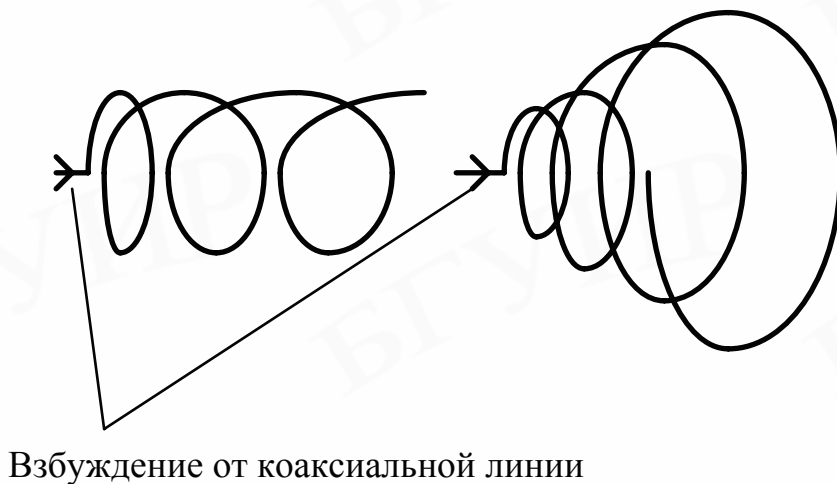


Рис. 3.35. Спиральная антенна с переменным шагом и конической спиралью

3.6. Логопериодические антенны

3.6.1. Принцип построения

Логарифмически периодические (логопериодические) антенны относятся к так называемому классу частотно-независимых антенн и могут работать в диапазоне частот с коэффициентом перекрытия 10 и более. Эти антенны строятся с использованием принципа подобия, который заключается в следующем.

Основные характеристики и параметры антенны зависят от формы излучающих элементов и их волновых размеров. С увеличением размеров антенны и длины

волны в m раз ее характеристики не меняются. Это позволяет создать антенну из последовательно расположенных вдоль некоторой линии подобных элементов и возбудить их бегущей вдоль этой линии волной. Если при этом обеспечить интенсивное излучение только элементов с заданными волновыми размерами, антенна будет работать в таком диапазоне длин волн, в котором на антенне при изменении длины волны найдется элемент с заданными волновыми размерами. В такой антенне создается так называемая активная зона из элементов, волновые размеры которых близки к заданным, и эта активная зона с изменением частоты перемещается вдоль линии расположения подобных элементов.

3.6.2. Коническая спираль с переменным шагом

На рис. 3.36 показана коническая спираль, возбуждаемая со стороны витка меньшего диаметра.

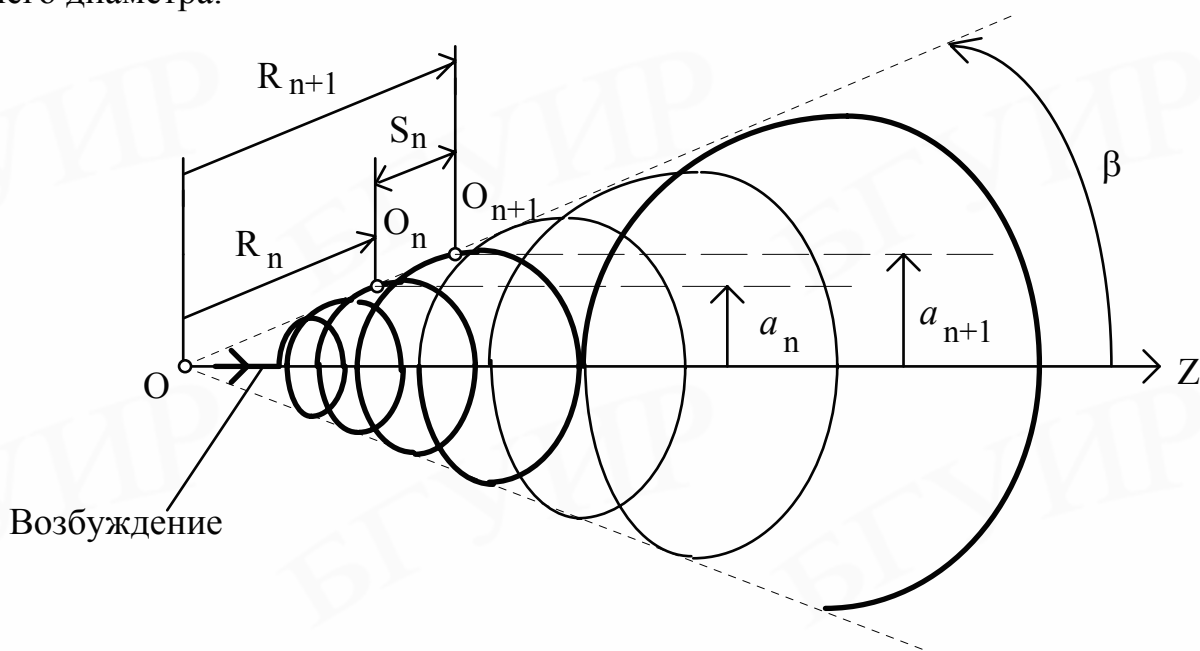


Рис. 3.36. Спираль с логарифмической периодичностью

На рис. 3.36 активная зона, включающая два витка, показана тонкими линиями. Показаны также величины: точки O – вершина спирали; O_n , O_{n+1} – одинаково расположенные точки на витках с номерами n и $n+1$ (виток с меньшим диаметром имеет $n=1$); R_n , R_{n+1} – расстояния от точки O до точек O_n , O_{n+1} ; $S_n = R_{n+1} - R_n$ – шаг спирали (расстояние между точками O_n и O_{n+1}); β – половина угла при вершине конуса, на который навита спираль; a_n , a_{n+1} – радиусы спирали (конуса) в точках O_n и O_{n+1} . Угол намотки спирали α на всем протяжении спирали остается постоянным. Поэтому шаг спирали S (S_1, S_2, S_3, \dots) и ее диаметр $D = 2a$ ($D_1 = 2a_1, D_2 = 2a_2, D_3 = 2a_3, \dots$) с удалением от точки возбуждения возрастают. Для сохранения характеристик и параметров антенны при изменении частоты необходимо, чтобы отношение шагов, диаметров и других геометрических

параметров двух соседних витков на протяжении всей антенны оставалось постоянным. Это условие можно записать в виде следующих соотношений:

$$\frac{S_n}{S_{n+1}} = \frac{a_n}{a_{n+1}} = \frac{R_n}{R_{n+1}} = \tau, \quad (3.53)$$

где $\tau < 1$ – постоянная величина.

Чем меньше угол β , тем величина τ ближе к единице, тем больше витков будет в активной зоне.

Резонанс первой пространственной гармоники, обеспечивающей режим осевого излучения, сохраняется в спирали при выполнении условий (3.47), (3.48) или для угла $\alpha < \alpha_{\text{опт}}$, как это следует из рис. 3.33, при выполнении условий

$$(ka)_{\min} = \frac{2\pi a}{\lambda_{\max}} = (ka)_{\max}^0 = \frac{\cos \alpha}{1 - \sin \alpha}, \quad (3.54)$$

$$(ka)_{\max} = \frac{2\pi a}{\lambda_{\min}} \leq ka' = \frac{\cos \alpha}{1 - \sin \alpha}. \quad (3.55)$$

Для конической спирали при работе на длине волны λ эти условия можно записать в виде

$$(ka)_{\min} = \frac{2\pi a_{n1}}{\lambda} = ka_{\max}^0 = \frac{\cos \alpha}{1 + \sin \alpha}, \quad (3.56)$$

$$(ka)_{\max} = \frac{2\pi a_{n2}}{\lambda} \leq ka' = \frac{\cos \alpha}{1 - \sin \alpha}, \quad (3.57)$$

где a_{n1}, a_{n2} – радиусы спирали на витках с номерами $n1$ и $n2$. Значения этих радиусов в активной зоне при заданном угле α определяются соотношениями (3.56), (3.57).

Вернемся к условию (3.53). Для регулярной спирали (цилиндрической спирали с постоянным углом намотки α и шагом S) выполняется условие

$$R_{n+1} = R_n + S, \quad (3.58)$$

которое описывает периодичность спирали по оси Z , что иллюстрируется рис. 3.37. Такая периодичность называется арифметической. В конической спирали в соответствии с (3.53) выполняется условие

$$\frac{R_{n+1}}{R_n} = \frac{1}{\tau}, \quad (3.59)$$

из которого следует, что

$$\ln(R_{n+1}) = \ln(R_n) - \ln \tau. \quad (3.60)$$

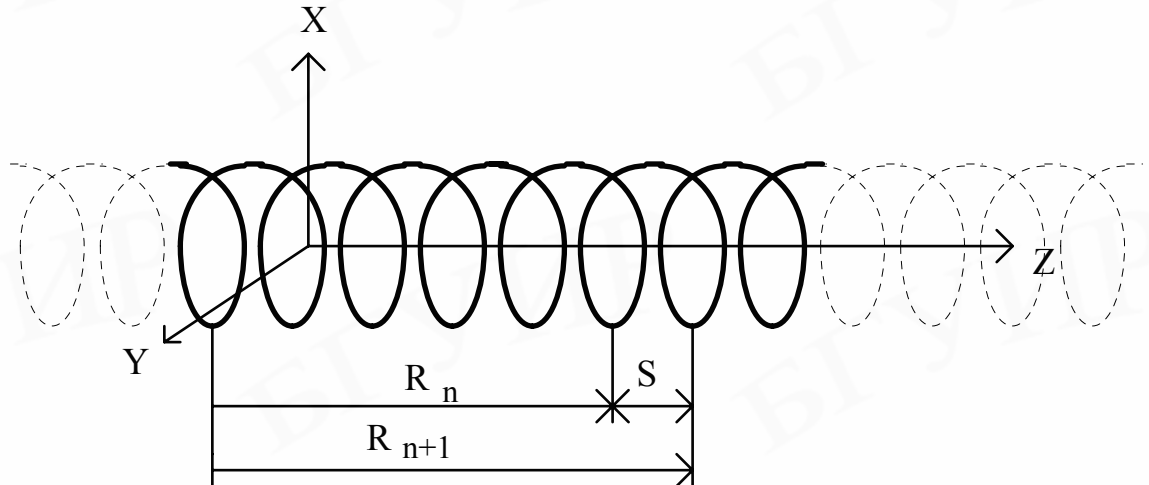


Рис. 3.37. Регулярная спираль

Как видно, периодической закономерности подчиняется не величина R_{n+1} , а логарифм ее. Поэтому система, для которой выполняется условие (3.53), называется системой с логарифмической периодичностью.

Отношение размера любого элемента на n -м витке (шага, радиуса) к некоторой длине волны λ_n будет таким же, как отношение размера подобного элемента на $(n+1)$ -м витке к длине волны λ_{n+1} . Например,

$$\frac{\lambda_{n+1}}{\lambda_n} = \frac{R_{n+1}}{R_n} = \frac{a_{n+1}}{a_n} = \dots = \tau, \quad (3.61)$$

или

$$\ln(\lambda_{n+1}) = \ln(\lambda_n) - \ln \tau. \quad (3.62)$$

Из (3.62) следует, что все характеристики антенны с изменением частоты меняются по периодическому закону с периодом, равным $\ln \tau$, т.е. будут одинаковыми на длинах волн λ_n и λ_{n+1} , удовлетворяющих условию (3.61). В промежутке между λ_n и λ_{n+1} электрические характеристики будут иными, чем на этих длинах волн. Например, в системе рис. 3.37 при изменении длины волны λ в интервале $\lambda_n < \lambda < \lambda_{n+1}$ будет вращаться объемная диаграмма направленности вокруг оси Z , не меняя своей формы, что равносильно повороту системы координат X, Y вокруг оси Z . При бесконечном протяжении спирали рис. 3.37 вдоль оси Z она будет частотно-независимой по сохранению формы диаграммы направленности. Строго говоря, система, показанная на рис. 3.36, не будет обладать частотной независимостью. Для обеспечения такого свойства диаметр проводника спирали должен увеличиваться с удалением от точки возбуждения. Поэтому спираль рис.3.36, к тому же конечная по оси Z , как это имеет место в реальных конструкциях антенн, называется квазичастотно-независимой.

Коническая спираль, в которой выполняются условия (3.53) для всех размеров, определяется только двумя постоянными для данной конструкции углами – α и β . Поэтому такая спираль называется еще эквиугольной.

Логопериодические антенны бегущей волны (квазичастотно-независимые) строятся с применением различных излучающих элементов – витков спирали, симметричных и несимметричных вибраторов, рамочных антенн. Рассмотрим логарифмически периодическую вибраторную антенну.

3.6.3. Логопериодическая вибраторная антенна

Антенна схематически показана на рис. 3.38 и состоит из двухпроводной линии и системы симметричных вибраторов (показано 5 вибраторов).

На рис. 3.38 двухпроводная линия перекрещивается между каждой парой вибраторов. На рисунке показаны также: длины вибраторов n -го и $n+1$ -го – L_n и L_{n+1} , их расстояния от вершины антенны (точки O – точки схождения прямых, ограничивающих длины вибраторов) – R_n и R_{n+1} , расстояние между первым (меньшим) и вторым вибраторами – S_1 . Антенна возбуждается в точках A и B от двухпроводной линии. От первого вибратора к последующим по двухпроводной линии распространяется волна тока, возбуждая вибраторы. Принцип работы антенны заключается в следующем.

Первый вибратор делается полуволновым на минимальной длине волны заданного рабочего диапазона $\lambda_{\min} - \lambda_{\max}$, а самый большой делается полуволновым на максимальной длине волны этого диапазона. Расстояние S_1 должно быть равным $0,25\lambda_{\min}$. На этом расстоянии фаза волны тока, распространяющейся в двухпроводной линии, уменьшается на 90° . В результате перекрещивания линии между первым и вторым вибраторами второй вибратор возбуждается с опозданием по фазе на $90^\circ + 180^\circ$ или с опережением по фазе на 90° . Можно показать, что поля такой пары вибраторов в направлении оси Z складываются синфазно, а в противоположном направлении вычитаются. Причем, если первый вибратор полуволновой резонансный, то второй вибратор большей длины имеет индуктивное входное сопротивление и играет роль рефлектора.

При увеличении длины волны резонансным вибратором будет второй, третий вибратор будет рефлектором. Первый вибратор, длина которого меньше резонансного, будет играть роль директора. Эти вибраторы представляют собой активную зону антенны, с которой идет интенсивное излучение. За третьим вибратором (рефлектором) амплитуда тока в двухпроводной линии мала, и все последующие вибраторы не оказывают существенного влияния на поле антенны.

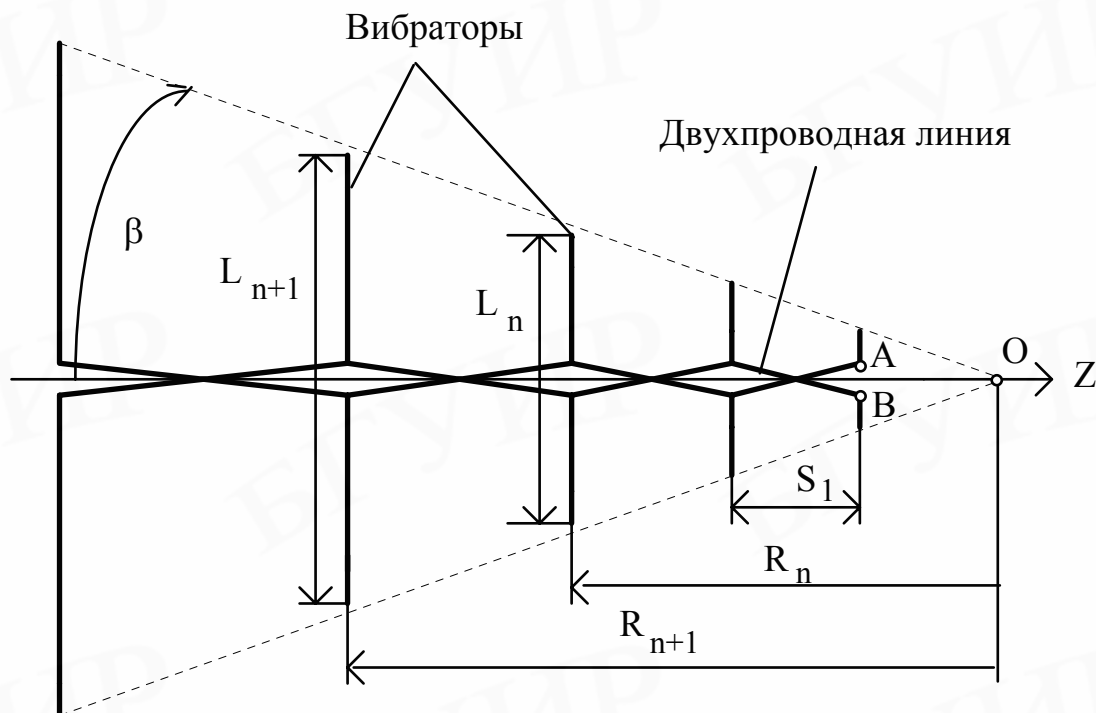


Рис. 3.38. Логопериодическая вибраторная антенна

При дальнейшем увеличении длины волны активная зона перемещается в сторону вибраторов с большей длиной. В активную зону может входить несколько вибраторов с длиной, меньшей резонансной. Их число зависит от угла β (см. рис. 3.38). Чем меньше β , тем больше вибраторов входит в активную зону. Участок антенны между активной зоной и вибраторами, длина которых существенно меньше резонансной, практически не излучает и играет роль канализирующей линии.

Рассмотренный принцип является очень упрощенным и не учитывает взаимодействия вибраторов между собой через поле, некоторое замедление фазовой скорости волны тока в двухпроводной линии за счет влияния подключенных к ней вибраторов, дополнительные сдвиги по фазе между соседними вибраторами, обусловленные реактивным входным сопротивлением нерезонансных вибраторов.

4. РЕЗОНАНСНЫЕ АНТЕННЫ

К резонансным антеннам относятся щелевые, полосковые, микрополосковые и некоторые другие типы антенн. В таких антеннах входное сопротивление сильно зависит от частоты. Характер этой зависимости аналогичен зависимости сопротивления параллельного или последовательного контура от частоты. Перечисленные типы антенн широко используются во всех диапазонах частот, особенно в диапазоне сверхвысоких частот (миллиметровые, сантиметровые и дециметровые волны). В класс резонансных антенн включены существенно различные типы антенн с точки зрения конструктивных признаков не только в силу отмеченных выше их диапазонных свойств, но и в силу общности методов анализа.

4.1. Щелевые антенны

4.1.1. Одиночная щель в экране

Щелевая антенна представляет собой отверстие или систему отверстий в металлическом экране, например в стенке волновода или резонатора. Через это отверстие происходит излучение. На рис. 4.1 изображена щелевая антенна в виде одиночной щели прямоугольной формы, а также фрагмент экрана – часть стенки волновода, в котором распространяется какая-либо волна. Показаны также силовые линии плотности тока проводимости на экране, возбуждаемые полем волновода или резонатора.

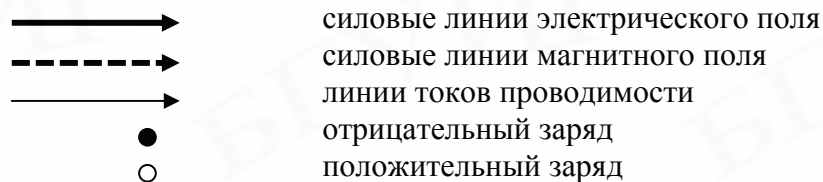
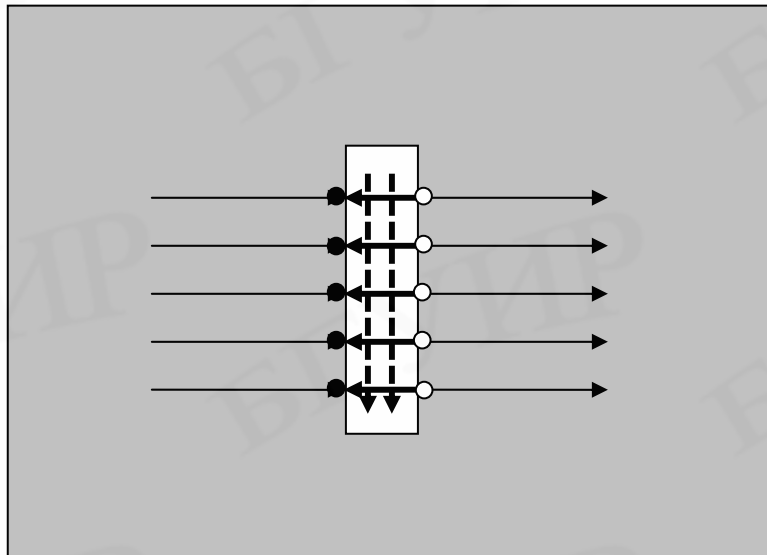


Рис. 4.1. Одиночная щель на экране

Принцип работы щелевой антенны можно пояснить следующим образом. Токи проводимости, текущие по экрану и представляющие собой поток электронов, прерываются щелью. Поэтому в течение половины периода колебаний поля отрицательные и положительные заряды накапливаются на противоположных краях щели, что показано на рис. 4.1. Между этими зарядами возникает переменное электрическое поле $E_{щ}$. Изменение этого поля во времени приводит к появлению магнитного поля на щели $H_{щ}$. Поле на щели является источником поля для внешнего пространства по отношению к полости волновода.

При анализе характеристик и параметров щелевой антенны используется принцип перестановочной двойственности уравнений Максвелла. Известно, что граничные условия для касательных составляющих векторов E и H на щели и на дополнительном к щели вибраторе меняются местами, если сделать перестановку следующего вида $E \leftrightarrow H, \epsilon \leftrightarrow \mu$. Следовательно, поле излучения щели, прорезан-

ной в бесконечном экране, определяется выражениями, полученными для поля излучения вибратора, если в них сделать указанную выше перестановку.

Из сказанного вытекает, что плоскости Е и Н поля щели и дополнительного вибратора меняются местами, т.е. ДН щели в плоскости Е такая же, как у вибратора в плоскости Н, а в плоскости Н такая же, как у вибратора в плоскости Е. На рис. 4.2 показаны щелевой (магнитный) и электрический вибраторы в прямоугольной и сферической системах координат.

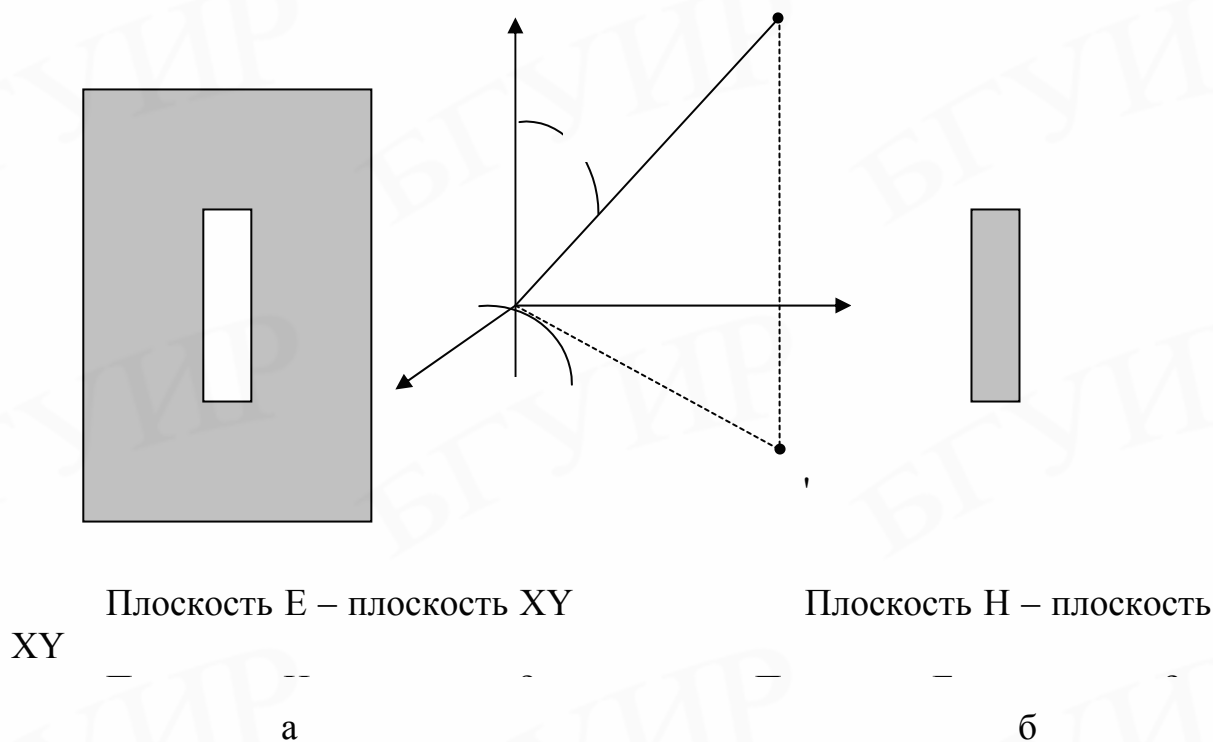


Рис. 4.2. Щелевой (а) и вибраторный (б) излучатели

На основании выражения для определения ДН вибратора можно записать, что в плоскости Н ($\varphi = \text{const}$) ненормированная ДН щели длиной $L = 2l$ определяется как

$$f(\theta) = \left| \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos(kl)}{\cos \theta} \right|. \quad (4.1)$$

В плоскости Е щель излучает ненаправленно и нормированная диаграмма направленности $F(\varphi) = 1$.

Обычно применяются полуволновые щели, в которых $L = 0,5\lambda$. ДН полуволновой щели в плоскостях Е и Н, прорезанной в бесконечном экране, показана на рис. 4.3 и 4.4. Учтено, что щель излучает в верхнее полупространство, так как прорезается в стенке волновода или резонатора.

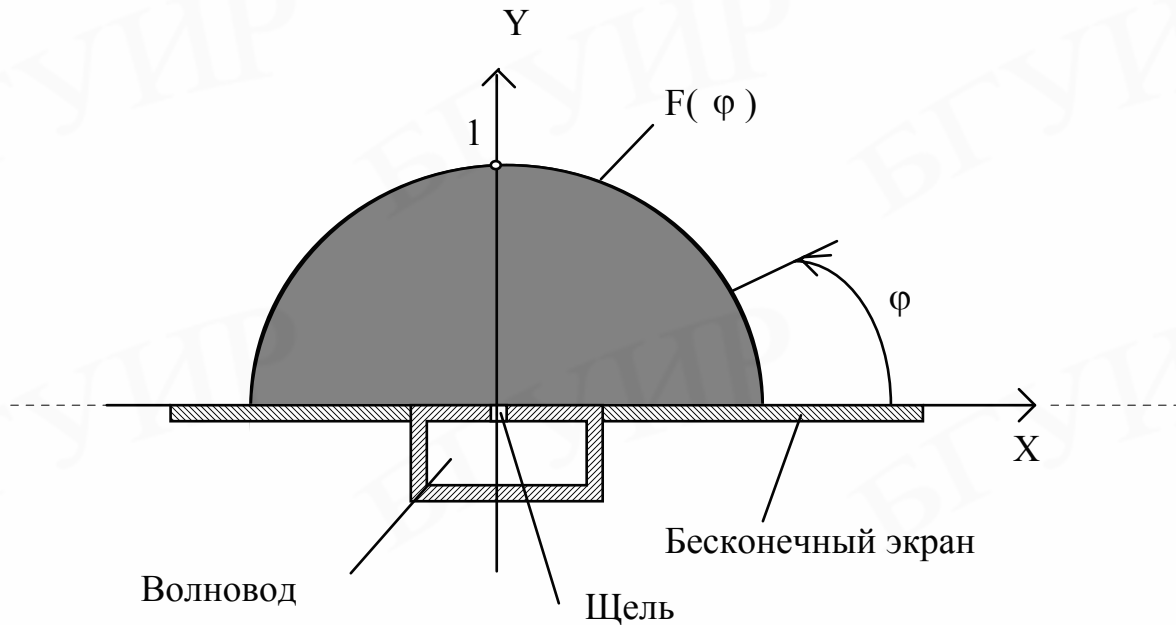


Рис. 4.3. ДН щели в плоскости E

Поскольку реально размер экрана не бесконечен, ДН щели меняется, особенно в плоскости E. Главный лепесток в плоскости E становится более узким и появляется обратное излучение за экран, создаваемое токами, затекающими за экран.

КНД одиночной щели, излучающей во все пространство, такой же, как у полуволнового вибратора, и равен 1,64. Щель, излучающая в полупространство, имеет КНД в два раза больше (примерно 3), так как плотность потока мощности по сравнению с щелью, излучающей во все пространство, в два раза больше.

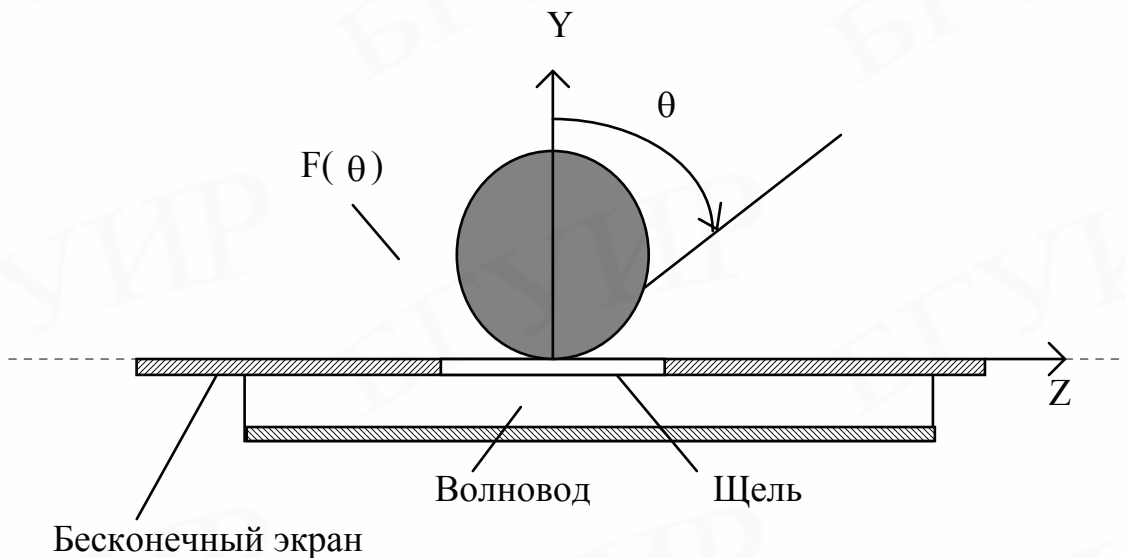


Рис. 4.4 . ДН щели в плоскости H

На основе принципа перестановочной двойственности получено следующее выражение, связывающее входное сопротивление щели $Z_{\text{вх.щ}}$ и входное сопротивление дополнительного вибратора $Z_{\text{вх.в}}$:

$$Z_{\text{вх.щ}} = \frac{(60\pi)^2}{Z_{\text{вх.в}}}. \quad (4.2)$$

Поскольку одиночная щель является слабонаправленным излучателем, часто для повышения КНД используют решетки щелевых излучателей – многощелевые антенны. Рассмотрим два варианта таких антенн.

4.1.2. Резонансная многощелевая антенна на прямоугольном волноводе

На рис. 4.5 в двух проекциях показана резонансная многощелевая антенна (МЩА), в которой продольные по отношению к оси волновода (оси Z) щели прорезаны на широкой стенке прямоугольного волновода (A) с основной волной H_{10} . Такие щели включены в волновод параллельно. Координата щели относительно узкой стенки волновода равна X_0 . Щели прорезаны на расстоянии длины волны в

волноводе $\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2A}\right)^2}}$, где $\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon\mu}}$; λ_0 – длина волны в вакууме; ϵ, μ – от-

носительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей полость волновода. С одной стороны волновод возбуждается, с другой – замкнут накоротко металлической пластиной.

На рисунке показаны две щели, в общем случае их количество произвольно и равно N . От величины N зависят ширина главного лепестка ДН антенны в плоскости H (на рис. 4.5 – в плоскости YZ) и КНД антенны. Угол θ определяет направление на точку наблюдения в дальней зоне.

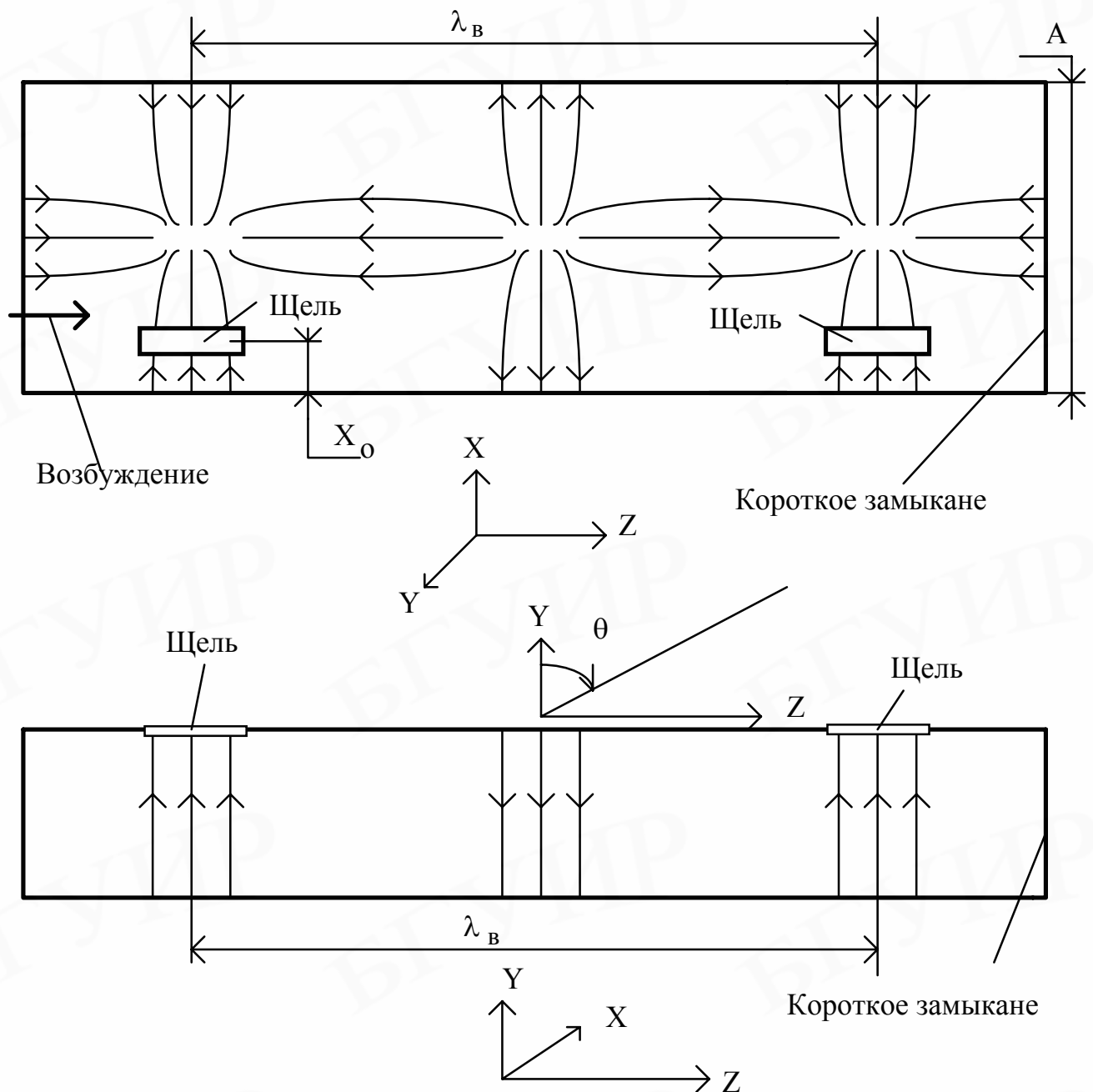


Рис. 4.5. Резонансная МЩА на прямоугольном волноводе (возбуждение щелей 2π -способом)

Диаграмма направленности в плоскости Е такая же, как у одиночной щели в экране размером А. В плоскости Н ДН определяется в соответствии с теоремой перемножения ДН следующим выражением:

$$F(\theta) = F_1(\theta) \cdot F_c(\theta), \quad (4.3)$$

где $F_1(\theta)$ – ДН одной щели, приближенно определяемая выражением (4.3) при $l = 0,25\lambda$;

$F_c(\theta)$ – множитель системы линейной антенной решетки, состоящей из N щелей, определяемый выражением

$$F_c(\theta) = \left| \frac{\sin(N\Psi)}{\sin\Psi} \right|, \quad (4.4)$$

где

$$\Psi = \frac{kd}{2} \left(\sin\theta + \frac{\Phi_0}{kd} \right). \quad (4.5)$$

Здесь d – расстояние между соседними щелями, равное λ ;

Φ_0 – разность фаз между соседними щелями;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число свободного пространства.

Поскольку соседние щели расположены на расстоянии λ , разность фаз $\Phi_0 = 2\pi$.

Если все щели расположены одинаково по отношению к узкой стенке волновода ($X_0 = \text{const}$), амплитуды возбуждения щелей одинаковы, следовательно, амплитудно-фазовое распределение возбуждения излучателей решетки равномерное. В этом случае главный максимум ДН ориентирован перпендикулярно оси волновода в плоскости YZ , т.е. под углом $\theta = 0$. Уровень первого бокового лепестка близок к 22 %.

С целью уменьшения уровня боковых лепестков используют спадающее к концам антенны амплитудное распределение. Для этого расстояние X_0 делается минимальным для средней щели и плавно увеличивается к краям антенны (щели приближаются к осевой линии волновода).

Рассмотренный вариант резонансной МЦА используется в том случае, когда волновод заполнен диэлектриком (или магнитодиэлектриком) и длина волны в волноводе λ_B меньше длины волны в вакууме (воздухе) λ_0 . В этом случае выполняется условие единственности главного максимума множителя системы, так как $d < \lambda$. Если условие $\lambda_B = d < \lambda$ не выполняется (например при воздушном заполнении волновода), не выполняется и условие единственности главного максимума множителя системы и в направлениях побочных главных максимумов множителя системы сильно возрастают боковые лепестки ДН в плоскости H , КНД антенны уменьшается. Для того чтобы этого не происходило, расстояние между соседними щелями уменьшают в два раза, располагая щели так, как показано на рис. 4.5. Как видно, и в этом случае соседние щели возбуждаются со сдвигом по фазе, равным 2π . Расстояние d между соседними щелями удовлетворяет условию единственности главного максимума множителя системы $d = 0,5\lambda_B < \lambda$.

Первый вариант размещения щелей (см. рис. 4.5) называется 2π -способом, второй (рис. 4.6) – π -способом.

Центр первой щели располагается от короткого замыкания на расстоянии $0,25\lambda_B$, т.е. в максимуме поперечного тока проводимости. Так как в волноводе устанавливается режим стоячей волны, все последующие щели также будут расположены в максимумах поперечного тока.

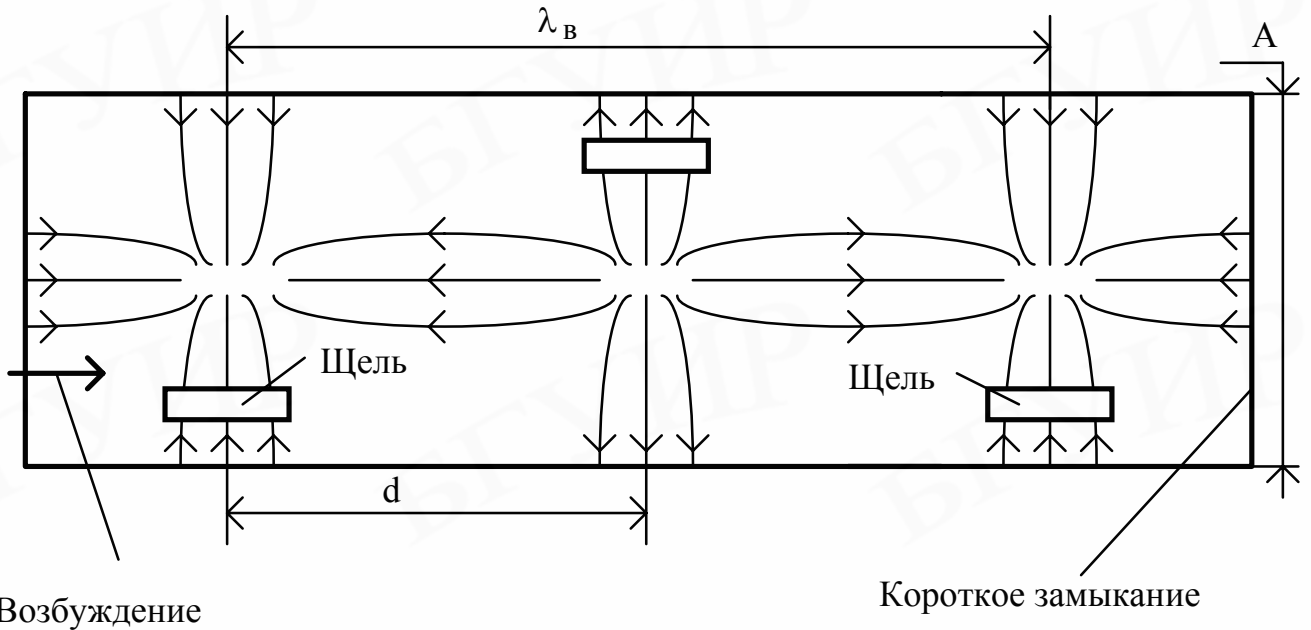


Рис. 4.6. Резонансная МЩА на прямоугольном волноводе (возбуждение щелей π -способом)

Качественная ДН в плоскости Н резонансной МЩА показана на рис. 4.7.

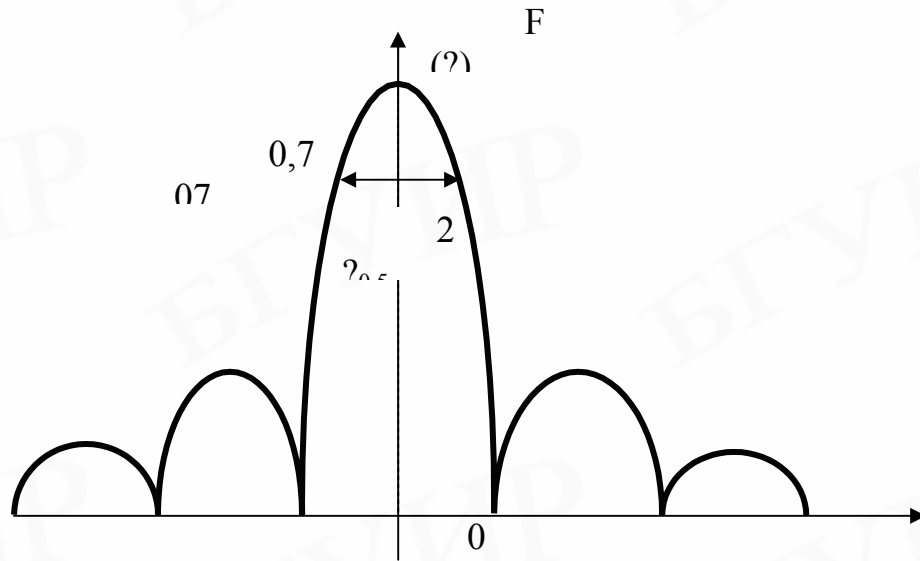


Рис. 4.7. ДН резонансной МЩА

Ширина главного лепестка ДН определяется приближенно той же формулой, что и для линейной антенны $2\theta_{0,5} = C_{0,5} \frac{\lambda}{L}$, где коэффициент $C_{0,5}$ зависит от амплитудного распределения вдоль системы щелей, L – длина антенны, равная $d(N-1)$. При равномерном амплитудном распределении возбуждения щелей $C_{0,5} \approx 51^\circ$.

Коэффициент направленного действия равен произведению КНД одной щели на число щелей. Для одной щели, излучающей в полупространство, КНД приближенно равен 3.

Резонансная МЩА является узкополосной по согласованию. Это связано с тем, что каждая щель частично излучает подводимую к ней мощность, частично пропускает к последующей щели, частично отражает. Отраженные волны на входе антенны компенсируют друг друга на той частоте, на которой выбирается расстояние $d = 0,5\lambda_{\text{в}}$. Это достигается укорочением щели по сравнению с $0,5\lambda_0$, что делает входную проводимость щели $Y_{\text{вх.щ}} = \frac{1}{Z_{\text{вх.щ}}}$ активной (как в полуволновом симметричном вибраторе). Щели расположены друг от друга на расстоянии, кратном $0,5\lambda_{\text{в}}$. Поэтому проводимости всех щелей на входе волновода складываются. Величина входной проводимости одной щели G_1 выбором величины X_0 делается равной $\frac{G_0}{N}$, где G_0 – волновая проводимость волновода. Этим обеспечивается согласование на выбранной средней частоте f_0 . При отклонении частоты от f_0 меняется отношение $\frac{d}{\lambda_{\text{в}}}$, появляется реактивная часть проводимости на входе волновода, растет коэффициент стоячей волны.

С целью расширения полосы частот по согласованию МЩА делают нерезонансной.

4.1.3. Нерезонансная многощелевая антенна на прямоугольном волноводе

Нерезонансная МЩА отличается от резонансной тем, что щели вдоль оси волновода размещаются на расстояниях, несколько отличных от $0,5\lambda_{\text{в}}$ (для π -способа размещения):

$$d = \frac{\lambda_{\text{в}}}{2} \pm \Delta d. \quad (4.6)$$

Кроме того, вместо короткого замыкания на конце волновода используется согласованная нагрузка, т.е. в волноводе устанавливается режим бегущей волны. В этом случае при отклонении частоты от средней происходит некоторая взаимная компенсация волн, отраженных от каждой щели. Однако при этом вдоль системы щелей устанавливается линейное фазовое распределение и главный максимум ДН отклоняется от нормали к оси антенны в сторону уменьшения фазы в системе щелей. Угол отклонения зависит от частоты. Поэтому такая антенна используется для частотного сканирования. При отклонении главного максимума от нормали на угол $\theta_{\text{м}}$ КНД уменьшается по закону $\text{КНД} \approx 3d(N-1) \cdot \cos \theta_{\text{м}}$.

4.2. Полосковые и микрополосковые антенны

Полосковая (микрополосковая) антенна выполняется на основе полосковой (микрополосковой) линии передачи.

Применение микрополосковой технологии и соответствующих диэлектрических и проводящих материалов позволяет существенно снизить габариты, массу и стоимость антенны. Выигрыш в массе и габаритах элементов антенны в микрополосковом исполнении может составить 1–2 порядка по сравнению с элементами, выполненными на основе, например, вибраторных антенн.

На рис. 4.8 показаны примеры линии передачи (а), делителя мощности на два канала (б) и излучателя (в) прямоугольной формы в микрополосковом исполнении.

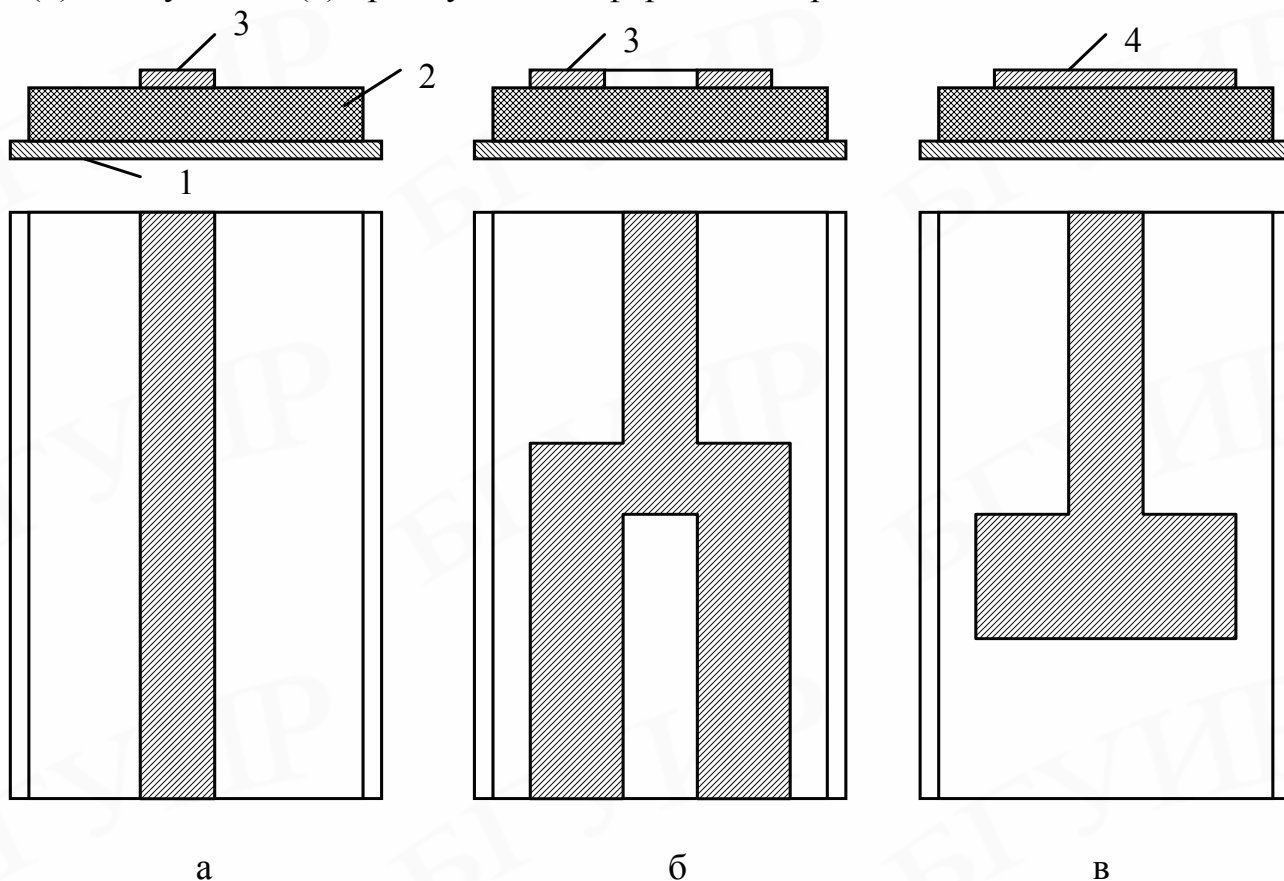


Рис. 4.8. Элементы микрополосковых антенн

Основными элементами таких устройств являются:

1 – базовая металлическая пластина (основание), выполненная обычно из меди толщиной 20 – 50 мкм;

2 – подложка в виде диэлектрической пластины толщиной 0,2 – 2 мм с относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2 - 10$;

3 – металлическая полоска толщиной 20 – 50 мкм и шириной 0,2 – 5 мм, играющая роль линии передачи совместно с базовой пластиной и разделяющей их подложкой;

4 – металлическая прямоугольная (или более сложной формы) пластина толщиной 20 – 50 мкм с размерами порядка половины длины волны.

Если относительная диэлектрическая проницаемость подложки составляет несколько единиц, линия называется полосковой. Если $\varepsilon > 8 - 10$, линия называется микрополосковой.

В микрополосковой линии передачи используется основная волна типа Т, не обладающая дисперсией. Это обуславливает широкополосность микрополосковых линий и позволяет их использовать в миллиметровом, сантиметровом и децимет-

ровом диапазоне волн. Недостатком микрополосковых линий являются сравнительно большие потери мощности на тепло в металле и диэлектрике, а также наличие некоторых потерь мощности на излучение. Потери в металле в 3-сантиметровом диапазоне волн примерно на порядок больше, чем в прямоугольных волноводах. Потери мощности в некоторой степени ограничивают применение микрополосковых линий и излучателей в фазированных антенных решетках с большими волновыми размерами апертуры, если предъявляются жесткие требования к коэффициенту полезного действия.

В настоящее время ведутся работы по снижению потерь мощности путем разработки высококачественных диэлектриков для подложки и поиска новых конструкций линий передачи, излучателей и других элементов.

Разработано большое число различных микрополосковых излучателей с линейной и круговой поляризацией.

Рассмотрим простейший микрополосковый излучатель прямоугольной формы (рис. 4.9). На рис. 4.9 обозначения те же, что и на рис. 4.8. Подложка не показана.

Принцип работы излучателя заключается в следующем. Прямоугольная металлическая пластина (4) с базовой пластиной (1) образуют прямоугольный открытый резонатор с размерами A и B , возбуждаемый в центре стороны A микрополосковой линией (3). Вдоль стороны B (оси Y) устанавливается стоячая волна поля с максимумами на краях стороны B . На рис. 4.9 показана структура силовых линий электрического поля для случая, когда на стороне B укладывается половина длины волны в диэлектрике, заполняющем резонатор. Как видно, составляющая вектора E на ось Y (т.е. E_y) на краях стороны B имеет одинаковые фазы и максимальна.

Вдоль стороны A (оси X) распределение амплитуд и фаз поля равномерное. Поле такого излучателя в дальней зоне близко к суммарному полю двух синфазных щелей в металлическом экране. Длина каждой щели равна A , расстояние между ними – B . Такой эквивалентный двухщелевой излучатель показан на рис. 4.10.

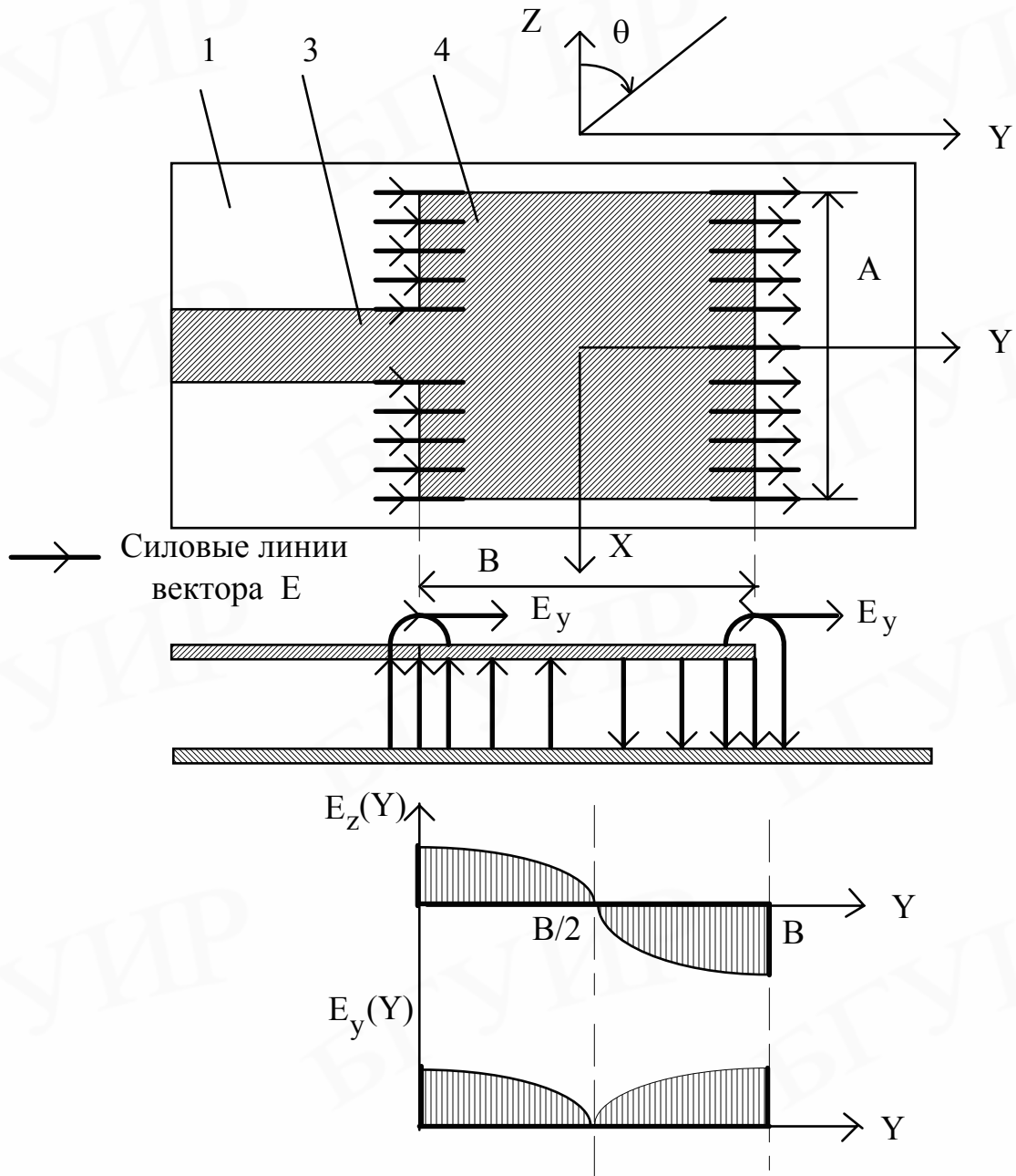


Рис. 4.9. Микрополосковый излучатель прямоугольной формы

Вдоль стороны A щелей распределение амплитуд и фаз поля равномерное. Поскольку щели возбуждаются синфазно, их суммарное поле излучения в дальней зоне максимально на оси Z . Плоскость E совпадает с плоскостью ZY , плоскость H – с плоскостью ZX . Ширина главного лепестка ДН в плоскости E равна $2\theta_{0,5} \approx 80^\circ$, в плоскости H – $2\theta_{0,5} \approx 60^\circ$.

Приближенно диаграмму направленности излучателя можно рассчитать как ДН системы двух щелей (рис. 4.10):

$$F_1(\theta) = F_{щ}(\theta) \cdot F_c(\theta), \quad (4.7)$$

где $F_{щ}(\theta)$ – ДН одной щели;

$F_c(\theta)$ – множитель системы двух щелей.

В плоскости E каждая щель имеет изотропную диаграмму направленности, поэтому

$$F_{щ}(\theta) = 1. \quad (4.8)$$

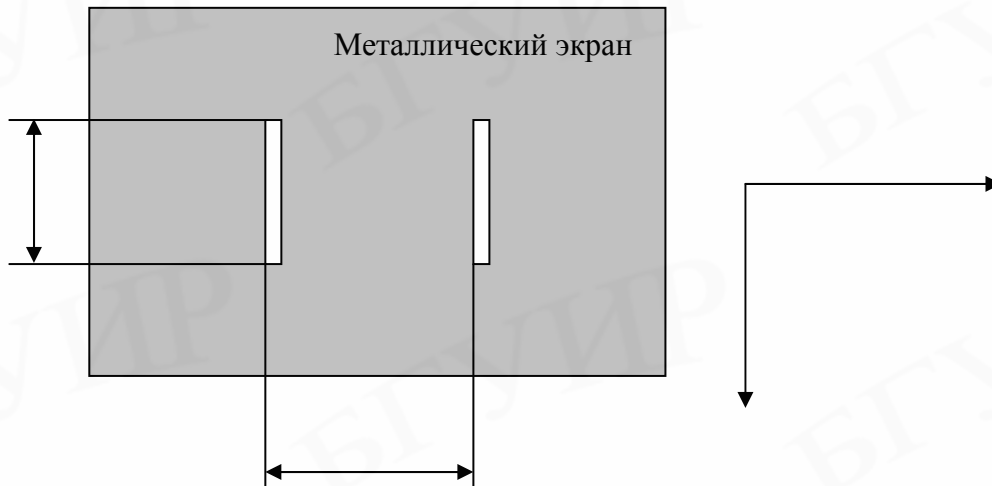


Рис. 4.10. Двухщелевой излучатель

Множитель системы линейной решетки описывается известным выражением

$$F_c(\theta) = \left| \frac{\sin(N\Psi)}{N \sin \Psi} \right|, \quad (4.9)$$

где N – число излучателей решетки;

$$\Psi = 0,5kd\left(\sin \theta + \frac{\Phi}{kd}\right). \quad (4.10)$$

Здесь $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число свободного пространства;

λ – длина волны в свободном пространстве;

d – расстояние между соседними излучателями;

Φ – разность фаз между соседними излучателями.

В нашем случае в плоскости E (пл. ZY) $N = 2$, $d = B$, $\Phi = 0$ и из выражений (4.9) и (4.10) следует

$$F_B(\theta) = \cos\left(\frac{\pi B}{\lambda} \sin \theta\right). \quad (4.11)$$

В плоскости Н каждая щель представляет собой линейную антенну длиной А с равномерным амплитудно-фазовым распределением. В этом случае, как известно, ДН ее определяется выражением

$$F_{\text{щ}}(\theta) = \left(\frac{\sin \Psi_h}{\Psi_h} \right) \cdot \cos \theta, \quad (4.12)$$

где $\Psi_h = \frac{\pi A}{\lambda} \sin \theta$.

Сомножитель $\cos \theta$ описывает ДН элементарной щели в плоскости Н. В плоскости Н множитель системы из двух щелей:

$$F_c(\theta) = 1. \quad (4.13)$$

Из вышесказанного следует, что ДН прямоугольного микрополоскового излучателя приближенно описывается выражением (4.12) в плоскости Е и выражением (4.13) – в плоскости Н.

Входное сопротивление излучателя является комплексным и носит резонансный характер. При величине В, несколько меньшей $\frac{\lambda_d}{2}$ – половины длины волны в диэлектрике резонатора, реактивная часть $X_{\text{вх}} \approx 0$. При увеличении В значение $X_{\text{вх}}$ становится емкостным, при уменьшении В – индуктивным. Активная часть $R_{\text{вх}}$ зависит от отношения $\frac{A}{B}$, уменьшаясь с ростом $\frac{A}{B}$. При $\frac{A}{B} \approx 1,6$ на резонансной частоте f_0 $X_{\text{вх}} \approx 0$, $R_{\text{вх}} \approx 100$ Ом. При этом $\frac{B}{\lambda_d} \approx 0,465$, где λ_d – длина волны в диэлектрике резонатора на частоте f_0 .

Коэффициент направленного действия (КНД) прямоугольного микрополоскового излучателя составляет 5 – 6 единиц, так как одна щель в экране имеет КНД, равный 2,5 – 3, а две щели – в два раза больше.

Микрополосковый излучатель является узкополосным по входному сопротивлению. Согласование с коэффициентом стоячей волны $K_{\text{СВ}} = 2$ обеспечивается в полосе частот 5 – 10 %.

Помимо рассмотренного микрополоскового излучателя прямоугольной формы используется ряд других излучателей. Некоторые из них показаны на рис. 4.11:

- рис. 4.11, а, б – прямоугольные излучатели круговой поляризации;
- рис. 4.11, в, г – излучатели с расширенной полосой частот по согласованию;
- рис. 4.11, д, е – щелевые излучатели.

На рис. 4.11, а – г базовая пластина и подложка не показаны, но показана возбуждающая микрополосковая линия.

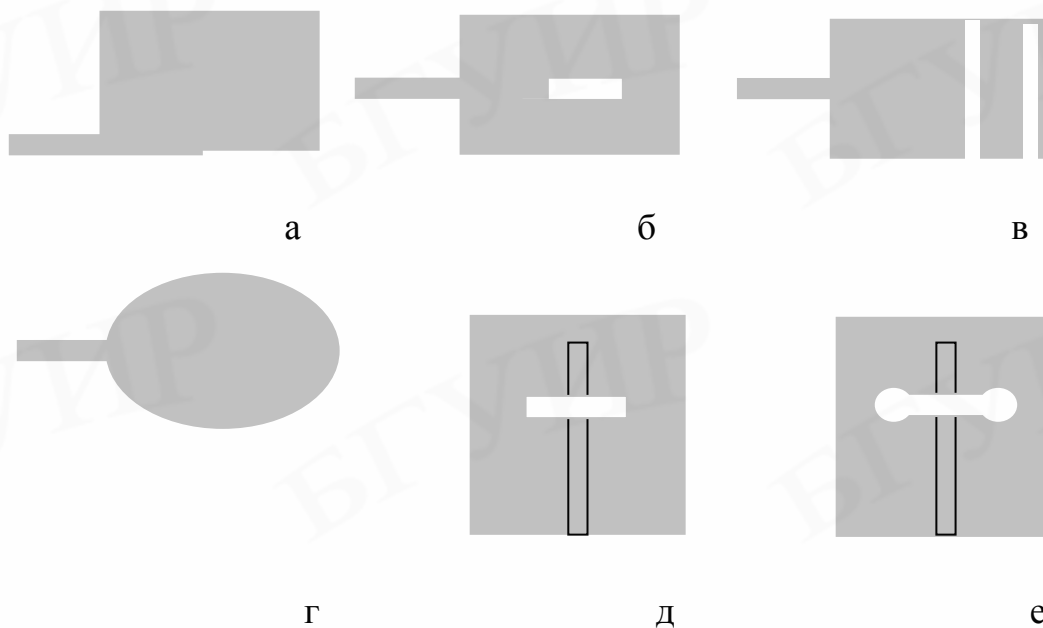


Рис. 4.11. Варианты микрополосковых излучателей

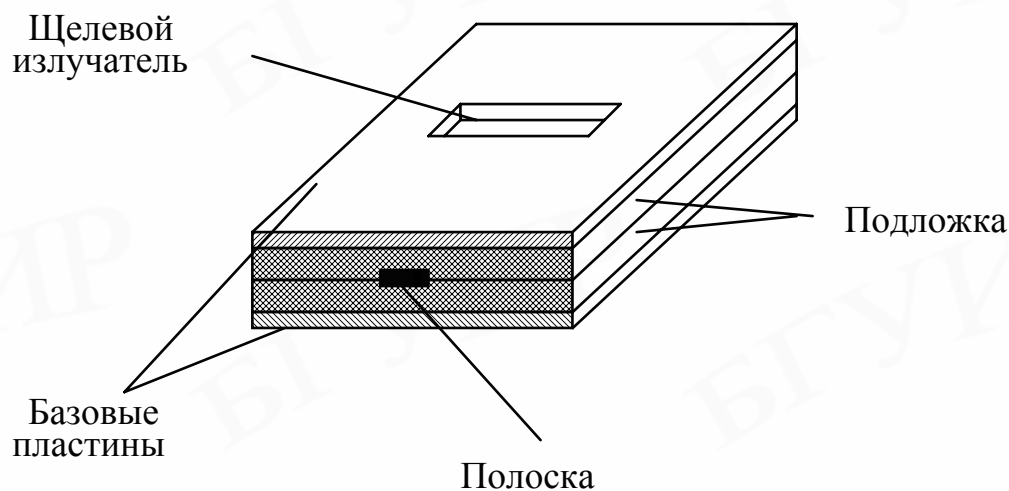


Рис. 4.12. Щелевой микрополосковый излучатель

На рис. 4.11, д, е – щели прорезаны во второй базовой пластине, пунктиром показана микрополосковая линия, возбуждающая щель. На рис. 4.11, е показана гантельная щель, имеющая большую полосу частот по согласованию.

На рис. 4.12 показан излучатель с прямоугольной щелью более подробно.

Щелевые излучатели возбуждаются за счет электромагнитного взаимодействия с полем симметричной микрополосковой линии и не имеют гальванического контакта с полоской. Это расширяет возможности по конструированию системы распределения мощности, например, в микрополосковой антенной решетке со щелевыми излучателями. В частности, система распределения мощности и система щелевых излучателей располагаются на разных подложках, что облегчает выпол-

нение условия единственности главного максимума диаграммы направленности решетки.

5. АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

Апертурная антенна – это антенна, излучающая с раскрыва. Примерами таких антенн являются рупорные, зеркальные, линзовые и другие типы антенн. Элементарным излучателем в них является элемент Гюйгенса. На рис. 5.1 показана рупорная, а на рис. 5.2 – зеркальная антенна с раскрывом S и элементарный излучатель dS . Раскрыв – это воображаемая поверхность, отделяющая внутреннюю полость рупора (вогнутого зеркала) от внешнего пространства. В соответствии с принципом Гюйгенса поле на раскрыве однозначно определяет поле во всем внешнем пространстве. В зависимости от формы раскрыв можно описать либо в прямоугольных XOY , либо в полярных координатах. От этого будет зависеть сложность математических преобразований при определении параметров антенны.

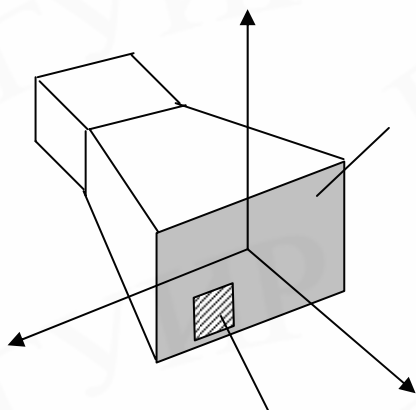


Рис. 5.1. Рупорная антенна

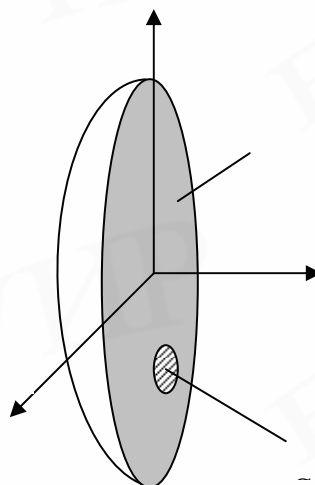


Рис. 5.2. Зеркальная антенна

К апертурным антеннам относятся также волноводные антенны, представляющие собой открытые концы волноводов – прямоугольных, круглых, возбуждаемых на различных типах волн.

5.1. Общие закономерности в апертурных антеннах

5.1.1. Поле в дальней зоне

В инженерной практике апертурные антенны рассчитываются методом Гюйгенса–Кирхгофа.

Рассмотрим поле в дальней зоне, создаваемое некоторой антенной, имеющей плоский раскрыв произвольной формы S , показанной на рис. 5.3.

Пусть на раскрыве задано амплитудное $A(x_q, y_q) = \frac{E_s(x_q, y_q)}{E_m}$ и фазовое $\Psi(x_q, y_q)$ распределение поля, где x_q, y_q – координаты точки Q на раскрыве; $E_s(x_q, y_q)$ – распределение амплитуд поля на раскрыве; E_m – максимальное значение амплитуды поля на раскрыве. Комплексная функция $\dot{A}(x_q, y_q) = A(x_q, y_q)e^{j\Psi(x_q, y_q)}$ называется амплитудно-фазовым распределением (АФР) поля на раскрыве. Требуется определить поле в дальней зоне, создаваемое раскрывом.

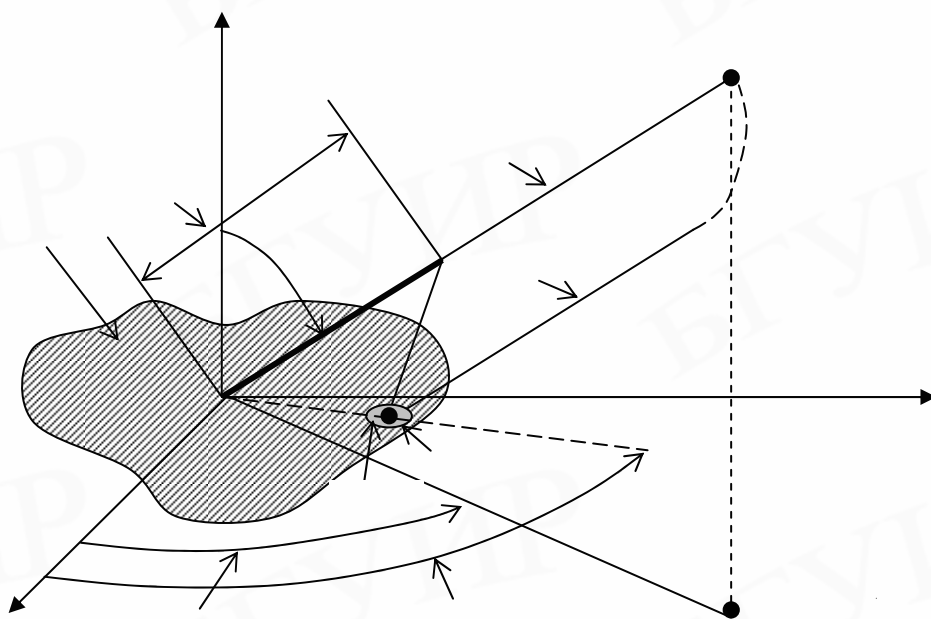


Рис. 5.3. К определению поля плоского раскрыва:

X, Y, Z – прямоугольная система координат; r, θ, φ – сферическая система координат; P – точка наблюдения в дальней зоне; P' – проекция точки P на плоскость XOY ; S – площадь раскрыва антенны (апертуры), расположенная в плоскости XY ; dS – элементарный участок поверхности S ; Q – произвольная точка на поверхности S (расположена в пределах элемента dS); r' – расстояние между точками Q и P (радиус-векторы r и r' практически параллельны, так как точка P расположена в дальней зоне); δr – разность расстояний r и r' (выделено жирной линией)

Для решения задачи воспользуемся принципом суперпозиции, в соответствии с которым поле в точке P можно записать как

$$E(r, \theta, \varphi) = \int_S dE, \quad (5.1)$$

где dE – поле элементарного участка dS , которое в дальней зоне определяется выражением

$$dE = \frac{E_s(x_q, y_q)}{2\lambda r'} \cdot e^{j\Psi(x_q, y_q)} \cdot e^{-jkr'} (1 + \cos\theta) dS. \quad (5.2)$$

Здесь $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число свободного пространства.

В соответствии с рис. 5.3 $r' = r - \delta r$. Причем $\delta r \ll r$, так как точка P расположена в дальней зоне. Поэтому можно положить $r' \approx r$. Линейные размеры раскрыва S значительно меньше расстояния r, но по сравнению с длиной волны λ они могут быть произвольными. При интегрировании в выражении (5.1) координаты точки Q меняются и меняется величина δr в пределах линейных размеров раскрыва. Поэтому величина $k\delta r = \frac{2\pi \cdot \delta r}{\lambda}$ может меняться в произвольных пределах и ею нельзя пренебречь. Учитывая вышесказанное, подставим выражение (5.2) в выражение (5.1) и вынесем за знак интеграла постоянные величины. В результате получим выражение для поля апертурной антенны в дальней зоне:

$$E(r, \theta, \varphi) \approx \frac{E_m}{2\lambda r} e^{-jkr} (1 + \cos\theta) \int_S A(x_q, y_q) e^{j\Psi(x_q, y_q)} e^{jk\delta r} dS. \quad (5.3)$$

Определим выражение для величины δr . В соответствии с рис. 5.3 можно записать

$$r' = \sqrt{(x_p - x_q)^2 + (y_p - y_q)^2 + (z_p - z_q)^2}, \quad (5.4)$$

где x_p, y_p, z_p – координаты точки P.

Раскроем квадраты и учтем, что

$$x_p^2 + y_p^2 + z_p^2 = r^2, \quad (5.5)$$

$$x_q^2 + y_q^2 + z_q^2 = \rho^2, \quad (5.6)$$

где ρ – расстояние от начала координат до точки Q (см. рис.5.3), причем

$$\rho^2 \ll r^2. \quad (5.7)$$

В результате (5.4) преобразуется к виду

$$r' \approx \sqrt{r^2 - 2(x_p \cdot x_q + y_p \cdot y_q)} \approx r - \frac{x_p \cdot x_q + y_p \cdot y_q}{r}. \quad (5.8)$$

При выводе выражения (5.8) учтено, что $z_q = 0$. Поскольку $\delta r = r - r'$, из выражения (5.8) получаем

$$\delta r \approx \frac{x_p \cdot x_q + y_p \cdot y_q}{r}. \quad (5.9)$$

Из рис. 5.3 следует, что

$$x_p = r \sin \theta \cos \varphi, \quad y_p = r \sin \theta \sin \varphi, \quad (5.10)$$

и выражение (5.9) принимает вид

$$\delta r \approx x_q \sin \theta + y_q \sin \theta \sin \varphi. \quad (5.11)$$

Из выражений (5.3) и (5.11) следует, что поле в дальней зоне апертурой антенны зависит от формы и размеров раскрыва S , амплитудного распределения $A(x_q, y_q)$, фазового распределения $\Psi(x_q, y_q)$ и от сферических координат точки P .

Фронт волны в дальней зоне приближенно имеет форму сферы $r = \text{const}$.

5.1.2. Диаграмма направленности и КНД апертурной антенны

Для получения выражения, определяющего ДН, возьмем модуль выражения (5.3) и опустим множители, не зависящие от углов θ, φ . В результате получим

$$f(\theta, \varphi) = f_1(\theta) \cdot f_c(\theta, \varphi), \quad (5.12)$$

где $f_1(\theta)$ – ДН элементарного излучателя Гюйгенса;

$f_c(\theta, \varphi)$ – множитель системы, определяемый выражениями

$$f_1(\theta) = 1 + \cos \theta, \quad (5.13)$$

$$f_c(\theta, \varphi) = \left| \int_S A(x_q, y_q) e^{j\Psi(x_q, y_q)} e^{jk\delta r} dS \right|. \quad (5.14)$$

Выражения (5.13) и (5.14) в дальнейшем будут использованы для анализа ДН антенн с прямоугольным и круглым раскрывом.

Получим выражение для КНД, используя ранее рассмотренное его определение:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P_{\text{на}}}{P_{\text{наа}}} \quad \text{при} \quad P_{\Sigma \text{на}} = P_{\Sigma \text{нна}}, \quad (5.15)$$

где $D(\theta, \varphi)$ – КНД антенны в направлении, задаваемом углами θ, φ ;

$P_{\Sigma \text{нна}}$ – мощность излучения ненаправленной антенны;

$P_{\Sigma \text{на}}$ – мощность излучения рассматриваемой направленной антенны.

Поскольку мощности излучения обеих антенн одинаковы, обозначим их символом P_{Σ} . Определим величины, входящие в выражение (5.15).

Плотность потока мощности направленной антенны:

$$\Pi_{\text{на}} = \frac{E_{\text{на}}^2}{240\pi}, \quad (5.16)$$

где амплитуда напряженности поля $E_{\text{на}}$ определяется выражением (5.3).

Плотность потока мощности ненаправленной антенны:

$$\Pi_{\text{нна}} = \frac{P_{\Sigma}}{4\pi r^2}. \quad (5.17)$$

Мощность излучения направленной антенны равна мощности, проходящей через раскрыв S :

$$P_{\Sigma} = \int_S \vec{i}_S \cdot d\vec{S}, \quad (5.18)$$

где Π_S – плотность потока мощности на раскрыве антенны, определяемая выражением

$$\Pi_S = \frac{E_S^2}{240\pi} = \frac{E_{\text{max}}^2 \cdot A(x_q, y_q)}{240\pi}. \quad (5.19)$$

Подставляя выражения (5.3), (5.16 – 5.19) в (5.15), получим

$$D(\theta, \varphi) = \frac{\pi(1 + \cos\theta)^2}{\lambda^2} \cdot \frac{\left| \int_S A(x_q, y_q) e^{j\Psi(x_q, y_q)} e^{jk \cdot \delta r} dS \right|^2}{\int_S A^2(x_q, y_q) dS}. \quad (5.20)$$

Определим КНД в направлении нормали к плоскости раскрыва антенны, обозначив его символом D . При $\theta = 0$ величина $\delta r = 0$, и из (5.20) следует

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot \frac{\left| \int_S A(x_q, y_q) e^{j\Psi(x_q, y_q)} dS \right|^2}{\int_S A^2(x_q, y_q) \cdot dS}. \quad (5.21)$$

В выражении (5.21) отношение интегралов имеет размерность площади (м^2), поэтому обозначим его символом $S_{\text{эф}}$:

$$S_{\text{эф}} = \frac{\left| \int_S A(x_q, y_q) e^{j\Psi(x_q, y_q)} ds \right|^2}{\int_S A^2(x_q, y_q) \cdot ds}. \quad (5.22)$$

С учетом этого выражение (5.21) запишется в виде

$$D = \frac{4\pi}{\lambda} S_{\text{эф}} \quad (5.23)$$

Величина $S_{\text{эф}}$ называется эффективной площадью раскрыва в режиме передачи.

Эффективная площадь антенны будет максимальной при $A(x_q, y_q) = 1$ и $\Psi(x_q, y_q) = 0$ (при равномерном амплитудно-фазовом распределении). Из выражения (5.22) следует, что это значение равно S . С учетом этого выражение (5.23) можно записать в виде

$$D = \frac{4\pi}{\lambda} S \cdot \eta, \quad (5.24)$$

где

$$\eta = \frac{\left| \int_S A(x_0, y_0) e^{j\Psi(x_0, y_0)} dS \right|^2}{S \int_S A^2(x_0, y_0) \cdot dS}. \quad (5.25)$$

Безразмерный параметр η называется **коэффициентом использования поверхности** раскрыва антенны (КИП). Максимальное значение КИП, равное единице, соответствует $A(x_q, y_q) = 1$ и $\Psi(x_0, y_0) = 0$ – равномерному амплитудно-фазовому распределению поля на раскрыве. Физический смысл эффективной площади в режиме передачи можно выяснить, используя выражение (5.23). Пусть антенна имеет некоторое неравномерное амплитудно-фазовое распределение $A(x_0, y_0) e^{j\Psi(x_0, y_0)}$, площадь раскрыва S , коэффициент направленного действия D и КИП < 1 . Сравним эту антенну с антенной, имеющей равномерное амплитудно-фазовое распределение и такой же КНД. Очевидно, эта антенна будет иметь площадь раскрыва меньше, так как у нее КИП = 1. Обозначим ее площадь раскрыва S_1 . Так как КНД обеих антенн одинаковые, на основании (5.24) можно записать $S_{\text{эф}} = S_1$. То есть эффективной площадью заданной антенны в режиме передачи яв-

ляется площадь некоторой антенны с равномерным амплитудно-фазовым распределении, имеющей такой же КНД, как и заданная антенна.

Понятие эффективной площади антенны применимо и для режима приема, причем для любого типа антенн, а не только для апертурных. В режиме приема эффективная площадь – это площадь некоторой воображаемой поверхности, перпендикулярной направлению распространения падающей на антенну волны, через которую проходит такая же мощность, которая принимается антенной. Величина $S_{эф}$ в любом режиме связана с КНД выражением (5.23). Эффективная площадь апертурной антенны в режимах приема и передачи одинакова.

5.1.3. Излучение из плоского прямоугольного раскрыва с разделяющимся амплитудно-фазовым распределением (АФР)

Ряд апертурных антенн имеют прямоугольную форму раскрыва с так называемым разделяющимся АФР. В этом случае амплитудно-фазовое распределение

$$\dot{A}(x_q, y_q) = A(x_q, y_q) e^{j\Psi(x_q, y_q)}, \quad (5.26)$$

являющееся функцией двух координат точки на раскрыве, можно представить в виде произведения двух функций $\dot{A}_x(x_q) = A_x(x_q) e^{j\Psi_x(x_q)}$ и $\dot{A}_y(y_q) = A_y(y_q) e^{j\Psi_y(y_q)}$, каждая из которых зависит только от одной координаты:

$$\dot{A}(x_q, y_q) = \dot{A}_x(x_q) \cdot \dot{A}_y(y_q). \quad (5.27)$$

Из (5.26) и (5.27) следует, что

$$\begin{aligned} A(x_q, y_q) &= A_x(x_q) \cdot A_y(y_q), \\ \Psi(x_q, y_q) &= \Psi_x(x_q) + \Psi_y(y_q). \end{aligned} \quad (5.28)$$

К таким антеннам относятся, например, излучатели в виде открытого конца прямоугольного волновода, рупорные антенны с прямоугольным раскрывом, параболические антенны, антенные решетки с прямоугольным раскрывом.

Рассмотрим диаграмму направленности, КНД и КИП такой антенны. На рис. 5.4 показан прямоугольный раскрыв S с размерами вдоль осей X, Y , равными L_x и L_y .

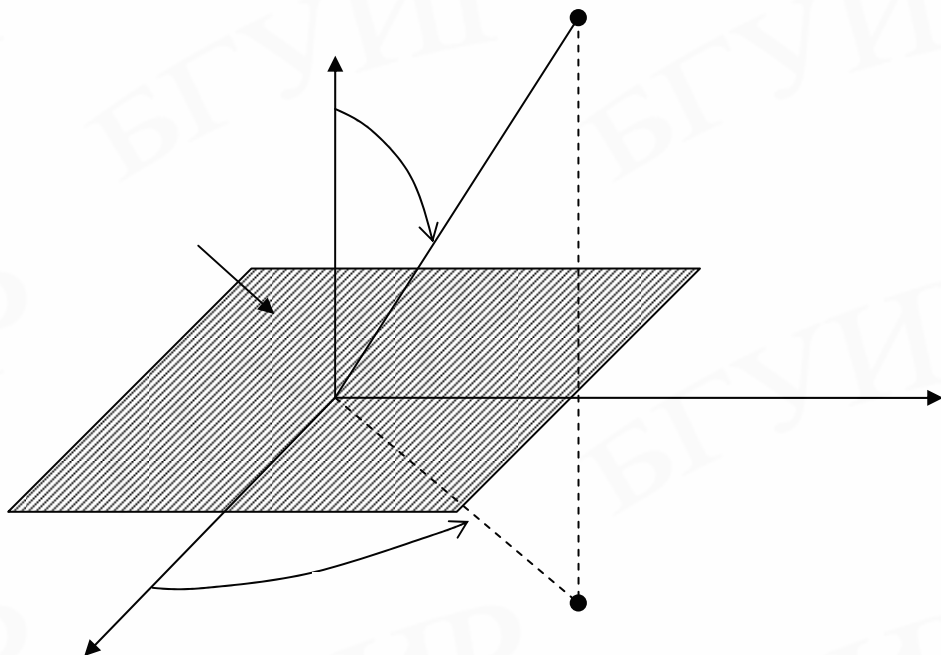


Рис. 5.4. Прямоугольный раскрыв

Для определения ДН, КИП и КНД воспользуемся общими выражениями (5.11 – 5.14) и (5.24 – 5.25).

1. Диаграмма направленности. Подставим (5.28) в выражение для множителя системы (5.14), учтем (5.11) и то, что в прямоугольных координатах $dS = dx_q \cdot dy_q$. Координаты точки Q на раскрыве меняются в пределах $-0,5L_x \leq x_q \leq 0,5L_x$, $-0,5L_y \leq y_q \leq 0,5L_y$.

В результате подстановки получаем для множителя системы следующее выражение:

$$f_c(\theta, \varphi) = f_{cx}(\theta, \varphi) \cdot f_{cy}(\theta, \varphi), \quad (5.29)$$

где

$$f_{cx}(\theta, \varphi) = \left| \int_{-0,5L_x}^{0,5L_x} A_x(x_q) e^{j\Psi_0(x_q)} e^{jkx_q \sin\theta \cos\varphi} dx_q \right|, \quad (5.30)$$

$$f_{cy}(\theta, \varphi) = \left| \int_{-0,5L_y}^{0,5L_y} A_y(y_q) e^{j\Psi_y(y_q)} e^{jky_q \sin\theta \sin\varphi} dy_q \right|. \quad (5.31)$$

Часто для апертурной антенны достаточно рассчитать диаграммы направленности в главных плоскостях, содержащих нормаль к раскрыву и параллельных сторонам раскрыва, т.е. в плоскостях XZ и YZ. Рассмотрим ДН в этих плоскостях.

В плоскости XZ в соответствии с рис. 5.4 $\varphi = 0$. При этом $f_{cy}(\theta, \varphi) = \text{const}$ (не зависит от углов θ и φ). Опуская этот множитель, из выражений (5.29 – 5.31) получаем

$$f_c(\theta, \varphi) = f_{cx}(\theta) = \left| \int_{-0,5L_x}^{0,5L_x} A_x(x_q) e^{j\Psi_x(x_q)} e^{jkx_q \sin\theta} dx_q \right|. \quad (5.32)$$

В плоскости YZ в соответствии с рис. 5.4 $\varphi = 90^\circ$. При этом $F_{cx}(\theta, \varphi) = \text{const}$ (не зависит от углов θ и φ). Опуская этот множитель, из выражений (5.29 – 5.31) получаем

$$f_c(\theta, \varphi) = f_{cy}(\theta) = \left| \int_{-0,5L_y}^{0,5L_y} A_y(y_q) e^{j\Psi_y(y_q)} e^{jky_q \sin\theta} dy_q \right|. \quad (5.33)$$

Выражение (5.32) описывает множитель системы линейной антенны длиной L_x с амплитудным $A_x(x_q)$ и фазовым $\Psi_x(x_q)$ распределением, (5.33) – множитель системы линейной антенны длиной L_y с амплитудным $A_y(y_q)$ и фазовым $\Psi_y(y_q)$ распределением. Причем изменение размера раскрыва и АФР в одной главной плоскости приводит к изменению ДН только в этой плоскости. Это позволяет создавать апертурные антенны с различными ДН в двух ортогональных плоскостях.

2. КИП и КНД. Подставляя (5.28) в выражение (5.25) и учитывая, что $S = L_x \cdot L_y$, получаем для КИП

$$\eta = \eta_x \cdot \eta_y, \quad (5.34)$$

где

$$\eta_x = \frac{\left| \int_{-0,5L_x}^{0,5L_x} A_x(x_q) e^{j\Gamma_x(x_q)} dx_q \right|^2}{L_x \int_{-0,5L_x}^{0,5L_x} A_x^2(x_q) dx_q}, \quad \eta_y = \frac{\left| \int_{-0,5L_y}^{0,5L_y} A_y(y_q) e^{j\Gamma_y(y_q)} dy_q \right|^2}{L_y \int_{-0,5L_y}^{0,5L_y} A_y^2(y_q) dy_q}. \quad (5.35)$$

5.1.4. Излучение из круглого раскрыва с осесимметричным АФР

1. Общий случай. Круглый раскрыв имеют такие антенны, как, например, зеркальные, конические рупоры и некоторые другие. Круглый раскрыв в системе координат показан на рис. 5.5. Большинство обозначений на рисунке совпадает с

обозначениями на рис. 5.3 и 5.4, дополнительно обозначено: R – радиус раскрыва, ρ, φ_q – полярные координаты точки Q на раскрыве. На раскрыве задано АФР вида $A(\rho, \varphi_q)e^{j\Psi(\rho, \varphi_q)}$.

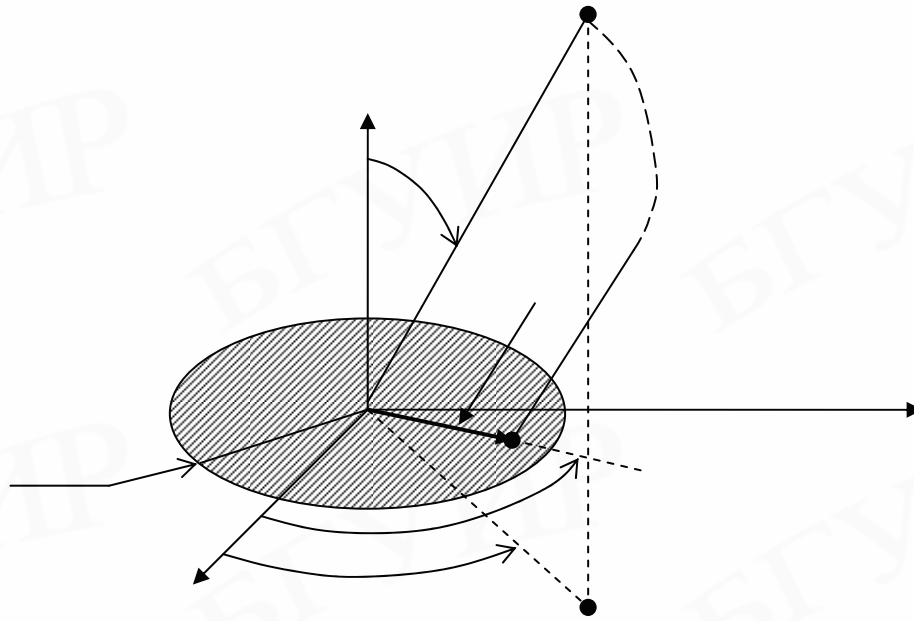


Рис. 5.5. Круглый раскрыв

Диаграмма направленности раскрыва произвольной формы описывается выражениями (5.12 – 5.14). Так как координаты точек на круглом раскрыве описываются полярными координатами ρ, φ_q , выражение для множителя системы (5.14) необходимо переписать в виде

$$f_c(\theta, \varphi) = \left| \int_S A(\rho, \varphi) e^{j\Psi(\rho, \varphi)} e^{jk \cdot \delta r} dS \right|. \quad (5.36)$$

Интеграл в выражении (5.36) двукратный: по координате ρ в пределах от 0 до R , по координате φ_q от 0 до 2π . Учтем также, что

$$dS = \rho \cdot d\rho \cdot d\varphi_q, \quad (5.37)$$

и в соответствии с выражением (5.11)

$$\delta r \approx x_q \sin \theta \cos \varphi + y_q \sin \theta \sin \varphi. \quad (5.38)$$

Из рис. 5.5 следует, что прямоугольные координаты x_q, y_q точки Q связаны с полярными ρ и φ_q формулами

$$x_q = \rho \cos \varphi_q, \quad y_q = \rho \sin \varphi_q. \quad (5.39)$$

Подставляя выражение (5.38) в выражение (5.39) и используя формулы тригонометрии, нетрудно получить

$$\delta r \approx \rho \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_q). \quad (5.40)$$

С учетом изложенного из выражения (5.36) получаем для круглого раскрыва

$$f_c(\theta, \varphi) = \left| \int_0^R \int_0^{2\pi} A(\rho, \varphi_q) e^{j\Psi(\rho, \varphi_q)} e^{jk\rho \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_q)} \rho \cdot d\rho \cdot d\varphi_q \right|. \quad (5.41)$$

Формула (5.41) определяет множитель системы круглого раскрыва с произвольным АФР. Рассмотрим частный случай.

2. Круглый раскрыв с осесимметричным АФР. Осесимметричное АФР – это распределение, не зависящее от угла φ_q , т.е. $A(\rho, \varphi_q) = A(\rho)$, $\Psi(\rho, \varphi_q) = \Psi(\rho)$. В этом случае выражение (5.41) принимает вид

$$f_c(\theta, \varphi_q) = f_c(\theta) = \left| \int_0^R A(\rho) e^{j\Psi(\rho)} \left[\int_0^{2\pi} e^{jk\rho \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_q)} d\varphi_q \right] \rho \cdot d\rho \right|. \quad (5.42)$$

Интеграл по φ_q является табличным и определяется функцией Бесселя первого рода нулевого порядка $J_0(k\rho \sin \theta)$, тогда выражение (5.42) преобразуется к виду

$$f_c(\theta) = \left| \int_0^R A(\rho) e^{j\Psi(\rho)} J_0(k\rho \sin \theta) \rho \cdot d\rho \right|. \quad (5.43)$$

Полученный интеграл можно вычислить, задавшись конкретным видом АФР. В большинстве антенн с круглым раскрывом используется комбинированное, спадающее к краям раскрыва амплитудное распределение и равномерное фазовое распределение (зеркальные, линзовые антенны). Такое амплитудное распределение можно аппроксимировать формулой

$$A(\rho) = \Delta + (1 - \Delta) \left[1 - \left(\frac{\rho}{R} \right)^2 \right]^p, \quad (5.44)$$

где Δ – уровень подставки в амплитудном распределении на краю раскрыва;

$p = 0, 1, 2, \dots$ – определяет скорость спада амплитудного распределения от центра раскрыва к краю.

Подстановка (5.44) в (5.43) и последующее интегрирование приводит к следующему выражению для множителя системы:

$$f_c(\theta) = \Delta \cdot \Lambda_1(\psi) + \frac{1-\Delta}{p+1} \Lambda_{p+1}(\psi), \quad (5.45)$$

где $\psi = kR \sin \theta$ – обобщенная угловая координата;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число свободного пространства;

$\Lambda_n(\psi)$ – лямбда-функция аргумента ψ ($n = 1$ или $n = p + 1$), связанная с функцией Бесселя $J_n(\psi)$ следующим соотношением:

$$\Lambda_n(\psi) = \frac{n!}{\left(\frac{\psi}{2}\right)^n} J_n(\psi). \quad (5.46)$$

При $\psi = 0$ независимо от n $\Lambda_n(\psi) = 1$.

Анализ выражения (5.46) показывает, что нормированный множитель системы имеет вид, показанный на рис. 5.6.

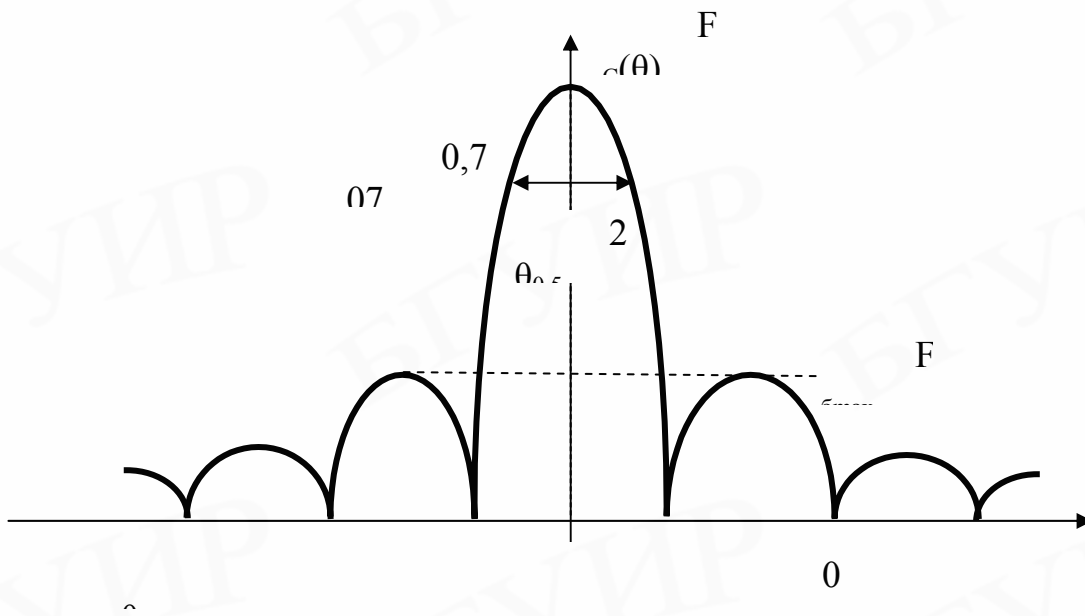


Рис. 5.6. Множитель системы круглого раскрыва

Главный максимум ориентирован перпендикулярно плоскости раскрыва ($\theta_m = 0$). Ширина главного лепестка

$$2\theta_{0,5} = C_{0,5} \frac{\lambda}{D}, \quad (5.47)$$

где $D = 2R$ – диаметр раскрыва.

Коэффициент $C_{0,5}$ зависит от параметров амплитудного распределения Δ и p . Чем больше Δ и меньше p , тем меньше величина $C_{0,5}$.

Максимальный уровень боковых лепестков $F_{b_{\max}}$ также зависит от параметров Δ и p . Чем больше Δ и меньше p , тем больше уровень боковых лепестков.

Общие закономерности зависимости параметров диаграммы направленности от амплитудного распределения, полученные для линейной антенны, сохраняются для прямоугольного и круглого раскрывов. Причем в прямоугольном раскрыве с разделяющимся АФР параметры ДН при заданных параметрах АФР точно такие же, как и в линейной антенне с такими же параметрами АФР и такими же волновыми размерами. В круглом же раскрыве при тех же параметрах АФР и том же волновом размере раскрыва ширина главного лепестка ДН больше, а уровень боковых лепестков меньше. Так, при равномерном АФР для линейной антенны и прямоугольного раскрыва $C_{0,5} \approx 51^\circ$, $F_{b_{\max}} \approx -13$ дБ. Для круглого раскрыва при равномерном АФР $C_{0,5} \approx 58^\circ$, $F_{b_{\max}} \approx -19$ дБ. Это связано с особенностями амплитудно-фазового распределения на так называемой эквивалентной линейной антенне.

5.1.5. Метод эквивалентной линейной антенны

1. Общий случай. Метод эквивалентной линейной антенны (метод ЭЛА) используется для расчета ДН апертурной антенны с произвольной формой раскрыва при произвольном АФР.

Такой раскрыв показан на рис. 5.7 в плоскости XY.

Множитель системы плоского раскрыва определяется общим выражением (5.14). Запишем это выражение, подставив в него значение δr из выражения (5.11):

$$f_c(\theta, \varphi) = \left| \int_S A(x_q, y_q) e^{j\Psi(x_q, y_q)} e^{jk \sin \theta (x_q \cos \varphi + y_q \sin \varphi)} dS \right|. \quad (5.48)$$

При расчете ДН такого раскрыва в плоскости XZ (при $\varphi = 0$) сделаем следующие преобразования в выражении (5.48):

- интеграл запишем как двукратный: по координате x_q в пределах от X_{\min} до X_{\max} , по координате y_q в пределах от Y_1 до Y_2 ;
- элемент dS представим в виде $dS = dx_q \cdot dy_q$.

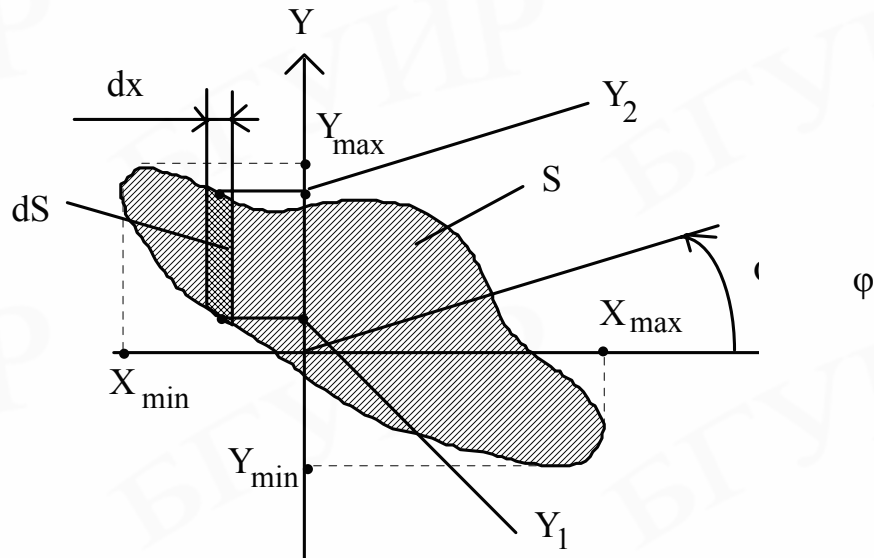


Рис. 5.7. Произвольный раскрыв:

S – площадь раскрыва; X_{\min}, X_{\max} – границы раскрыва по оси X ; Y_{\min}, Y_{\max} – границы раскрыва по оси Y ; dS – элемент площади S в виде полосы, параллельной оси X , длиной $\Delta Y = Y_2 - Y_1$, шириной dx ; φ – сферическая координата точки наблюдения P в дальней зоне

Тогда

$$f_c(\theta) = \left| \int_{X_{\min}}^{X_{\max}} e^{jkx_q \sin \theta} \left[\int_{Y_1}^{Y_2} A(x_q, y_q) e^{j\Psi(x_q, y_q)} dy_q \right] dx_q \right|. \quad (5.49)$$

Введем обозначение

$$\dot{A}_3(x_q) = \int_{Y_1}^{Y_2} A(x_q, y_q) e^{j\Psi(x_q, y_q)} dy_q. \quad (5.50)$$

Запишем (5.50) в показательной форме:

$$\dot{A}_3(x_q) = A_3(x_q) e^{j\Psi(x_q)}. \quad (5.51)$$

С учетом этого выражение (5.49) запишется в виде

$$f_c(\theta) = \left| \int_{X_{\min}}^{X_{\max}} A_3(x_q) e^{j\Psi(x_q)} e^{jkx_q \sin \theta} dx_q \right|. \quad (5.52)$$

Выражение (5.52) описывает множитель системы линейной антенны длиной $X_{\max} - X_{\min}$ с амплитудным распределением $A_3(x_q)$ и фазовым распределением $\Psi(x_q)$. Такая антенна называется эквивалентной линейной антенной. Причем эквивалентность заданного плоского раскрыва, показанного на рис. 5.7, и указанной линейной антенны понимается только по диаграмме направленности в плоскости $\varphi = 0$.

Аналогично можно свести расчет ДН плоского раскрыва с заданным АФР к расчету ДН линейной антенны при произвольном угле φ . Например, при $\varphi = 90^\circ$ (в плоскости YZ) плоский раскрыв надо представить суммой элементарных излучателей в виде полосок, параллельных оси X , как это показано на рис. 5.8.

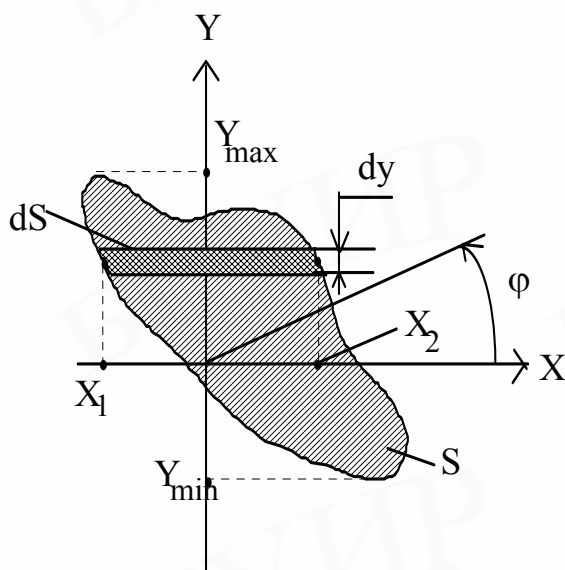


Рис. 5.8. Произвольный раскрыв

Множитель системы по аналогии с выражением (5.51) можно записать в виде

$$f_c(\theta) = \left| \int_{Y_{\min}}^{Y_{\max}} A_3(y_q) e^{j\Psi(y_q)} e^{jky_q \sin \theta} dy_q \right|,$$

где $A_3(y_0) = A_3 \exp(j\Psi_3(y_0))$ – амплитудно-фазовое распределение на эквивалентной линейной антенне длиной

$Y_{\max} - Y_{\min}$, определяемое выражением, аналогичным выражению (5.50):

$$A_3(y_q) = \int_{X_1}^{X_2} A(x_q, y_q) e^{j\Psi(x_q, y_q)} dx_q.$$

Имеется принципиальное различие между АФР на раскрыве апертурной антенны вдоль оси эквивалентной линейной антенны и на оригинале эквивалентной линейной антенне. Рассмотрим это на примере амплитудного распределения для прямоугольного и эллиптического раскрывов с равномерным АФР. Такое АФР описывается формулой $\dot{A}(x_q, y_q) = 1$.

2. **Прямоугольный раскрыв** показан на рис. 5.9, снизу на рисунке изображено амплитудное распределение вдоль оси $X - A(x_q)$. Размеры раскрыва по осям X и Y равны соответственно L_x и L_y .

В соответствии с выражением (5.50) ненормированное АФР на эквивалентной линейной антенне при расчете ДН в плоскости XZ (при $\varphi = 0$) равно $A_3(x_q) = Y_1 - Y_2 = L_y$, а нормированное равно 1,0. Это распределение также показано на рис. 5.9 внизу. То есть в прямоугольном раскрыве с разделяющимся АФР амплитудно-фазовые распределения на эквивалентных линейных антеннах, расположенных вдоль сторон раскрыва (или при расчете ДН в главных плоскостях), и амплитудно-фазовые распределения вдоль соответствующих сторон раскрыва совпадают.

3. **Эллиптический раскрыв** показан на рис. 5.10. Размеры раскрыва такие же, как и в прямоугольном, АФР на раскрыве равномерное, т.е. $\dot{A}(x_q, y_q) = 1$. Зависимость амплитудного распределения вдоль оси $X - A(x_q)$ показана на рис. 5.10 внизу. Однако в этом случае амплитудно-фазовое распределение на эквивалентной линейной антенне при расчете ДН в плоскости XZ (при $\varphi = 0$) в соответствии с выражением (5.50) равно $A_3(x_q) = Y_1 - Y_2$ и зависит от x_q . При $x_q = \pm 0,5L_x$, как следует из рис. 5.10, $A_3(x_q) = 0$. Величина $A_3(x_q)$ максимальна при $x_q = 0$, нормированное амплитудное распределение при этом значении x_q равно 1,0.

Точно так же при любой форме плавной кривой, ограничивающей плоский раскрыв, АФР на краю эквивалентной линейной антенне будет спадать до нуля. Вследствие этого при одинаковых линейных размерах и одинаковом АФР ширина главного лепестка ДН в прямоугольном раскрыве меньше, а боковые лепестки больше, чем в круглом или эллиптическом.

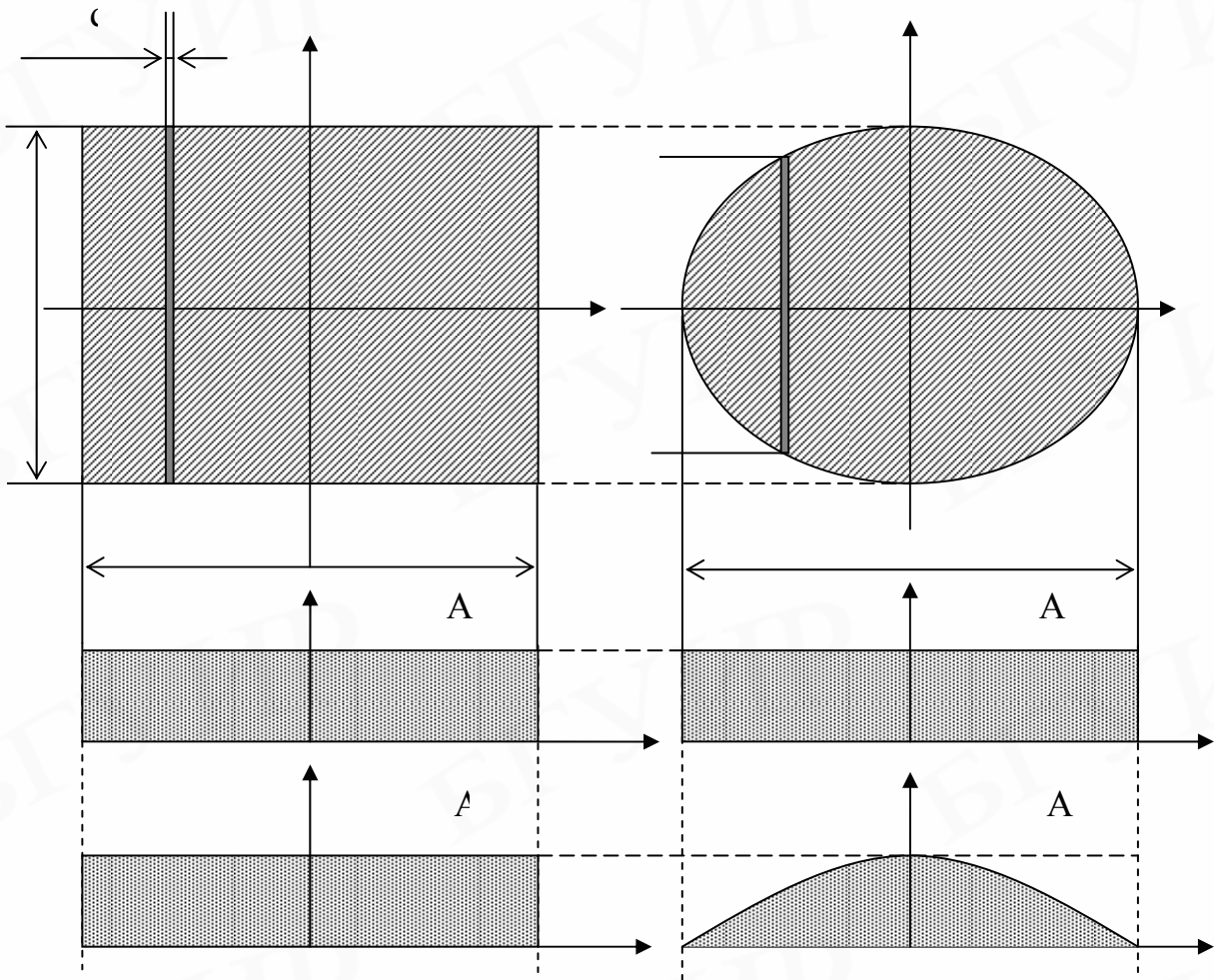


Рис. 5.9. Прямоугольный раскрыв

Рис. 5.10. Эллиптический раскрыв

5.2. Рупорные антенны

Рупорные антенны представляют собой расширение прямоугольного или круглого волновода, имеют КНД от нескольких единиц до нескольких тысяч и применяются как самостоятельные антенны в диапазоне миллиметровых, сантиметровых и дециметровых волн, а также как элементы более сложных антенн.

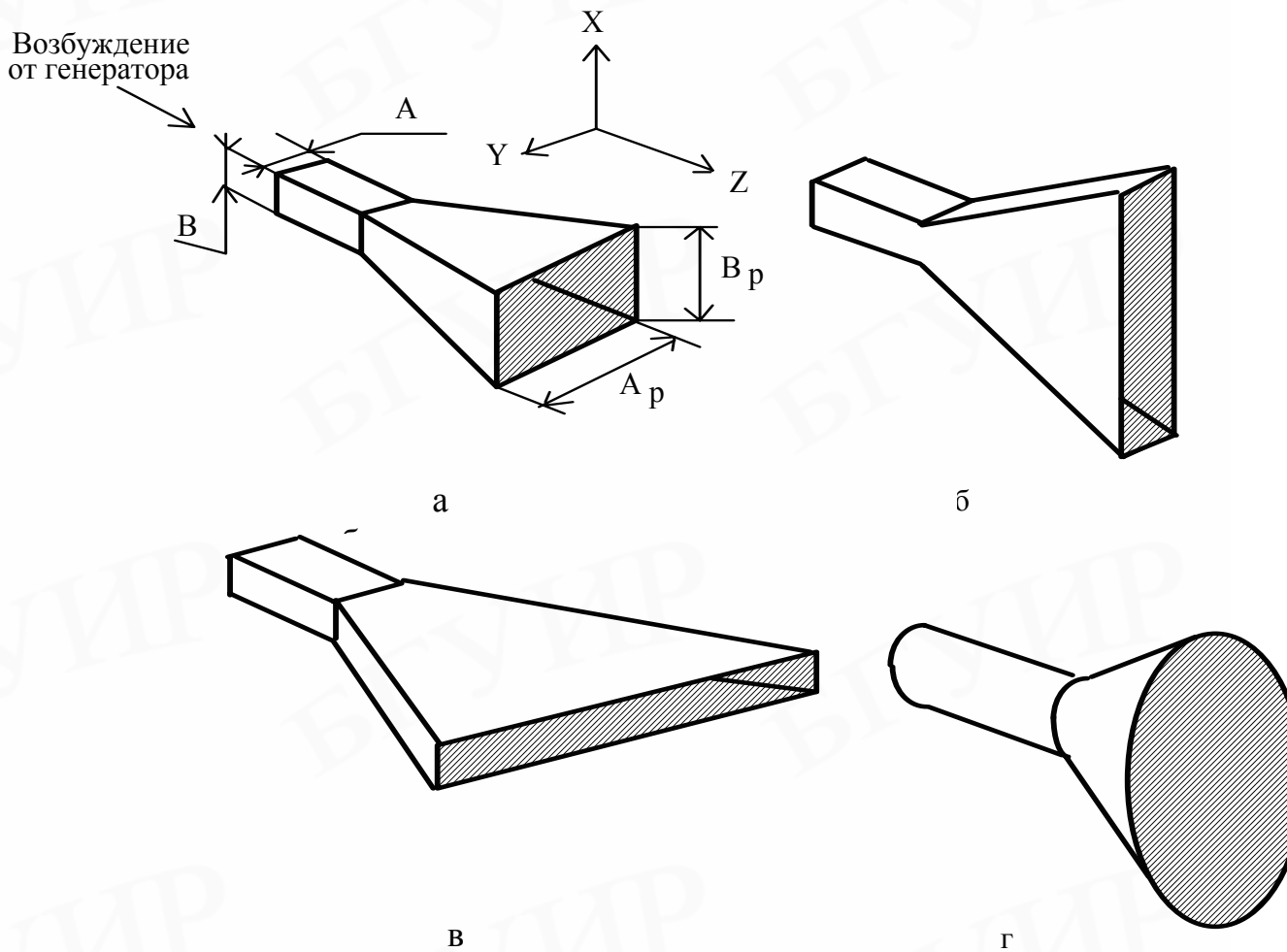
На рис. 5.11 показано несколько вариантов рупорных антенн:

а – пирамидальный, образуемый за счет расширения прямоугольного волновода по линейному закону (длины сторон волновода A и B увеличиваются вдоль оси Z по линейному закону);

б – Е-секториальный, в котором увеличивается только узкая стенка волновода B ;

в – Н-секториальный, в котором расширяется сторона A вдоль оси Z по линейному закону;

г – конический, образуемый плавным расширением круглого волновода вдоль оси Z по линейному закону.



. Рис. 5.11. Типы рупорных антенн

Характеристики и параметры рупорных антенн зависят от типа волны в волноводе, линейных размеров раскрыва, глубины рупора и частоты.

5.2.1. Характеристики пирамидального рупора

Пирамидальный рупор обычно возбуждается прямоугольным волноводом с основной волной H_{10} . В волноводе волна является плоской (фронт волны плоский). В рупоре за счет его расширения плоская волна превращается в сферическую. На рис. 5.12 показан пирамидальный рупор в двух проекциях: а – в плоскости XZ и б – в плоскости XY.

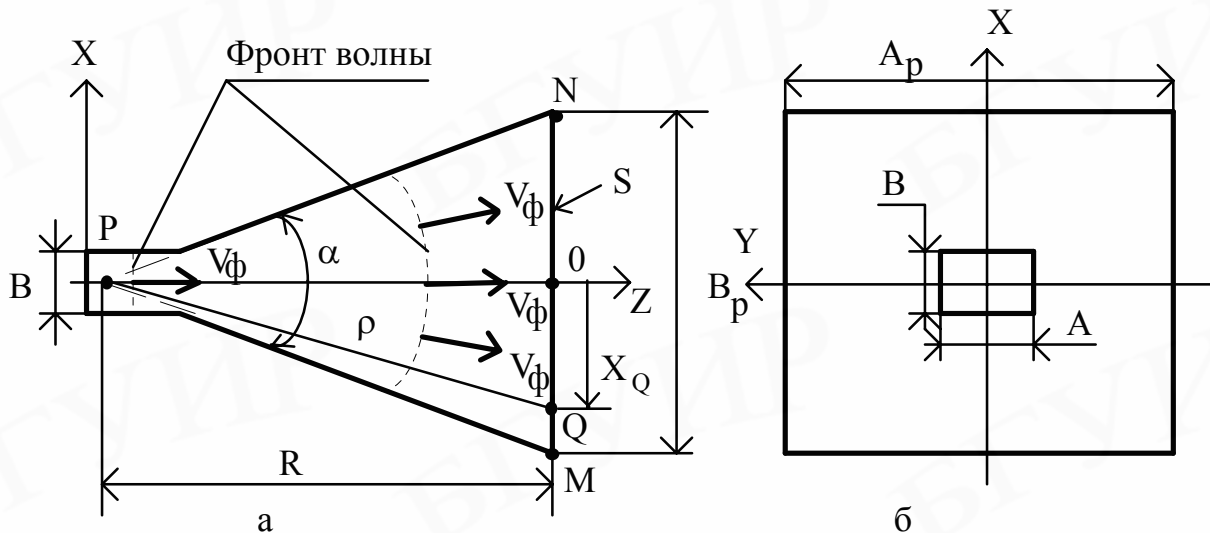


Рис. 5.12. Пирамидальный рупор:

V_{ϕ} – векторы фазовой скорости; A и B – размеры поперечного сечения волновода; A_p , B_p – размеры раскрыва рупора; R – глубина рупора; точки 0 – в центре, M и N – на краях раскрыва; S – плоскость раскрыва; P – вершина рупора; Q – произвольная точка на раскрыве с координатой относительно центра раскрыва X_Q ; ρ – расстояние от вершины рупора P до точки Q ; α – угол раскрыва рупора

Поскольку фронт волны в рупоре сферический, а раскрыв плоский, фронт не одновременно достигает всех точек раскрыва (рис. 5.12, а). Фаза поля в точке Q с координатой X_Q отстает от фазы поля в центре раскрыва (в точке 0) на некоторую величину Φ , зависящую от X_Q . Из рис. 5.12 следует:

$$\Phi(X_Q) = - \frac{2\pi}{\lambda}(\rho - R); \quad (5.53)$$

где

$$\rho = \sqrt{R^2 + X_Q^2}; \quad -\frac{B_p}{2} \leq X_Q \leq \frac{B_p}{2}, \quad (5.54)$$

λ – длина волны.

Из выражений (5.53, 5.54) следует, что при $X_Q = 0$ фаза $\Phi = 0$. Зависимость фазы от X_Q показана на рис. 5.13.

Как видно из рисунка, фаза меняется по закону, близкому к квадратичному, и достигает максимального значения на краю раскрыва рупора. В соответствии с выражениями (5.53, 5.54)

$$\Phi_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{R^2 + \left(\frac{B_p}{2}\right)^2}. \quad (5.55)$$

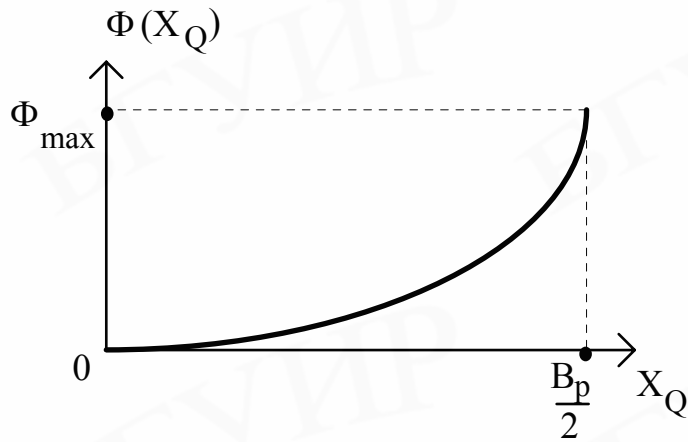


Рис. 5.13. Зависимость фазы поля на краю раскрыва рупора от размера раскрыва

Распределение фазы в плоскости YZ (вдоль стороны A_p) определяется тем же выражением (5.53), но

$$\rho = \sqrt{R^2 + Y_g^2}, \quad -\frac{A_p}{2} \leq Y_g \leq \frac{A_p}{2},$$

а максимальное ее значение на краю раскрыва

$$\Phi_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{R^2 + \left(\frac{A_p}{2}\right)^2}. \quad (5.56)$$

Структура силовых линий векторов E и H на раскрыве рупора близка к структуре силовых линий в сечении прямоугольного волновода и показана на рис. 5.14. На этом же рисунке показаны:

- произвольная точка на раскрыве Q и ее координаты X_Q, Y_Q ;
- сечение прямоугольного волновода, который возбуждает рупор;
- зависимость амплитуды вектора E поля на раскрыве рупора вдоль широкой и узкой сторон прямоугольного волновода в виде эпюры (амплитудное распределение вдоль осей X и Y) – $E(X_Q)$ и $E(Y_Q)$ – такая же, как в прямоугольном волноводе с волной H_{10} ;
- зависимость фазы $\Phi(X_Q)$ и $\Phi(Y_Q)$ – фазовые распределения вдоль осей X и Y в соответствии с ранее рассмотренным законом изменения фазы на раскрыве;
- максимальные фазовые ошибки на краях раскрыва рупора относительно центра раскрыва в плоскостях XZ и YZ – Φ_{\max}^x и Φ_{\max}^y .

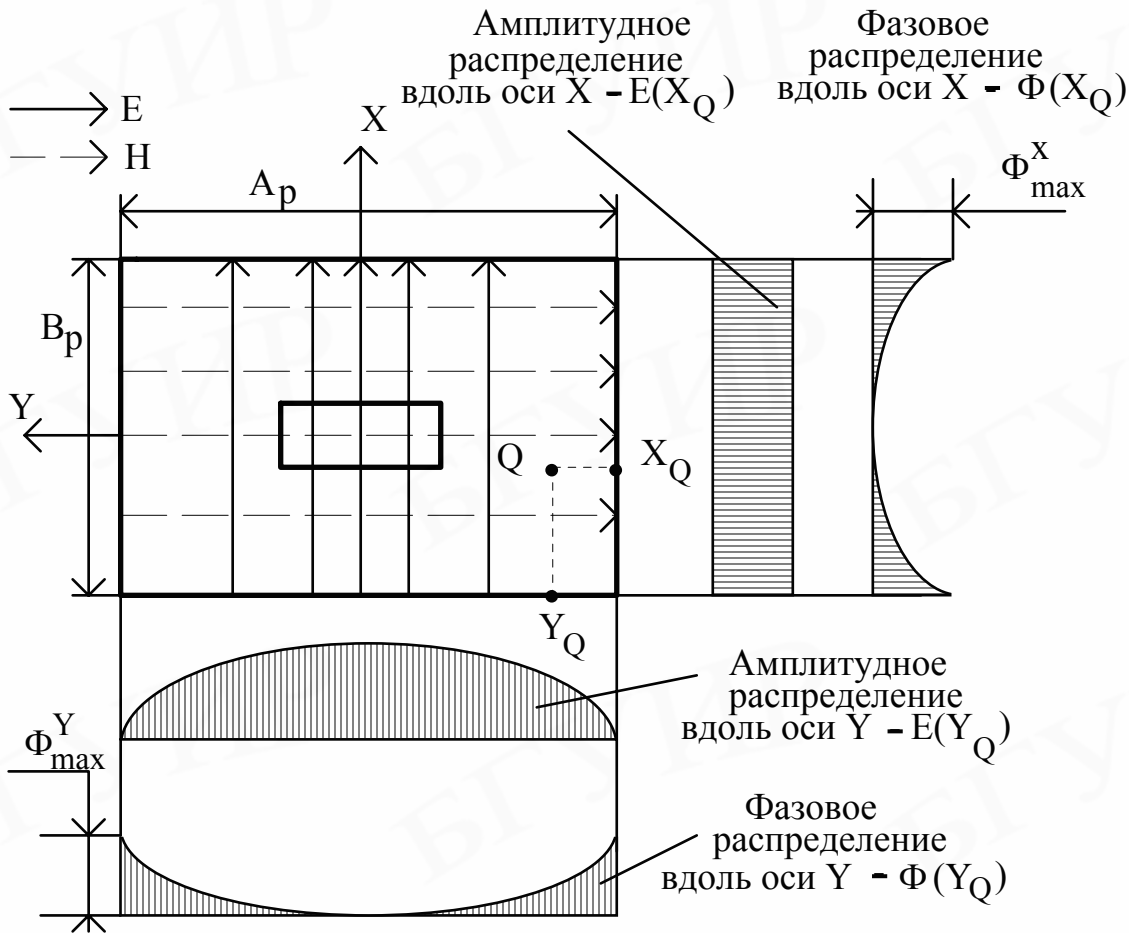


Рис. 5.14. Распределение поля на раскрыве рупора

Как известно, в поперечном сечении прямоугольного волновода амплитуда вектора E в зависимости от Y меняется по закону

$$E(Y) = E_m \cos\left(\frac{\pi}{A} Y\right), \quad (5.57)$$

а от координаты X не зависит. В соответствии с выражением (5.57) распределение амплитуды вектора E на раскрыве рупора в плоскости YZ косинусоидальное, а в плоскости XZ равномерное:

$$E(Y_Q, X_Q) = E_m \cos\left(\frac{\pi}{A_p} Y_Q\right). \quad (5.58)$$

Выражения (5.53, 5.57, 5.58), описывающие распределение амплитуд и фаз поля на раскрыве рупора, являются приближенным решением внутренней задачи.

Внешняя задача. Зная поле на раскрыве рупора и используя принцип суперпозиции, можно определить поле вне рупора. Рассмотрим эту задачу. Обратимся к рис. 5.14. Из него следует:

$$-\frac{B_p}{2} \leq X_Q \leq \frac{B_p}{2}, \quad -\frac{A_p}{2} \leq Y_Q \leq \frac{A_p}{2}, \quad R_{\min} \leq R < \infty, \quad 0 \leq \theta \leq \pi, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi,$$

где R_{\min} – ближняя граница дальней зоны.

В соответствии с формулой (5.56)

$$E_S(Y_Q, X_Q) = E_m \cos\left(\frac{\pi}{A_p} Y_Q\right), \quad (5.59)$$

т.е. поле на раскрыве рупора, возбуждаемого на волне H_{10} , зависит только от координаты Y_Q .

$\Phi_S(X_Q, Y_Q)$ – закон распределения фаз на раскрыве рупора. В соответствии с ранее сказанным

$$\Phi_S(Y_Q, X_Q) = \Phi_X(X_Q) + \Phi_Y(Y_Q), \quad (5.60)$$

$$\Phi_{X,Y} = -k\rho_{x,y}, \quad (5.61)$$

$$\rho_X = \sqrt{R^2 + X_Q^2}, \quad \rho_Y = \sqrt{R^2 + Y_Q^2}. \quad (5.62)$$

Выражения (5.55 – 5.62) дают решение внешней задачи для рупорной антенны в общем виде. Рассмотрим сначала результаты решения внешней задачи качественно.

Предположим, что на раскрыве рупора распределение амплитуд и фаз равномерное, т.е. $E_S(X_Q, Y_Q) = E_m$, $\Phi(X_Q, Y_Q) = 0$. В этом случае в точке наблюдения, расположенной на оси Z , поле излучения рупора будет максимальным. Тогда коэффициент направленного действия определяется выражением

$$\text{КНД} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S, \quad (5.63)$$

где S – площадь раскрыва рупора ($S = A_p \cdot B_p$).

При этом главный лепесток диаграммы направленности будет иметь минимальную ширину и ориентирован вдоль оси рупора Z .

Если распределение амплитуд поля на раскрыве такое, как показано на рис. 5.14, амплитуда поля в дальней зоне на оси Z уменьшится. В результате ширина главного лепестка ДН увеличится, направление его в пространстве сохранится, а КНД уменьшится по сравнению со значением (5.63) и будет определяться формулой

$$\text{КНД} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S \text{КИП}_a, \quad (5.64)$$

где КИП_a – коэффициент использования поверхности раскрыва, обусловленный неравномерностью амплитудного распределения на раскры-

ве. Этот коэффициент меньше единицы. Для косинусоидального амплитудного распределения, определяемого выражением (5.58), $KIP = 0,81$.

Так как на раскрыве рупора фазовое распределение тоже неравномерное (см. рис. 5.14), значение поля в дальней зоне на оси Z еще уменьшится по сравнению с предыдущим случаем, ширина главного лепестка ДН возрастет, направление его в пространстве не изменится, а КНД уменьшится и будет определяться выражением

$$КНД = \frac{4\pi}{\lambda^2} S \cdot KIP_a KIP_\phi, \quad (5.65)$$

где $KIP_\phi < 1$ – коэффициент использования поверхности за счет неравномерности фазового распределения поля на раскрыве. При этом чем больше фазовая ошибка Φ_{max} на краю раскрыва рупора по сравнению с его центром, тем меньше KIP_ϕ .

Произведение $KIP_a \cdot KIP_\phi = KIP$ называется коэффициентом использования поверхности раскрыва. Он меньше единицы и определяется неравномерностью амплитудного и фазового распределения поля на раскрыве рупора.

Если увеличивать угол раскрыва рупора α при фиксированной глубине рупора R , будут расти размер B_p , а значит, и площадь раскрыва S и фазовая ошибка Φ_{max} . При этом КНД будет уменьшаться за счет уменьшения KIP_ϕ и расти за счет роста S (рис. 5.15). Аналогично будет меняться КИП и КНД при увеличении A_p .

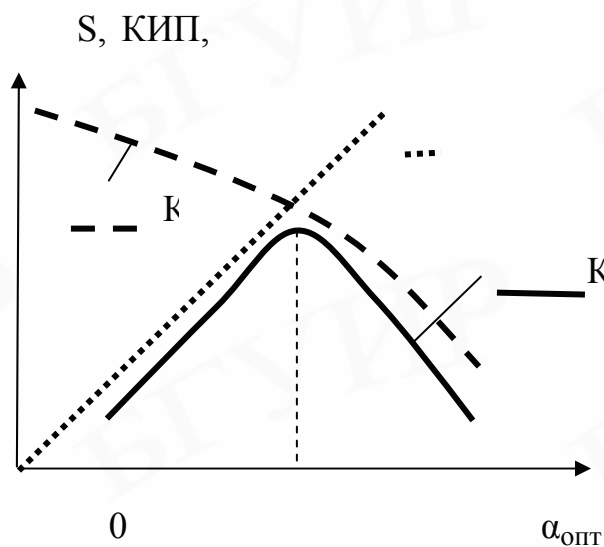


Рис. 5.15. Зависимость КНД от угла раскрыва рупора

Как видно, КНД достигает максимума при некотором оптимальном угле раскрыва рупора $\alpha_{опт}$. При этом фазовая ошибка на краю раскрыва рупора принимает в плоскости E значение $\Phi_{max}^e = -90^\circ$, а в плоскости H – $\Phi_{max}^h = -135^\circ$. При таких

фазовых ошибках в плоскостях E и H величина $KIP_{\phi} \approx 0,64$, а полный коэффициент использования поверхности, учитывающий неравномерность фазового и амплитудного распределений на раскрыве рупора, $KIP \approx 0,5$.

Рупор, имеющий оптимальный угол раскрыва (максимальный КНД), называется оптимальным. Для оптимального рупора получены следующие выражения для ширины главного лепестка ДН:

в плоскости E

$$2\theta_{0,5}^e \approx 56^\circ \frac{\lambda}{B_p}, \quad (5.66)$$

в плоскости H

$$2\theta_{0,5}^h \approx 80^\circ \frac{\lambda}{A_p}. \quad (5.67)$$

Максимальный уровень боковых лепестков наблюдается в плоскости E и составляет 34 %. При этом учтено, что в рупоре глубина R обычно больше или значительно больше размеров раскрыва и, следовательно, $\frac{X_Q}{R} < 1$.

После преобразования (5.61) выражение для фазы поля на раскрыве рупора в плоскости XZ принимает вид

$$\Phi(X_Q) = -k\rho_x \approx -k \left(R + \frac{X_Q^2}{2R} \right). \quad (5.68)$$

Из (5.68) следует, что фаза поля на раскрыве рупора меняется приближенно по квадратичному закону. Максимальная фазовая ошибка на краю раскрыва рупора относительно его центра в плоскости H (в плоскости YZ) равна

$$\Phi_{\max}^h = \Phi \left(\frac{A_p}{2} \right) - \Phi(0) \approx -k \frac{A_p^2}{8R} = -\frac{\pi A_p^2}{4R\lambda}, \quad (5.69)$$

а для плоскости E (плоскости XZ)

$$\Phi_{\max}^e = \Phi \left(\frac{B_p}{2} \right) - \Phi(0) \approx -k \frac{B_p^2}{8R} = -\frac{\pi B_p^2}{4R\lambda}. \quad (5.70)$$

Анализ результатов расчета ДН показывает следующее:

- главный лепесток ориентирован перпендикулярно раскрыву рупора;
- с ростом величин A_p , B_p при фиксированных значениях $\frac{A_p}{R}$ и $\frac{B_p}{R}$ сначала главный лепесток ДН сужается за счет роста волновых размеров раскрыва рупора;

- одновременно растут максимальные фазовые ошибки на краях раскрыва рупора Φ_{\max}^e и Φ_{\max}^h , что приводит к замедлению сужения главного лепестка ДН и к росту боковых лепестков, пропадают нули между лепестками ДН;

- при достижении значений $\Phi_{\max}^e = -90^\circ$ и $\Phi_{\max}^h = -135^\circ$ сужение главного лепестка прекращается и КНД достигает максимума. При дальнейшем увеличении A_p , B_p главный лепесток начинает расширяться, боковые лепестки продолжают расти и могут превысить уровень главного, на месте его образуется провал и КНД уменьшается.

Соотношения между A_p , B_p и R для оптимального рупора, имеющего максимальный КНД, следуют из (5.69, 5.70), если в них подставить значения $\Phi_{\max}^e = -90^\circ$ и $\Phi_{\max}^h = -135^\circ$. В результате указанной подстановки нетрудно получить:

для плоскости Н

$$R_{\text{опт}}^h = \frac{A_p^2}{3\lambda}, \quad (5.71)$$

для плоскости Е

$$R_{\text{опт}}^e = \frac{B_p^2}{2\lambda}. \quad (5.72)$$

Из двух значений глубины рупора выбирают большее с целью уменьшения фазовой ошибки на краю раскрыва рупора.

Если размеры рупора оптимальны, нормированную ДН приближенно можно рассчитывать, полагая фазовую ошибку равной нулю, по следующим выражениям:

- в плоскости Е

$$F(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin \Psi_e}{\Psi_e}, \quad (5.73)$$

- в плоскости Н

$$F(\theta) \approx \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\cos \Psi_h}{1 - \left(\frac{2\Psi_h}{\pi} \right)}, \quad (5.74)$$

где

$$\Psi_e = \frac{B_p}{\lambda} \sin \theta, \quad \Psi_h = \frac{A_p}{\lambda} \sin \theta. \quad (5.75)$$

Эти формулы дают заниженное значение ширины главного лепестка ДН и уровня боковых лепестков, поскольку квадратичное фазовое распределение приводит к расширению главного и к росту боковых лепестков ДН.

Из (5.73–5.75) следует, что приближенно (без учета квадратичной фазовой ошибки) ДН рупора в плоскости Е такая же, как у линейной антенны длиной B_p с

равномерным АФР, в плоскости Н – как у линейной антенны длиной A_p с косинусоидальным амплитудным и равномерным АФР.

Пирамидальный рупор используется обычно для формирования ДН с примерно одинаковой шириной главного лепестка в плоскостях Е и Н (или с заданной шириной главного лепестка в этих плоскостях).

5.2.2. Е-секториальный рупор

Секториальные рупорные антенны используются для формирования секторной ДН, имеющей существенно разную ширину главного лепестка ДН в плоскостях Е и Н.

Е-секториальный рупор в плоскости Е имеет равномерное амплитудное и квадратичное фазовое распределение. Ширина главного лепестка ДН в этой плоскости определяется выражением (5.66), оптимальная глубина рупора – (5.72). Коэффициент использования поверхности раскрыва снижается до 0,79 за счет квадратичного фазового распределения в плоскости Е (при $\Phi_{\max}^e = -90^\circ$ для оптимального рупора) и дополнительно до 0,64 – за счет косинусоидального амплитудного распределения в плоскости Н.

Диаграмма направленности рупора в плоскости Е такая же, как у пирамидального рупора (определяется теми же соотношениями). В плоскости Н диаграмма направленности такая же, как у открытого конца прямоугольного волновода в плоскости Н. На основной волне H_{10} в плоскости Н волновода амплитудное распределение косинусоидальное, а фазовое – равномерное. Диаграмма направленности определяется выражением (5.73), однако в этом случае необходимо уточнить диаграмму направленности элементарного излучателя – элемента Гюйгенса. Необходимость этого связана со следующим. Выражение (5.2) описывает поле элемента Гюйгенса, являющегося бесконечно малым элементом фронта плоской волны, распространяющейся в свободном пространстве. При этом элемент Гюйгенса представляется в виде системы ортогональных электрического и магнитного диполей. Ненормированная диаграмма направленности элемента Гюйгенса в соответствии с (5.2) описывается выражением

$$F_1(\theta) = 1 + \cos \theta. \quad (5.76)$$

На раскрыве волновода отношение поперечных составляющих векторов Е и Н равно поперечному волновому сопротивлению волновода. Для волны H_{10}

$$Z_c = \frac{\sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2A}\right)^2}}, \quad (5.77)$$

где A – размер широкой стенки волновода.

Вместо (5.76) для элементарного излучателя раскрыва прямоугольного волновода получено следующее выражение, описывающее ДН в плоскости Н:

$$F_1(\theta) = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2A}\right)^2} \cos \theta. \quad (5.78)$$

5.2.3. Н-секториальный рупор

Н-секториальный рупор в плоскости Е имеет равномерное амплитудное и фазовое распределение, в плоскости Н – косинусоидальное амплитудное и квадратичное фазовое распределение. Ширина главного лепестка ДН в этой плоскости определяется выражением (5.67), оптимальная глубина рупора – (5.71). Коэффициент использования поверхности раскрыва снижается до 0,79 за счет квадратичного фазового распределения в плоскости Н (при $\Phi_{\max}^h = -135^\circ$ для оптимального рупора) и дополнительно до 0,64 – за счет косинусоидального амплитудного распределения в плоскости Н.

Диаграмма направленности рупора в плоскости Н такая же, как у пирамидального рупора в этой плоскости (определяется теми же соотношениями). В плоскости Е диаграмма направленности такая же, как у открытого конца прямоугольного волновода в плоскости Е. На основной волне H_{10} в плоскости Н волновода амплитудное распределение косинусоидальное, фазовое – квадратичное. Диаграмма направленности в плоскости Е определяется выражением (5.74), однако в этом случае по той же причине, что и в Е-секториальном рупоре, необходимо уточнить диаграмму направленности элементарного излучателя – элемента Гюйгенса. Для элементарного излучателя раскрыва прямоугольного волновода получено следующее выражение, описывающее ДН в плоскости Е:

$$F_1(\theta) = 1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2A}\right)^2} \cos \theta. \quad (5.79)$$

Помимо основной волны H_{10} в волноводных и рупорных антеннах используются волны H_{20} , H_{11} , E_{11} . На волне H_{20} диаграмма направленности в плоскости Н имеет два главных лепестка с нулем в направлении оси рупора. На волнах H_{11} и E_{11} диаграмма направленности имеет коническую форму с нулем в направлении оси рупора. Используется также комбинация волн $H_{11} + E_{11}$ с равными амплитудами. В этом случае диаграмма направленности имеет два главных лепестка в плоскости Е. Двухлепестковые ДН используются в антеннах моноимпульсных радиолокационных станций.

5.2.4. Конические рупорные и волноводные антенны

В конических рупорных антеннах обычно используется основная волна круглого волновода H_{11} с линейной или круговой поляризацией. Диаграмма направленности конического рупора на этой волне имеет один главный лепесток, ориен-

тированный вдоль оси рупора. Эта же волна используется в волноводных излучателях в виде открытого конца круглого волновода.

Волноводные антенны удовлетворительно согласованы с питающим волноводом. Коэффициент стоячей волны открытого конца круглого волновода равен 1,3...1,5, прямоугольного — 1,6...1,8 в рабочем диапазоне частот волновода. Рупорные антенны значительно лучше согласованы. Коэффициент стоячей волны равен 1,05...1,1. При этом чем больше размеры раскрыва и глубина рупора по отношению к длине волны, тем лучше согласована антенна с питающим волноводом (прямоугольным или круглым).

Волноводные и рупорные антенны используются в качестве облучателей зеркальных, линзовых антенн, элементов антенных решеток. Рупорные антенны используются также в качестве самостоятельных антенн в линиях радиосвязи в диапазонах миллиметровых, сантиметровых и дециметровых волн.

5.3. Зеркальные антенны

5.3.1. Общие свойства

Зеркальные антенны относятся к классу апертурных антенн и используются в качестве средне- и высоконаправленных антенн в диапазонах миллиметровых, сантиметровых, дециметровых волн и в отдельных случаях в диапазоне метровых волн.

Простейшей зеркальной антенной является однозеркальная, которая состоит из двух основных элементов: облучателя и рефлектора (отражателя). В качестве облучателя используется какая-либо слабонаправленная антенна (открытый конец прямоугольного или круглого волноводов, рупорные, вибраторные, щелевые антенны, антенны бегущей волны). Рефлектор представляет собой металлическое зеркало плоской или вогнутой формы.

Зеркальные антенны классифицируются по количеству зеркал (могут быть одно-, двухзеркальными или с большим числом зеркал), а также по форме профиля отражателя. Наиболее часто используется однозеркальная антенна с отражателем в виде параболоида полного профиля. Однозеркальная антенна схематически показана на рис. 5.16.

Параболическое зеркало образуется вращением параболы вокруг оси Z . Такое зеркало называется параболоидом вращения полного профиля. Основные геометрические параметры параболоида вращения: D – диаметр; f – фокусное расстояние. Точка F – фокус параболы. Ось Z , проходящая через фокус F и вершину зеркала, называется фокальной осью. В фокус помещается облучатель, излучающий в сторону зеркала сферическую волну. На рис. 5.16 лучи волны, излучаемой облучателем, показаны пунктирными линиями, идущими радиально из фокуса.

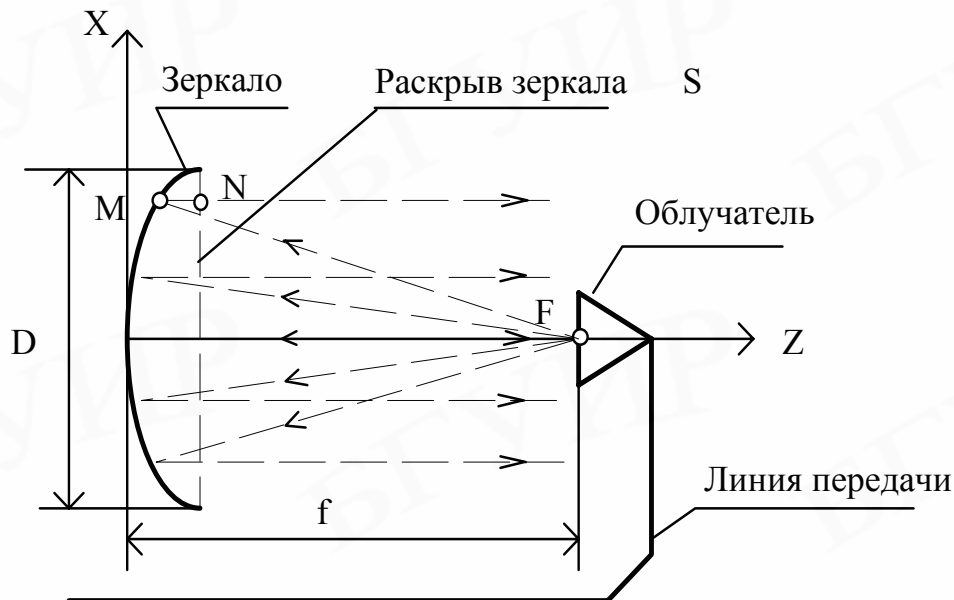


Рис. 5.16. Однозеркальная антенна

При параболической форме зеркала лучи после отражения становятся параллельными оси Z , т.е. зеркало фокусирует излучение облучателя. В результате увеличивается коэффициент направленного действия, причем он пропорционален площади раскрыва зеркала S . При таком пояснении принципа действия зеркальной антенны не учитываются дифракция поля на кромке зеркала, форма диаграммы направленности облучателя и ряд других факторов. Более точно можно пояснить принцип действия зеркальной антенны, рассматривая распределение амплитуд и фаз поля на раскрыве зеркала после отражения от его поверхности (рис. 5.17). На рис. 5.17 показаны параболическое зеркало, точка фокуса F , угол раскрыва зеркала относительно фокуса $2\vartheta_0$, ДН облучателя $F_{об}(\vartheta)$, сферические координаты r и ϑ с началом в точке фокуса F , фокусное расстояние f , распределение нормированной амплитуды поля на раскрыве зеркала $A(x)$.

ДН облучателя имеет максимум, ориентированный на вершину зеркала, поэтому в центре раскрыва поле, отраженное от зеркала, максимально и равно E_{max} , в других точках раскрыва поле имеет значение $E(x) < E_{max}$. Под нормированным амплитудным распределением поля на раскрыве $A(x)$ понимается отношение $E(x)/E_{max}$. Очевидно, в центре раскрыва (при $x = 0$) $A(x) = 1$. На кромке зеркала уровень поля минимален, его нормированное значение обозначено символом Δ (см. рис. 5.17). В зависимости от ширины главного лепестка ДН облучателя величина Δ меняется в интервале $0 \dots 1$.

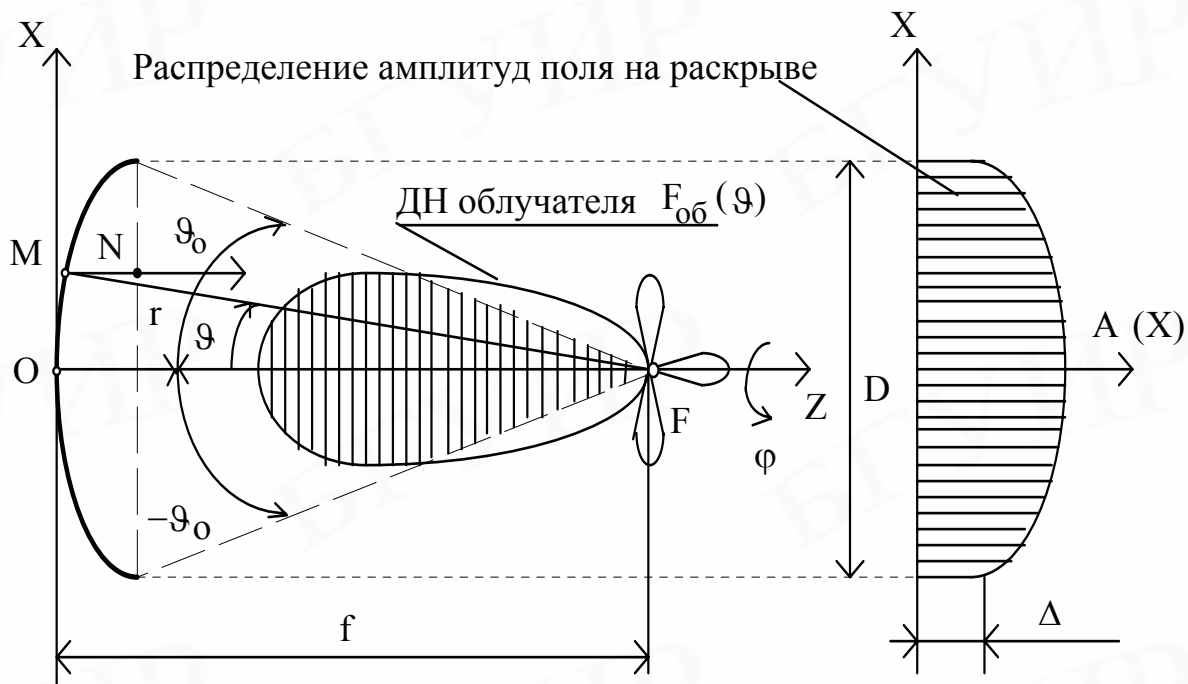


Рис. 5.17. Геометрические параметры зеркальной антенны

Свойством параболического зеркала является постоянство суммы расстояний от точки фокуса F до точки M на поверхности зеркала и от точки M до точки N на раскрыве зеркала при любых углах ϑ (см. рис. 5.16). В результате во всех точках раскрыва фазы поля оказываются одинаковыми и поля всех элементов раскрыва (элементов Гюйгенса) складываются в фазе в точке дальней зоны, расположенной на оси зеркала.

Происходит фокусировка излучения облучателя в узкий луч, ширина которого уменьшается с ростом диаметра зеркала.

Главный максимум ДН зеркала ориентирован перпендикулярно фронту плоской волны, отраженной от поверхности зеркала, т.е. раскрыву зеркала (на рис. 5.17 вдоль оси Z). КНД зеркала возрастает пропорционально площади раскрыва зеркала S .

Зеркальная антенна характеризуется:

- коэффициентом использования поверхности (КИП);
- коэффициентом перехвата мощности облучателя зеркалом (K_p);
- коэффициентом эффективности $K_{эф} = \text{КИП} \cdot K_p$;
- коэффициентом направленного действия (КНД);
- шириной главного лепестка диаграммы направленности по уровню половинной мощности $2\theta_{0,5}$;
- уровнем максимального бокового лепестка $F_{об\max}$.

КИП есть отношение плотности потока мощности в направлении главного максимума ДН зеркала при произвольном амплитудном и фазовом распределении поля на раскрыве к плотности потока мощности при равномерном амплитудном и фазовом распределении на раскрыве. Очевидно, во втором случае плотность пото-

ка мощности будет больше, так как в этом случае все элементы Гюйгенса раскрыва возбуждены с одинаковыми амплитудами и фазами и поля их складываются синфазно в дальней зоне на оси зеркала. Для такого раскрыва КИП = 1. При всех других амплитудных и фазовых распределениях поля на раскрыве КИП < 1.

Коэффициент перехвата мощности определяется выражением

$$K_p = \frac{P_3}{P_{об}}, \quad (5.80)$$

где $P_{об}$ – мощность, излученная облучателем;

P_3 – мощность, излученная облучателем и попавшая на зеркало (на рис. 5.17 показано, что только часть главного лепестка ДН облучателя расположена в пределах раскрыва зеркала).

Величины КНД, КИП и K_p связаны соотношением

$$КНД = \frac{2\pi}{\lambda^2} \cdot S \cdot КИП \cdot K_p, \quad (5.81)$$

где S – площадь раскрыва зеркала;

λ – длина волны.

Чем больше ширина главного лепестка ДН облучателя, тем больше уровень поля на краю раскрыва зеркала Δ и тем более равномерно распределение амплитуд на раскрыве и больше КИП. Однако при этом увеличивается часть мощности, излучаемой облучателем, которая попадает за пределы раскрыва зеркала, и уменьшается коэффициент перехвата мощности. В связи с этим при увеличении Δ величина $K_{эф}$ сначала растет за счет увеличения КИП, а затем, достигнув максимума, уменьшается за счет уменьшения K_p (рис. 5.18). Так же меняется и КНД при увеличении Δ .

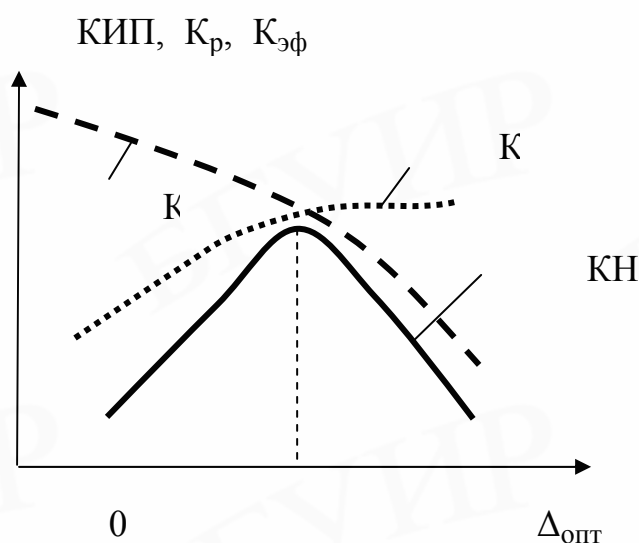


Рис. 5.18. Зависимость КНД от амплитудного распределения поля на раскрыве зеркала

Величина $\Delta_{\text{опт}}$, соответствующая максимуму КНД, зависит от отношения фокусного расстояния f к диаметру зеркала D . Обычно применяются зеркала с $\frac{f}{D} = 0,3 \dots 0,6$, для которых $\Delta_{\text{опт}} = 0,25 \dots 0,35$.

При оптимальной величине Δ ширина главного лепестка ДН определяется выражением

$$2\theta_{0,5} = (60 \dots 70)^\circ \cdot \frac{\lambda}{D}. \quad (5.82)$$

При этом максимальный уровень боковых лепестков составляет $-23 \dots -24$ дБ; $K_{\text{ИП}} \approx 0,9$; $K_p \approx 0,9$.

5.3.2. Основные соотношения для расчета

Геометрические параметры параболической зеркальной антенны (см. рис. 5.17) связаны соотношениями

$$\text{- радиус-вектор} \quad r = \frac{2f}{1 + \cos \vartheta}; \quad (5.83)$$

- прямоугольные координаты точки M на поверхности зеркала

$$x = r \cdot \cos \vartheta, \quad y = r \cdot \sin \vartheta. \quad (5.84)$$

Амплитудное распределение на раскрыве зеркала связано с ДН облучателя. На участке от фокуса до поверхности зеркала от облучателя распространяется сферическая волна, в которой амплитуда уменьшается пропорционально $\frac{1}{r}$. На участке от поверхности зеркала до его раскрыва распространяется плоская волна, и ее амплитуда не меняется. Поэтому справедливо соотношение

$$A(x) = C \frac{F_{\text{об}}(\vartheta)}{r}, \quad (5.85)$$

где C – постоянная, зависящая от мощности, излучаемой облучателем.

Если главный максимум диаграммы направленности облучателя ориентирован на вершину зеркала (точку O на рис. 5.18), в центре раскрыва (при $x = 0$) будет максимум амплитуды – A_{max} . Поэтому с учетом (5.83) можно записать следующее выражение для нормированного к максимуму амплитудного распределения:

$$A(x) = \frac{F_{\text{об}}(\vartheta)(1 + \cos \vartheta)}{2f}. \quad (5.86)$$

В (5.86) координаты x и ϑ связаны соотношением, следующим из (5.82, 5.84):

$$x = \frac{2f \cdot \sin \vartheta}{1 + \cos \vartheta}. \quad (5.87)$$

Облучатель зеркальной антенны с параболоидом полного профиля должен формировать осесимметричную диаграмму направленности, т.е. не зависящую от угла φ (см. рис. 5.17). В этом случае амплитудное распределение также будет осесимметричным, т.е. будет зависеть только от полярной координаты ρ точки N на раскрыве (рис. 5.19), и амплитудное распределение на раскрыве будет определяться формулой, следующей из (5.86):

$$A(\rho) = \frac{F_{\text{об}}(\vartheta)(1 + \cos \vartheta)}{2f}, \quad (5.88)$$

где

$$\rho = \frac{2f \cdot \sin \vartheta}{1 + \cos \vartheta}. \quad (5.89)$$

Амплитудное распределение (5.88) аппроксимируется формулой (5.89), в которой Δ – уровень подставки в амплитудном распределении на краю раскрыва зеркала, величина $n = 1, 2, 3, \dots$ определяет скорость спада амплитудного распределения от центра раскрыва к краю. Для большинства слабонаправленных антенн, используемых в качестве облучателей (волноводных, рупорных, антенн бегущей волны), $n = 1$.

$$A(\rho) = \Delta + (1 - \Delta) \left[1 - \left(\frac{2\rho}{D} \right)^2 \right]^n. \quad (5.90)$$

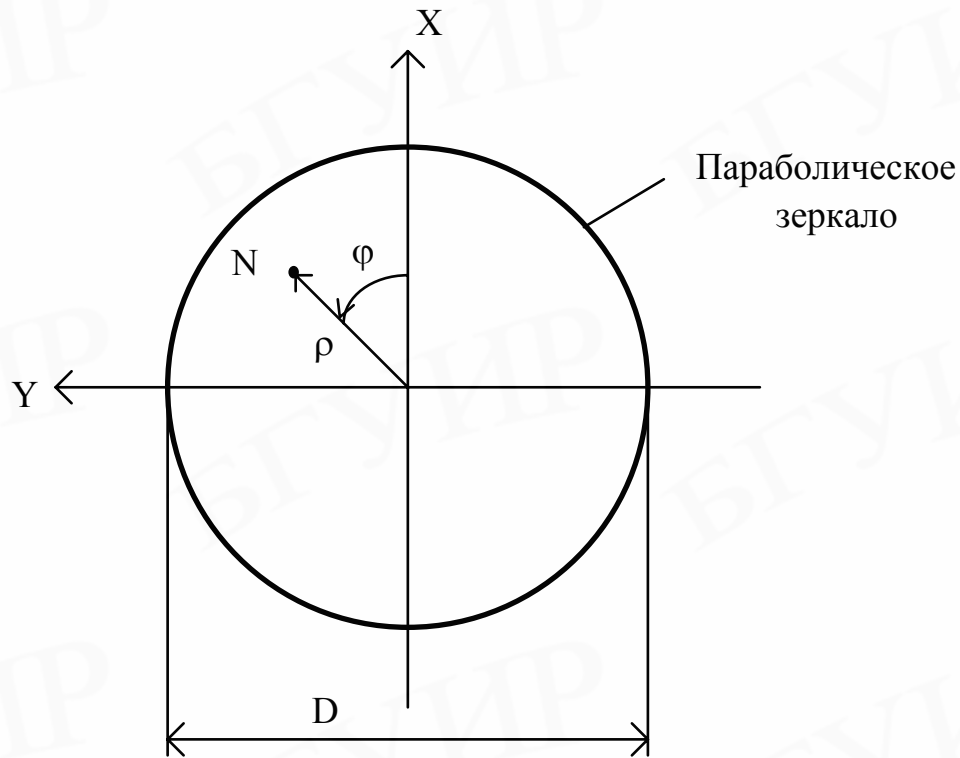


Рис. 5.19. Система координат на раскрыве зеркала

Диаграмма направленности. Для амплитудного распределения (5.90) получена следующая формула, описывающая множитель системы:

$$f_c(\theta) = \left(\Delta \Lambda_1(\Psi) + \frac{1-\Delta}{n+1} \Lambda_{n+1}(\Psi) \right), \quad (5.91)$$

где $\Psi = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \theta$;

$\Lambda_1(\Psi)$, $\Lambda_{n+1}(\Psi)$ – лямбда-функции порядка $m=1$ и $m=n+1$, выражаемые через функции Бесселя первого рода $J_m(\Psi)$:

$$\Lambda_m = \frac{m!}{\left(\frac{\Psi}{2}\right)^m} J_m. \quad (5.92)$$

Все лямбда-функции при $\Psi = 0$ равны единице.

Коэффициент перехвата мощности K_p в соответствии с (5.80) выражается через мощности P_3 и $P_{об}$. Эти мощности в соответствии с теоремой Умова–Пойнтинга определяются как

$$P_3 = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\vartheta_0} \Pi(\vartheta, \varphi) \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi, \quad (5.93)$$

$$P_3 = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} \Pi(\vartheta, \varphi) \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi. \quad (5.94)$$

Здесь $\Pi(\vartheta, \varphi) = \frac{E^2(\vartheta, \varphi)}{240\pi}$ – вектор плотности потока мощности волны, излучаемой облучателем,

где $E(\vartheta, \varphi)$ – амплитуда поля этой волны в направлении ϑ, φ .

Учитывая, что амплитуда поля облучателя пропорциональна нормированной диаграмме $F_{об}(\vartheta)$ и что при осесимметричной диаграмме направленности облучателя (не зависящей от φ) интеграл по φ равен 2π , из (5.80, 5.93 и 5.94) получаем для коэффициента перехвата мощности

$$K_p = \frac{\int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\vartheta_0} F_{об}^2(\vartheta) \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta}{\int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} F_{об}^2(\vartheta) \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta}. \quad (5.95)$$

Интегралы в (5.95) необходимо находить численно по известной диаграмме направленности облучателя.

5.3.3. Зависимость параметров зеркальной антенны от положения облучателя относительно фокуса

Параметры зеркальной антенны зависят от положения облучателя относительно фокуса. При смещении облучателя из фокуса меняется амплитудное и фазовое распределение поля на раскрыве зеркала. В большей степени на параметры зеркальной антенны влияет фазовое распределение. Рассмотрим, к каким изменениям параметров антенны ведет смещение облучателя из фокуса.

Смещение облучателя в фокальной плоскости. Фокальной называется плоскость, проходящая через фокус и параллельная плоскости раскрыва. На рис. 5.20 показана зеркальная антенна, в которой облучатель смещен вдоль оси X на величину X_0 .

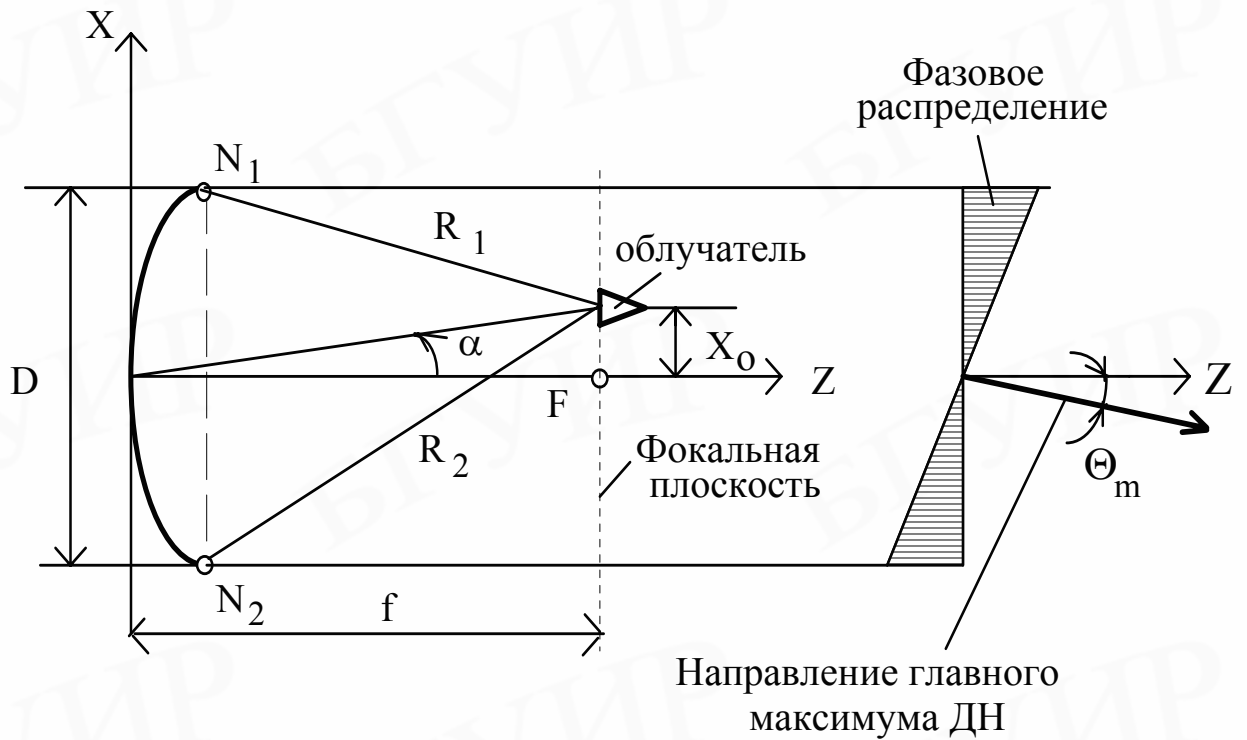


Рис. 5.20. Зеркальная антенна со смещенным облучателем

Как видно, в этом случае расстояние R_1 от точки расположения облучателя до верхнего края зеркала (точки N_1) меньше, чем расстояние R_2 – от точки расположения облучателя до нижнего края зеркала (точки N_2). Поэтому фаза поля на раскрыве в точке N_2 отстает, а в точке N_1 опережает фазу поля в точке центра раскрыва. Фазовое распределение на раскрыве становится близким к линейному и показано на рис. 5.20. В результате главный максимум ДН зеркала отклоняется в сторону уменьшения фазы на раскрыве, т.е. в сторону, противоположную смещению облучателя. На рис. 5.20 показан угол отклонения облучателя от фокальной оси α и угол отклонения главного максимума ДН зеркала θ_m . Отношение θ_m/α называется коэффициентом редукции $K_{ред}$. Этот коэффициент меньше единицы, так как при смещении облучателя в фокальной плоскости на раскрыве появляется не только линейное фазовое распределение, но и кубическое, которое приводит к противоположному смещению главного максимума ДН зеркала и росту боковых лепестков. На рис. 5.21 фазовое распределение поля на раскрыве зеркала при смещении облучателя в фокальной плоскости показано более точно. Показано также его представление в виде суммы линейного и кубического фазовых распределений.

Линейное фазовое распределение приводит к отклонению главного максимума диаграммы направленности на угол α в сторону убывания фазы на раскрыве зеркала. Кубическое фазовое распределение приводит к отклонению главного максимума на угол θ_m^1 и тоже в сторону убывания фазы на раскрыве

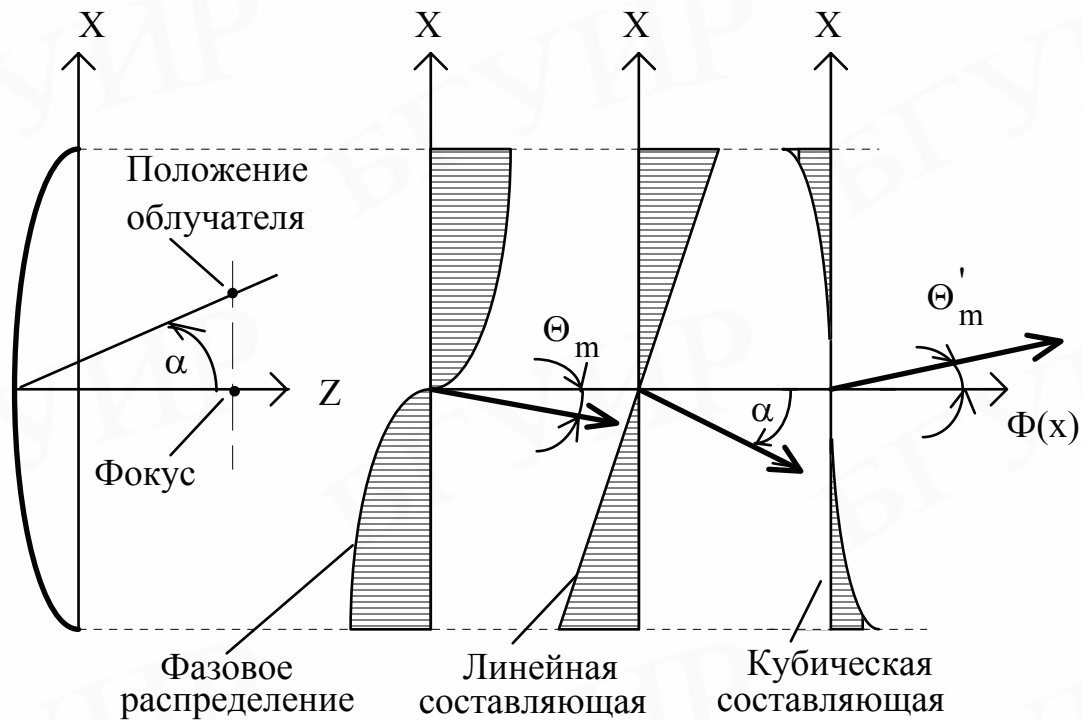


Рис. 5.21. Составляющие фазового распределения на раскрыве зеркала

(для кубического фазового распределения). В результате главный максимум диаграммы направленности зеркала отклоняется в сторону, противоположную смещению облучателя с фокальной оси на угол $\theta_m = \alpha - \theta'_m$. Чем больше отношение фокусного расстояния f зеркала к его диаметру D (чем менее глубокое зеркало), тем меньше кубическая составляющая фазового распределения, меньше угол θ'_m , коэффициент редукции – ближе к единице. Для плоского зеркала в соответствии с законом отражения $\theta_m = 0$ и $\theta_m = \alpha$.

Обычно используются параболические зеркала с $f/D = 0,3 \dots 0,5$. Для таких зеркал величина $K_{ред} \approx 0,8 \dots 0,9$, если θ_m не более 2...3 значений ширины главного лепестка ДН зеркала.

Перемещение ДН антенны в пространстве за счет смещения облучателя называется электромеханическим сканированием.

Смещение облучателя вдоль фокальной оси. На рис. 5.22 показано смещение облучателя вдоль фокальной оси – оси Z на величину Z_0 .

При таком смещении в точках N_1 и N_2 фазы поля на раскрыве будут одинаковыми, но будут отставать от фазы поля в центре раскрыва и фазовое распределение на раскрыве будет близко к квадратичному. В результате КИП и КНД уменьшатся, главный лепесток ДН расширится, направление главного максимума в пространстве не изменится ($\theta_m = 0$), уровень боковых лепестков

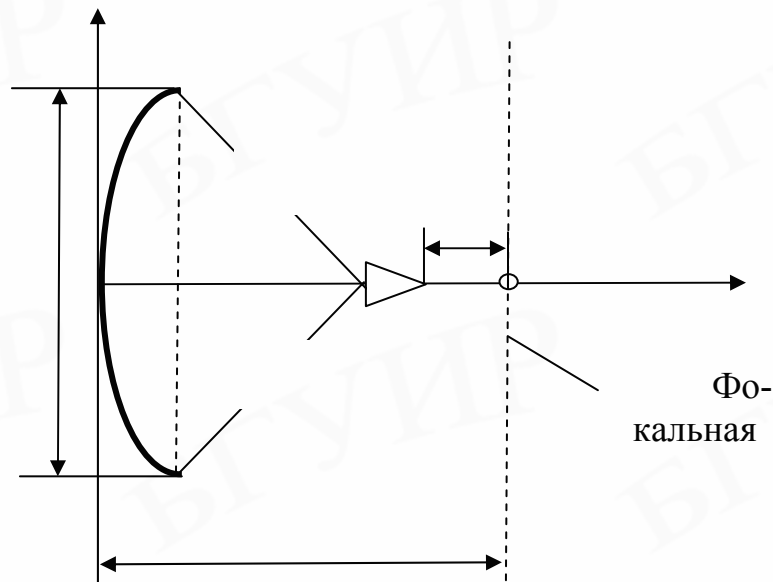


Рис. 5.22. Смещение облучателя вдоль фокальной оси зеркала

возрастет. Показано, что нежелательными изменениями параметров зеркальной антенны можно пренебречь, если максимальная квадратичная фазовая ошибка на краю раскрыва зеркала не превосходит 45° , что соответствует смещению облучателя вдоль фокальной оси на $Z_0 \approx \frac{\lambda}{16}$. На эту величину можно ориентироваться при решении вопроса о точности размещения облучателя вдоль фокальной оси зеркала.

5.3.4. Зеркальные антенны с отражателями в виде вырезов из параболоида вращения

В зеркальной антенне с параболоидом полного профиля облучатель расположен в максимуме поля волны, отраженной от зеркала. Это приводит к тому, что часть мощности, отраженной от зеркала волны, попадает в облучатель и в линию, возбуждающую облучатель. В результате ухудшается согласование облучателя с линией передачи. Это явление называется реакцией зеркала на облучатель. Одним из способов уменьшения реакции зеркала является применение в качестве зеркала несимметричной вырезки из параболоида вращения. Кроме того, вырезки из параболоида вращения используются для формирования диаграмм направленности с разной шириной главного лепестка в двух ортогональных плоскостях. На рис. 5.23 показана несимметричная внеосевая вырезка (заштрихована).

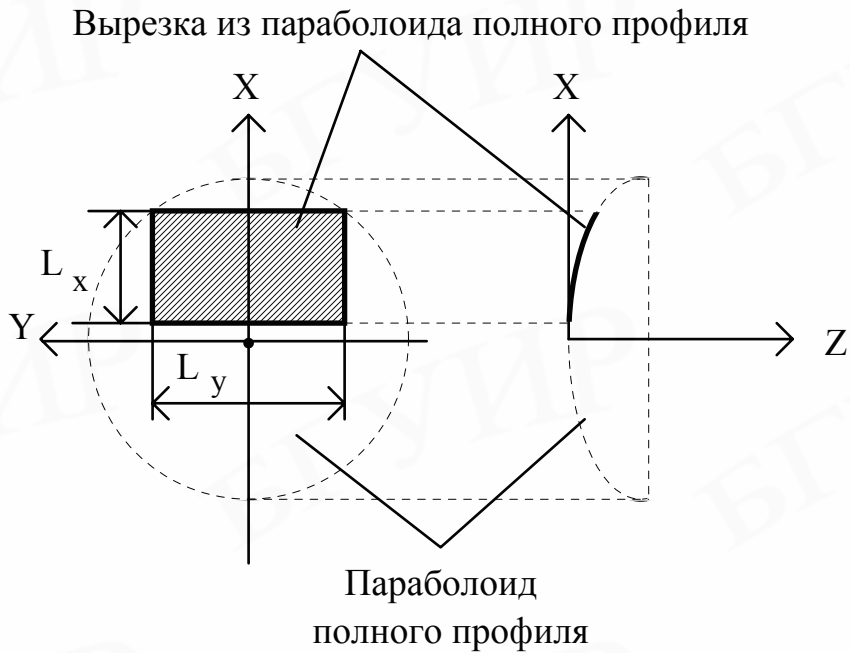


Рис. 5.23. Несимметричная внеосевая вырезка из параболоида вращения

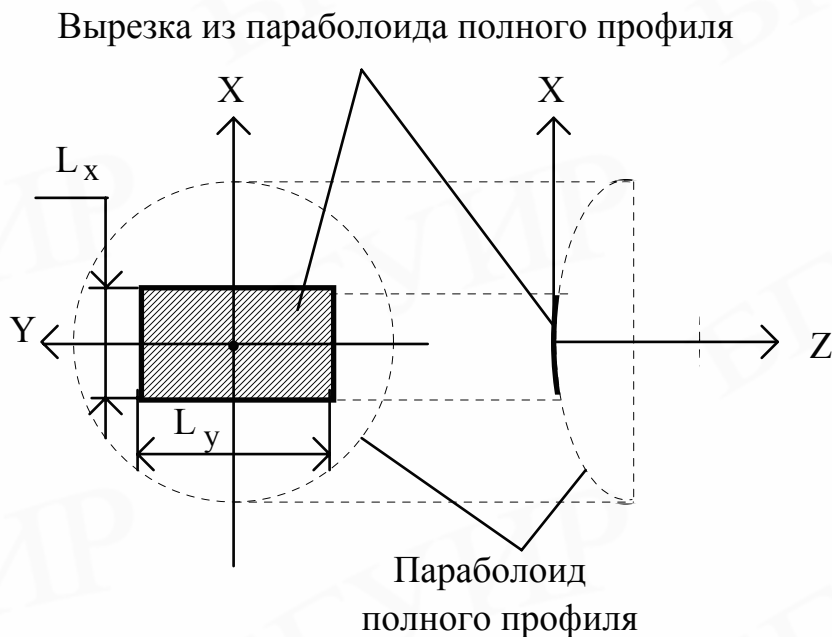


Рис. 5.24. Симметричная вырезка из параболоида вращения

На рис. 5.24 показана симметричная осевая вырезка из параболоида вращения. На рис. 5.25 показан ход лучей в зеркальной антенне с несимметричной внеосевой вырезкой из параболоида вращения и диаграмма направленности облучателя.

Форма контура вырезки может быть прямоугольной, эллиптической, овальной. Обычно она соответствует постоянному на контуре уровню поля облучателя. Для обеспечения максимума КНД этот уровень выбирается либо приблизительно

0,3 от максимума в центре раскрыва, либо -10 дБ по отношению к максимуму. На рис. 5.23 и 5.24 показаны размеры вырезки вдоль осей X и Y – L_x и L_y .

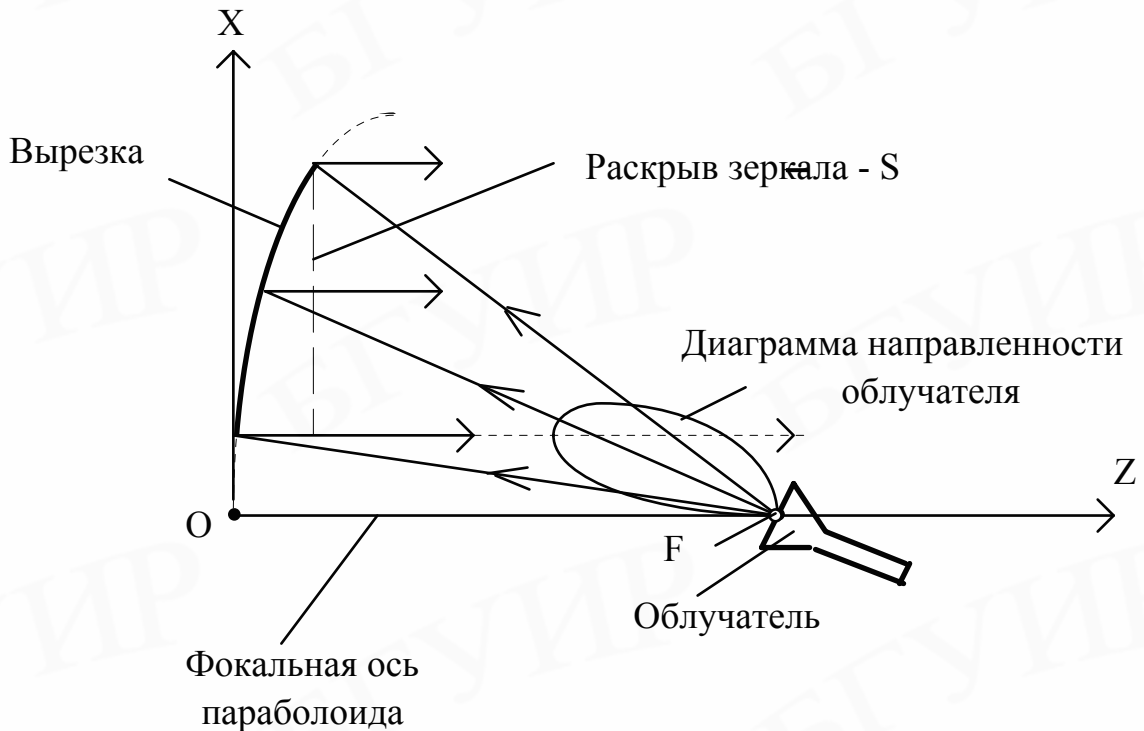


Рис. 5.25. Ход лучей в антенне с внеосевой вырезкой из параболоида вращения

На рис. 5.25 показаны точка O – вершина параболоида, и точка F – фокус параболоида. Как видно, все лучи волны, отраженной от зеркала, проходят мимо облучателя.

На раскрыве зеркал в виде вырезок из параболоида вращения (поверхность S на рис. 5.25) фазовое распределение равномерное, амплитудное распределение делается комбинированным, спадающим к краям зеркала до уровня Δ , и, по возможности, симметричным относительно центра раскрыва. Это достигается выбором ширины главного лепестка диаграммы направленности облучателя и ориентацией главного максимума диаграммы направленности относительно фокальной оси зеркала. Поскольку расстояния от фокуса до нижней и верхней кромок вырезки разные, не удастся сделать амплитудное распределение точно симметричным относительно центра раскрыва. Асимметрия амплитудного распределения приводит к некоторому расширению главного лепестка диаграммы направленности антенны и к росту боковых лепестков. Несимметричные вырезки обычно используются, если размер раскрыва не превосходит $(50 - 60)\lambda$.

Вырезки из параболоида вращения применяются, если ширина главного лепестка в двух плоскостях различается не более чем в 4–5 раз.

5.3.5. Параболоцилиндрическая антенна (ПЦА)

ПЦА используется, если ширина главного лепестка в двух плоскостях различается более чем в 4–5 раз. В такой антенне в качестве зеркала применяется параболический цилиндр. Схематически антенна показана на рис. 5.26.

Параболический цилиндр образуется при параллельном перемещении прямой (образующей параболического цилиндра) по параболе (направляющей параболического цилиндра). Плоскость YZ на рис. 5.26 называется плоскостью образующей – в ней цилиндр не имеет криволинейного профиля. Плоскость XZ называется плоскостью направляющей или плоскостью профиля. В этой плоскости профиль цилиндра параболический. В отличие от параболоида вращения параболический цилиндр имеет фокальную линию, а не точку фокуса. На рис. 5.26 показаны: f – фокусное расстояние цилиндра (фокусное расстояние параболы–направляющей цилиндра); L_x , L_y – размеры раскрыва цилиндра в плоскости профиля и в плоскости образующей.

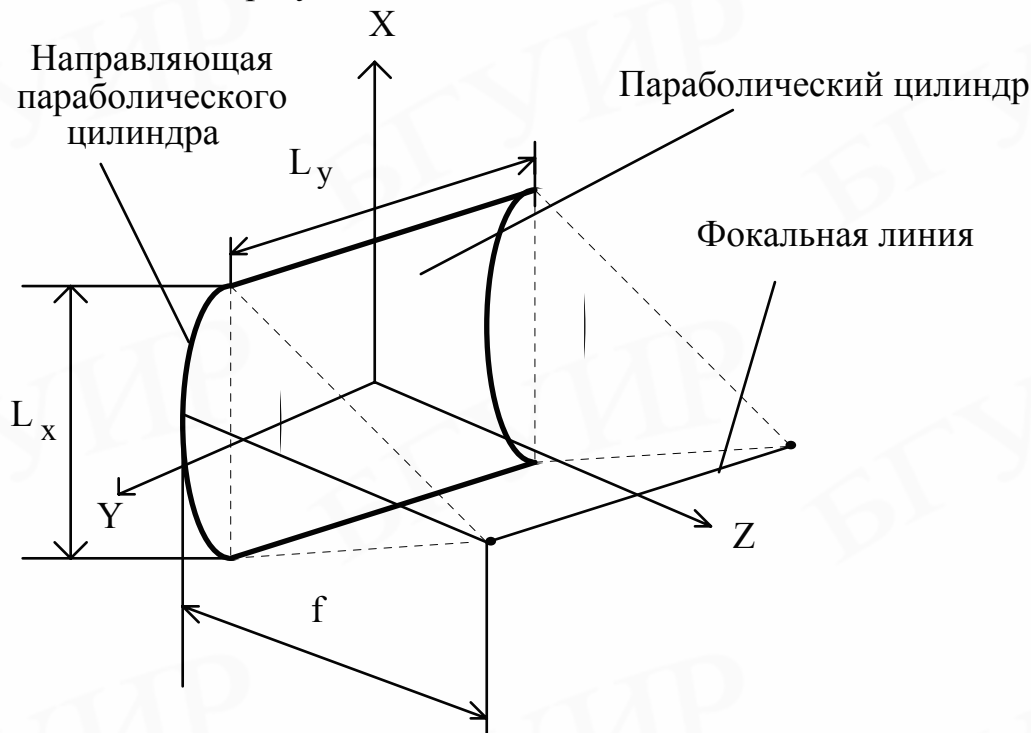


Рис. 5.26. Параболический цилиндр

В качестве облучателя цилиндра используются линейные антенны (антенные решетки, секториальные рупорные антенны), излучающие волны с цилиндрическим фронтом. Причем в плоскости образующей (YZ) зеркало (параболический цилиндр) не изменяет диаграмму направленности облучателя и только изменяет направление главного максимума на 180° . В плоскости профиля (XZ) происходит трансформация цилиндрического фронта волны облучателя в плоский. В результате на раскрыве зеркала фазовое распределение становится равномерным, если облучатель расположен на фокальной линии.

Амплитудное распределение в плоскости профиля делается комбинированным, спадающим к краям раскрыва до уровня Δ путем подбора размеров облучателя. В плоскости образующей амплитудное распределение такое же, как на облучателе вдоль оси Y .

В целом амплитудно-фазовое распределение – разделяющееся по осям X и Y . Поэтому диаграмма направленности в плоскости YZ такая же, как у облучателя в этой плоскости, с максимумом, ориентированным вдоль оси Z (за счет отражения от зеркала). В плоскости XZ диаграмма направленности такая же, как у линейной антенны длиной L_x с комбинированным амплитудным и равномерным фазовым распределением.

Пересчет диаграммы направленности облучателя в плоскости XZ в амплитудное распределение на раскрыве зеркала в этой плоскости производится аналогично зеркальной антенне с параболоидом полного профиля с учетом того, что в цилиндрической волне облучателя амплитуда поля в зависимости от расстояния r меняется по закону $\frac{1}{\sqrt{r}}$. Следовательно, вместо выражения (5.83) необходимо использовать выражение

$$A(x) = c \frac{F_{об}(\vartheta)}{\sqrt{r}}. \quad (5.96)$$

Параболоцилиндрические антенны для уменьшения реакции зеркала на облучатель также делаются с внеосевыми вырезками.

Сканирование в параболоцилиндрических антеннах осуществляется в плоскости образующей (YZ) за счет использования в линейном облучателе вдоль оси Y линейного фазового распределения.

5.3.6. Двухзеркальные антенны

Однозеркальная антенна имеет существенный недостаток, который проявляется особенно остро, если фокусное расстояние значительно больше длины волны. Недостаток заключается в том, что к облучателю необходимо подводить возбуждающую линию большой волновой длины, идущую к передатчику или к приемнику. При больших волновых размерах антенны эта линия получается большой длины, находится в поле волны, отраженной от зеркала, затеняет часть раскрыва, на ней происходит рассеяние поля, что ведет к росту боковых лепестков. Кроме того, в сканирующих зеркальных антеннах перемещение облучателя относительно фокуса требует перемещения и линии, что ведет к усложнению конструкции антенны. Для устранения этого недостатка используют двухзеркальные антенны.

Двухзеркальная антенна Кассегрена состоит из трех основных элементов: главного зеркала (рефлектора) – параболоида вращения полного профиля, вспомогательного зеркала (контррефлектора) – гиперболоида полного профиля и облучателя. В качестве облучателя используются рупорные антенны, антенны бегущей волны, антенные решетки.

На рис. 5.27 показан ход лучей в антенне. Принцип работы антенны заимствован из оптики и заключается в следующем. Гиперболоид имеет два фокуса. Дальний фокус (точка F_1) совмещается с фазовым центром облучателя, излучающего сферическую волну. Ближний фокус совмещается с фокусом параболоида (точка F). Волна, излученная облучателем, отражается от гиперболоида и падает на поверхность параболоида. Причем лучи волны, отраженной от гиперболоида, идут как бы из ближнего фокуса гиперболоида, т.е. из фокуса параболоида. Поэтому после отражения от поверхности параболоида лучи становятся параллельными его фокальной оси и на раскрытие параболоида (поверхности S) устанавливается равномерное фазовое распределение поля, как в однозеркальной антенне с облучателем в ее фокусе. В двухзеркальной антенне линия передачи, возбуждающая облучатель, не находится в поле волны, отраженной от параболоида, и существенно короче, чем в однозеркальной антенне. Зеркальные антенны с большими волновыми размерами (диаметр параболоида $D > 50\lambda$), как правило, строятся по двухзеркальной схеме Кассегрена. В такой антенне сканирование осуществляется наклоном гиперболоида и не связано с перемещением линии передачи или части ее.

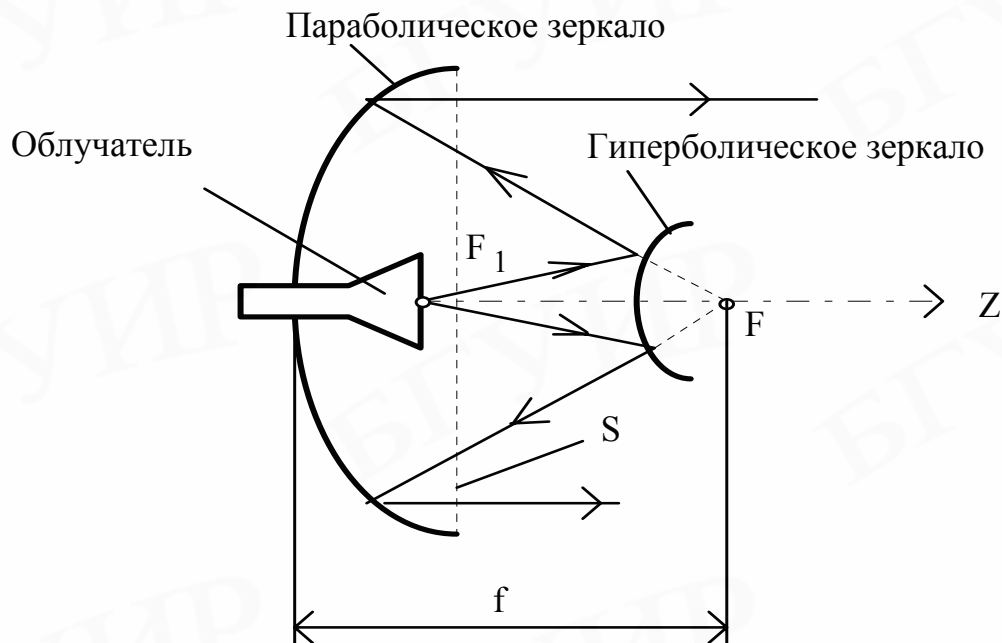


Рис. 5.27. Антенна Кассегрена

Двухзеркальная антенна Грегори отличается от антенны Кассегрена только конструкцией вспомогательного зеркала (рис. 5.28). В качестве него используется эллипсоид вращения полного профиля. Эллипсоид имеет два фокуса. Дальний (точка F_1) совмещается с фазовым центром облучателя, ближний (точка F) – с фокусом параболоида.

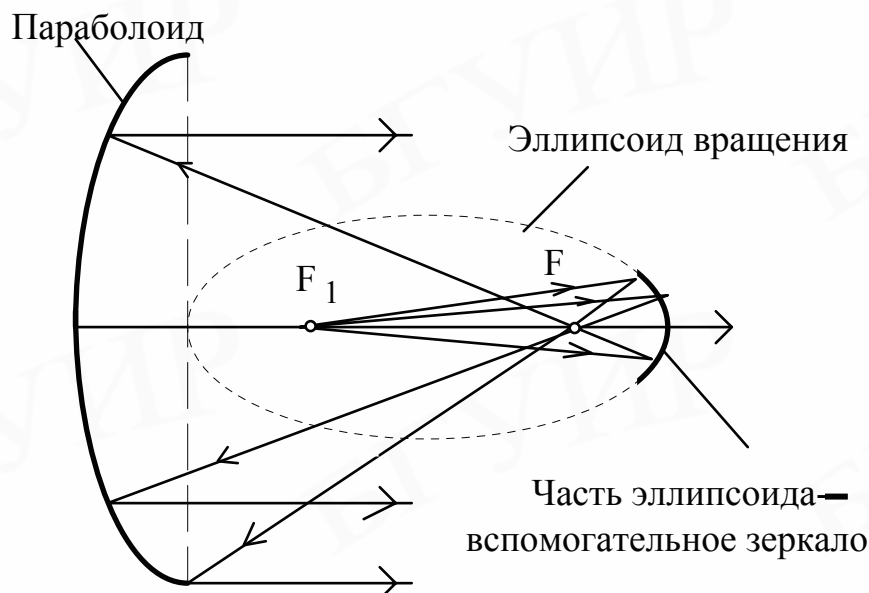


Рис. 5.28. Двухзеркальная антенна типа Грегори

На рис. 5.28 показан пунктиром эллипсоид вращения полностью, а его часть, используемая в качестве вспомогательного зеркала, выделена жирной линией.

Лучи сферической волны, излученной облучателем, после отражения от эллипсоида проходят через его ближний фокус, т.е. через фокус параболоида. Следовательно, на раскрытие параболоида фазовое распределение будет равномерным.

Продольный размер антенны, построенной по схеме Грегори, больше, чем антенны, построенной по схеме Кассегрена. Поэтому практически всегда двухзеркальная антенна строится по схеме Кассегрена.

5.4. Линзовые антенны

5.4.1. Общие свойства

Линзовые антенны используются в диапазоне миллиметровых, сантиметровых волн и в коротковолновой части дециметрового диапазона в качестве средне- и высоконаправленных антенн. Принцип работы линзовой антенны заимствован из оптики. Простейшей линзовой антенной является антенна с осесимметричной замедляющей линзой, схематически показанная на рис. 5.29.

Линзовая антенна состоит из двух основных элементов – облучателя и фокусирующей линзы. В качестве облучателя используются слабонаправленные излучатели (волноводные, рупорные, вибраторные, щелевые и др.). Линза может выполняться из диэлектрика с малыми потерями. На рис. 5.29 показана линза с одной преломляющей поверхностью и ход лучей в антенне. На рис. 5.29 эта поверхность обращена к облучателю. Фазовая скорость электромагнитной волны в материале линзы меньше скорости света в вакууме (воздухе) и определяется выражением

$V_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$, где c – скорость света в вакууме, ϵ – относительная диэлектрическая

проницаемость вакуума. Отношение $n = \frac{c}{V_{\phi}} = \sqrt{\epsilon}$ называется показателем преломления. Такая линза называется замедляющей. Величина показателя преломления n для замедляющей линзы выбирается в пределах $1,1 \dots 1,5$. При больших значениях n коэффициент отражения от поверхности линзы получается слишком большим, что ведет к уменьшению коэффициента усиления линзовой антенны и к росту боковых лепестков.

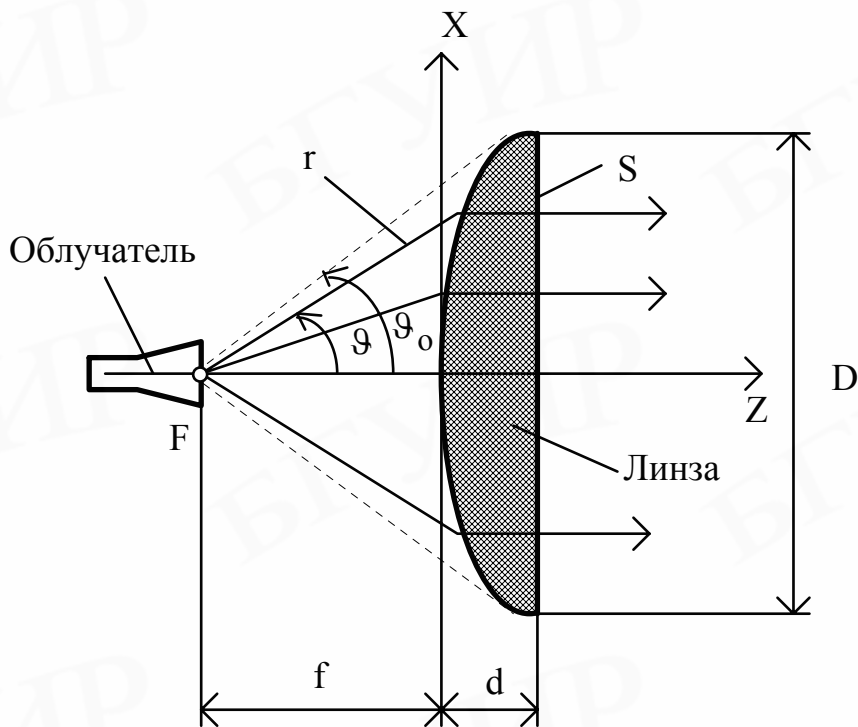


Рис. 5.29. Линзовая антенна:

F – фокус линзы; f , D , d – фокусное расстояние, диаметр и толщина линзы; ϑ_0 – половина угла раскрыва линзы из фокуса; S – поверхность раскрыва линзы

Помимо замедляющих линз используются ускоряющие. В таких линзах $V_{\phi} > c$ и $n < 1$. Ниже будет рассмотрено, как можно построить ускоряющую линзу. Пока лишь предварительно отметим, что ускоряющая фокусирующая линза, в отличие от замедляющей, должна быть вогнутой. Ускоряющая линза с одной (освещенной) преломляющей поверхностью и ход лучей в ней показаны на рис. 5.30.

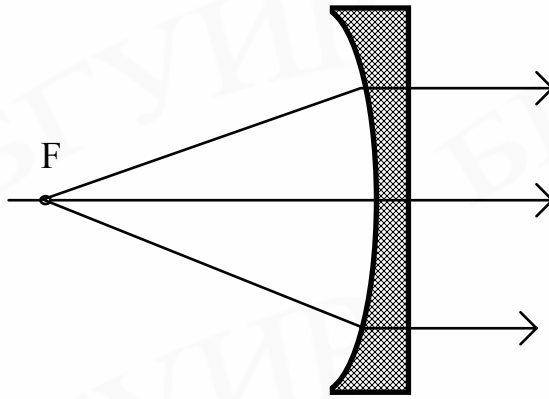


Рис. 5.30. Ускоряющая линза

После преломления лучи, вдоль которых распространяется волна, становятся параллельными фокальной оси линзы – оси FZ на рис. 5.29. Следовательно, осесимметричная линза в виде тела вращения превращает сферический фронт волны облучателя в плоский фронт на раскрытии линзовой антенны.

Как и для зеркальной антенны, для линзовой справедливо выражения: ширина главного лепестка диаграммы направленности

$$2\theta_{0,5} = C_{0,5} \frac{\lambda}{D}, \quad (5.97)$$

где коэффициент $C_{0,5}$ зависит от амплитудного распределения на раскрытии; D – диаметр линзы; коэффициент направленного действия

$$\text{КНД} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot S \cdot \text{КИП} \cdot K_p, \quad (5.98)$$

где S – площадь раскрытия линзы;

КИП – коэффициент использования поверхности раскрытия линзы;

K_p – коэффициент перехвата мощности облучателя линзой.

КИП зависит от амплитудного распределения поля на раскрытии линзы, K_p – от диаграммы направленности облучателя и геометрических параметров линзы. В свою очередь, амплитудное распределение поля на раскрытии зависит от диаграммы направленности облучателя и геометрических параметров линзы.

Общие выражения для диаграммы направленности, КИП, K_p , полученные для зеркальной антенны, справедливы и для линзовой антенны. Необходимо лишь дополнительно рассмотреть связь между диаграммой направленности облучателя и амплитудного распределения поля на раскрытии. Эта связь зависит от типа линзы и ее геометрических параметров, в частности профиля ее преломляющей поверхности.

5.4.2. Профиль преломляющей поверхности линзы

Рассмотрим линзовую антенну, показанную на рис. 5.31. Хотя на рис.5.31 и показана замедляющая линза, не будем задаваться ее типом и рассмотрим профиль при произвольном показателе преломления n .

Уравнение профиля линзы получим в системе координат r, ϑ для произвольной точки P .

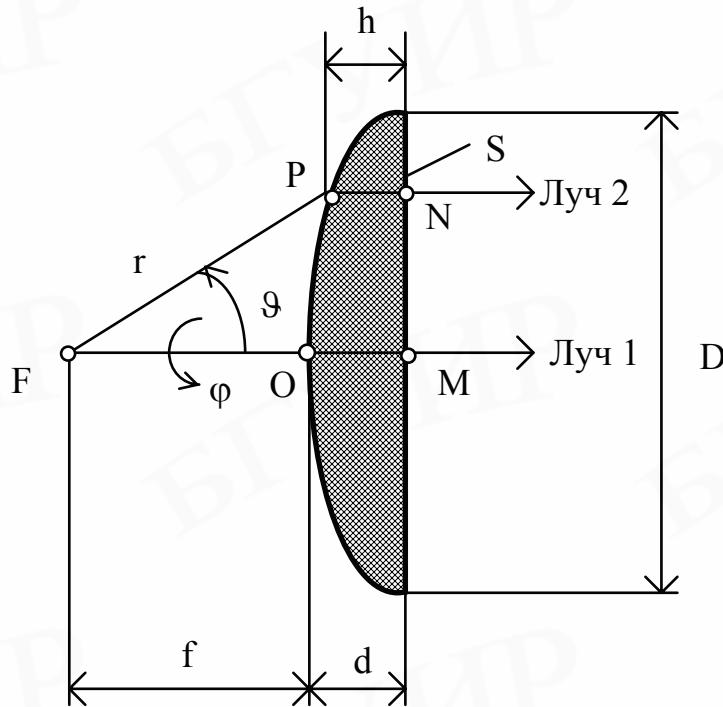


Рис. 5.31. К выводу выражения для профиля линзы:

F – фазовый центр облучателя; P – произвольная точка на преломляющей поверхности линзы; r, ϑ, φ – сферические координаты точки P ; f – фокусное расстояние линзы (расстояние от фазового центра облучателя до точки O на вершине линзы); d – толщина линзы; D – диаметр осесимметричной линзы, когда профиль не зависит от угла φ ; M – точка на теневой поверхности линзы (раскрые), расположенная на фокальной оси – линии FO ; N – произвольная точка на теневой поверхности линзы

При облучении преломляющей поверхности линзы из точки F сферической волной на раскрые линзы (поверхности S) все точки должны иметь одинаковые фазы. Это условие запишем в виде

$$\Psi_N = \Psi_M, \quad (5.99)$$

где Ψ_N, Ψ_M – фазы поля в точках N и M .

Получим выражения для этих фаз, считая, что фаза поля в точке F равна нулю.

В точку М волна попадает по лучу 1. При этом на участке пути между точками F и O волна распространяется в воздухе с коэффициентом фазы, равным $k = \frac{\omega}{c}$ (ω – круговая частота волны, c – фазовая скорость в воздухе – скорость света). На участке OM волна распространяется в материале линзы с фазовой скоростью $V_\phi = \frac{c}{n}$, большей или меньшей скорости света в зависимости от величины n (для замедляющей линзы $n > 1$, для ускоряющей $n < 1$). Коэффициент фазы этой волны равен $\beta = \frac{\omega}{V_\phi}$. Так как фаза волны в зависимости от пройденного расстояния меняется линейно, можно записать:

$$\Psi_N = k \cdot r + \beta \cdot h = \frac{\omega}{c} r + \frac{\omega}{V_\phi} h, \quad \Psi_M = k \cdot f + \beta \cdot d = \frac{\omega}{c} f + \frac{\omega}{V_\phi} \cdot d. \quad (5.100)$$

Подставляя (5.100) в (5.99) и умножая равенство на c , получим $r + n \cdot h = f + n \cdot d$. Находим из этого равенства

$$r = f + n \cdot (d - h). \quad (5.101)$$

Из рис. 5.31 следует, что

$$d - h = r \cdot \cos \vartheta - f. \quad (5.102)$$

Подставляя (5.102) в (5.101) и находя из полученного равенства величину r , получим уравнения профиля преломляющей поверхности линзы:

- для замедляющей линзы

$$r = f \frac{n-1}{n \cos \vartheta}; \quad (5.103)$$

- для ускоряющей линзы

$$r = f \frac{1-n}{1-n \cos \vartheta}. \quad (5.104)$$

Уравнение (5.104) описывает гиперболу.

Преломляющая поверхность осесимметричной линзы получается в результате вращения правой ветви вокруг оси Z.

Уравнение (5.104) описывает эллипс (рис. 5.32). У эллипса два фокуса – F1 и F2. На рис. 5.32 показано, как образуется ускоряющая линза (вогнутая). На рисунке она заштрихована. Фокусом линзовой антенны с ускоряющей линзой является фокус эллипса F1.

Помимо осесимметричных линз используются цилиндрические. На рис. 5.31 показана линзовая антенна с цилиндрической замедляющей линзой. В такой линзе имеется фокальная линия F–F, на которой размещается линейный облучатель, как в параболоцилиндрической антенне. Облучатель излучает цилиндрическую волну.

В плоскости XZ линза фокусирует излучение, т.е. трансформирует цилиндрический фронт волны облучателя в плоский на раскрыве линзы S . В плоскости YZ линза не фокусирует, поэтому диаграмма направленности линзовой антенны в этой плоскости такая же, как у облучателя в этой плоскости. В качестве линейных облучателей используются те же антенны, что и в параболоцилиндрической антенне: секториальные рупоры, линейные антенные решетки.

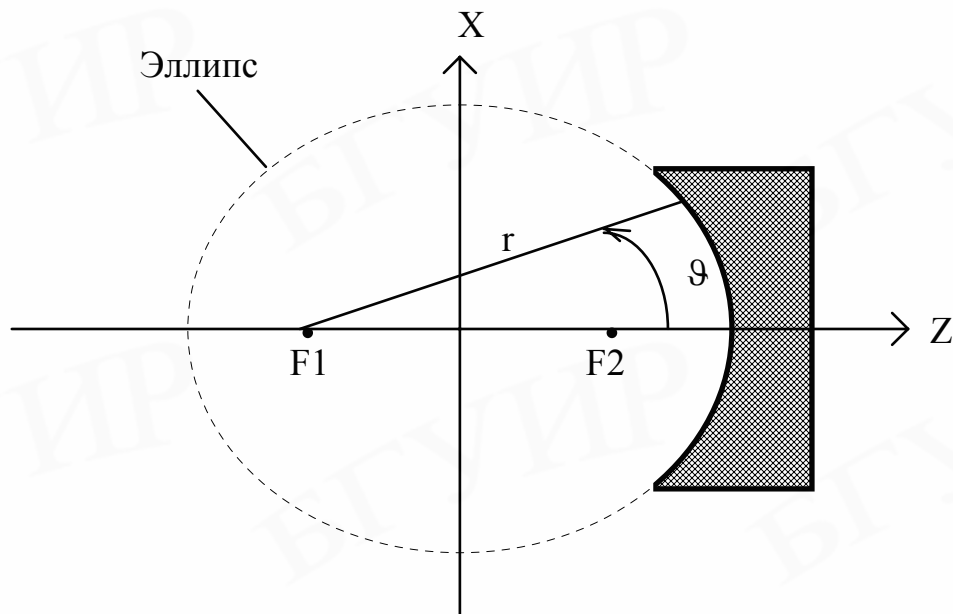


Рис. 5.32. Образование профиля ускоряющей линзы

От размеров раскрыва вдоль осей X и Y зависит ширина главного лепестка диаграммы направленности в плоскостях XZ и YZ . Размер раскрыва по оси YZ берется на 15 – 20 % больше длины облучателя вдоль оси Y .

5.4.3. Амплитудное распределение поля на раскрыве линзы в плоскости профиля

Амплитудное распределение поля зависит от диаграммы направленности облучателя и угла раскрыва линзы ϑ_0 . Рассмотрим связь диаграммы направленности облучателя и амплитудного распределения поля на раскрыве линзы.

Замедляющая линза. На рис. 5.33 показаны замедляющая линза и диаграмма направленности облучателя $F_{00}(\vartheta)$.

Для осесимметричной линзы вместо x надо взять ρ – полярную радиальную координату точки на раскрыве.

На амплитудное распределение поля на раскрыве влияют два фактора.

1. В линзовой антенне с цилиндрической линзой на участке от фокуса F до точки на преломляющей поверхности распространяется цилиндрическая волна, поэтому амплитуда поля на этом участке меняется по закону $\frac{1}{\sqrt{r}}$. Причем величина r увеличивается с ростом угла ϑ .

2. После преломления расстояние между лучами 1 и 2 увеличивается, так как $L_1 < L_2$. В результате плотность потока мощности после преломления уменьшается, что ведет к уменьшению амплитуды поля волны после преломления.

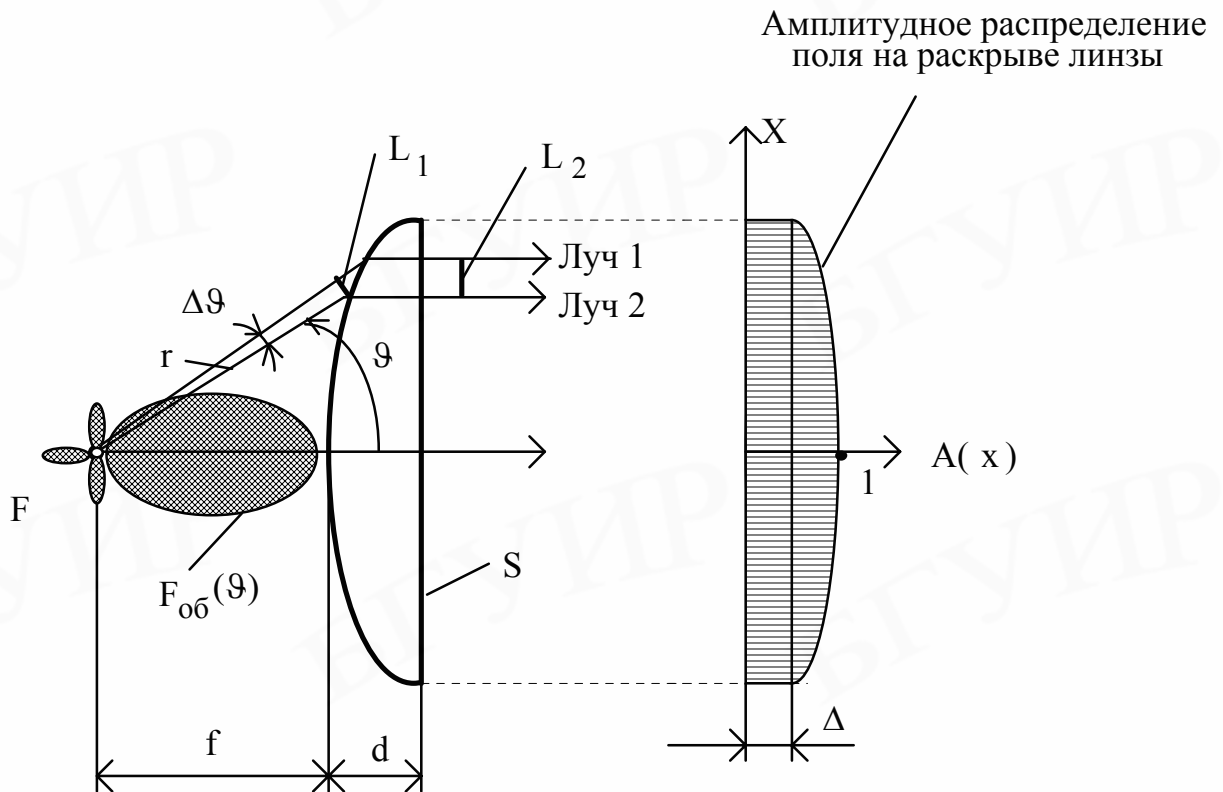


Рис. 5.33. К рассмотрению амплитудного распределения на раскрыве замедляющей линзы:

$A(x)$ – нормированное амплитудное распределение поля на раскрыве линзы; два луча, луч 1 и луч 2 – разнесены по углу ϑ на величину $\Delta\vartheta$; L_1 – линейное расстояние между лучами 1 и 2 до входа в линзу; L_2 – линейное расстояние между лучами 1 и 2 после выхода из линзы

В результате влияния указанных факторов уровень поля на краю раскрыва линзы Δ будет меньше, чем соответствующий уровень диаграммы направленности облучателя под углом ϑ .

Связь амплитудного распределения поля на раскрыве и ДН определяется выражением

$$A(x) = F_{00}(\vartheta) \cdot A_1(\vartheta), \quad (5.105)$$

где

$$A_1(\vartheta) = \frac{n \cos \vartheta - 1}{\sqrt{(n-1)(n - \cos \vartheta)}}, \quad (5.106)$$

$x = r \cdot \sin \vartheta$ и координата r определяется формулой (5.103).

В антенне с осесимметричной линзой от фокуса до преломляющей поверхности распространяется сферическая волна, в которой амплитуда на этом участке меняется по закону $\frac{1}{r}$. Диаграмма направленности облучателя и амплитудное распределение поля на раскрыве связаны соотношением (5.104), но вместо величины $A_1(\vartheta)$ надо взять $A_2(\vartheta)$:

$$A_2(\vartheta) = \sqrt{\frac{(n \cos \vartheta - 1)^3}{n - \cos \vartheta}}. \quad (5.107)$$

Ускоряющая линза. На рис. 5.34 показана ускоряющая линза с теми же обозначениями, что и на рис. 5.33. Как видно, в этом случае $L_1 > L_2$, и после преломления плотность потока мощности волны возрастает, возрастает и амплитуда поля в волне. Следовательно, при одинаковых диаграммах направлен-

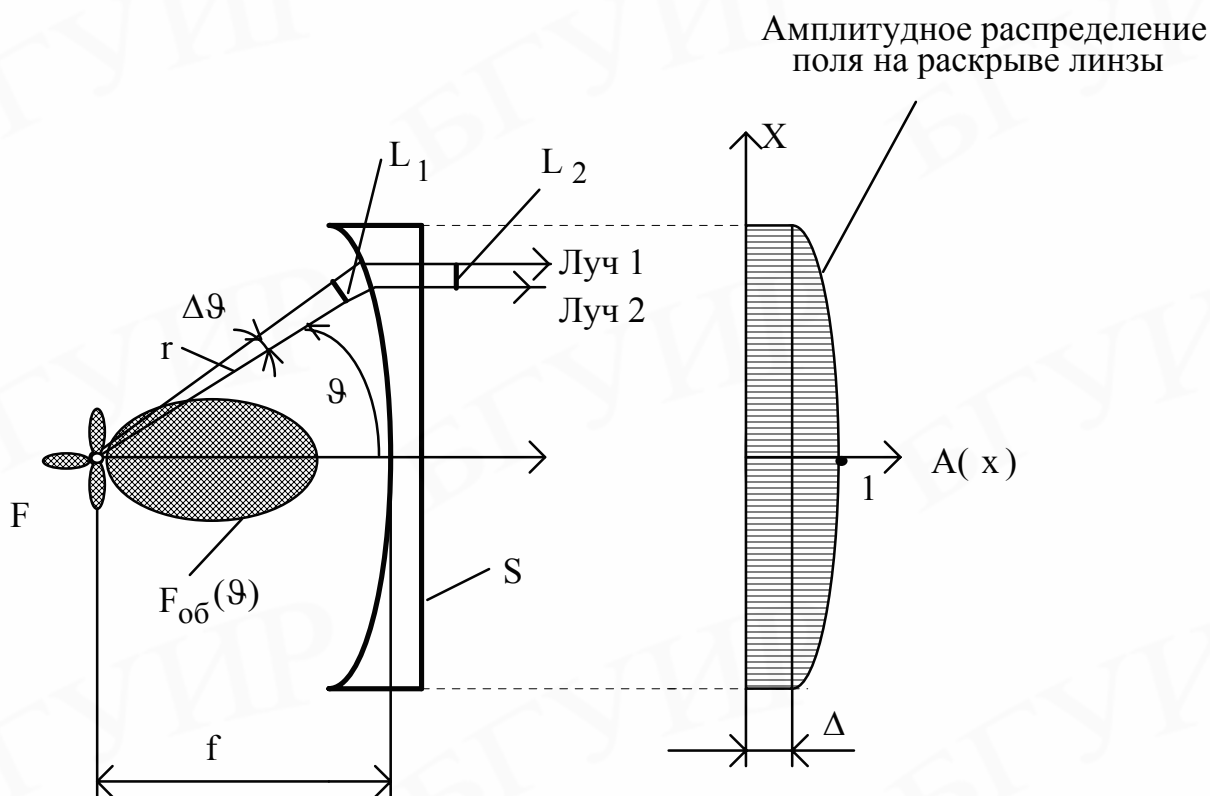


Рис. 5.34. К рассмотрению амплитудного распределения на раскрыве ускоряющей линзы

ности облучателя и одинаковых углах раскрыва линзы в ускоряющей линзе уровень подставки Δ амплитудного распределения на краю раскрыва будет больше, чем в замедляющей линзе. Это позволяет использовать облучатель с более узким главным лепестком диаграммы направленности в линзовой антенне с ускоряющей линзой по сравнению с замедляющей линзой при одном и том же уровне Δ и получить более высокий коэффициент перехвата мощности.

Получено следующее выражение, связывающее диаграмму направленности облучателя и амплитудное распределение на раскрыве ускоряющей линзы: для цилиндрической линзы

$$A(x) = F_{об}(\vartheta) \cdot B_1(\vartheta), \quad (5.108)$$

где

$$B_1(\vartheta) = \frac{1 - n \cos \vartheta}{\sqrt{(1-n)(\cos \vartheta - n)}}; \quad (5.109)$$

для осесимметричной линзы

$$A(x) = F_{об}(\vartheta) \cdot B_2(\vartheta), \quad (5.110)$$

где

$$B_2(\vartheta) = \sqrt{\frac{(1 - n \cos \vartheta)^3}{\cos \vartheta - n}} \cdot \frac{1}{1 - n}. \quad (5.111)$$

По амплитудному распределению на раскрыве рассчитывается диаграмма направленности и КНД линзовой антенны так же, как для зеркальной антенны.

5.4.4. Конструкции линзовых антенн

Рассмотрим, как реализуется требуемый показатель преломления в замедляющей и ускоряющей линзах.

Замедляющая линза. Помимо диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ε в качестве материала линзы используется так называемый искусственный диэлектрик – металлодиэлектрик. Такой материал представляет собой пенистый диэлектрик (например пенистый полистирол – пенопласт) с $\varepsilon \approx 1$, в который впрессованы металлические элементы в виде дисков, лент и т.д. Размеры этих элементов намного меньше длины волны, расстояние между ними значительно больше их размеров, но существенно меньше длины волны. На рис. 5.35 схематически показан такой материал в виде диэлектрической среды с впрессованными металлическими дисками. В такой среде $d \ll \lambda$, $R \ll \lambda$, причем $R \ll d$.

В обычном диэлектрике под воздействием переменного электрического поля электромагнитной волны поляризуются молекулы, в металлодиэлектрике – металлические элементы. Диэлектрическая проницаемость такой среды зависит от числа металлических элементов в единице объема – N , их формы и размеров. Для среды, показанной на рис. 5.35, показатель преломления

$$n = \sqrt{1 + N \frac{16 \cdot R^3}{3}}. \quad (5.112)$$

Ускоряющая линза. Для получения показателя преломления $n < 1$ используется то, что в прямоугольном волноводе с основной волной H_{10} фазовая скорость больше скорости света в свободном пространстве.

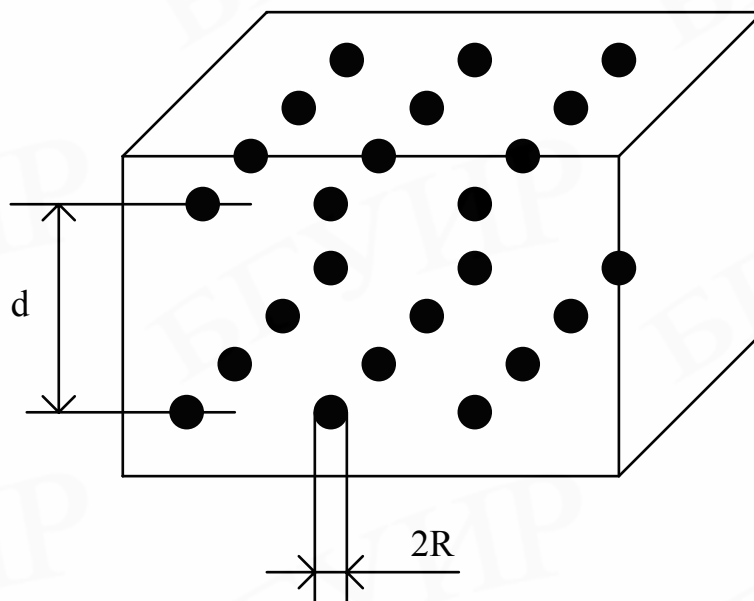


Рис. 5.35. Металлодиэлектрик

Фазовая скорость волны H_{10} в волноводе с размерами стенок $A \times B$ определяется выражением

$$V_{\phi} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2A}\right)^2}} \quad (5.113)$$

и не зависит от размера B . Поэтому этот размер можно увеличить сколь угодно и получить плоский волновод. Из таких волноводов можно набрать пакет, представляющий собой среду, в которой для волны с вектором E , параллельным стороне B , фазовая скорость больше скорости света, а показатель преломления меньше единицы и равен

$$n = \frac{c}{V_{\phi}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2A}\right)^2} < 1. \quad (5.114)$$

Такую ускоряющую среду можно выполнить в виде параллельных пластин (системы плоских волноводов), как показано на рис. 5.36.

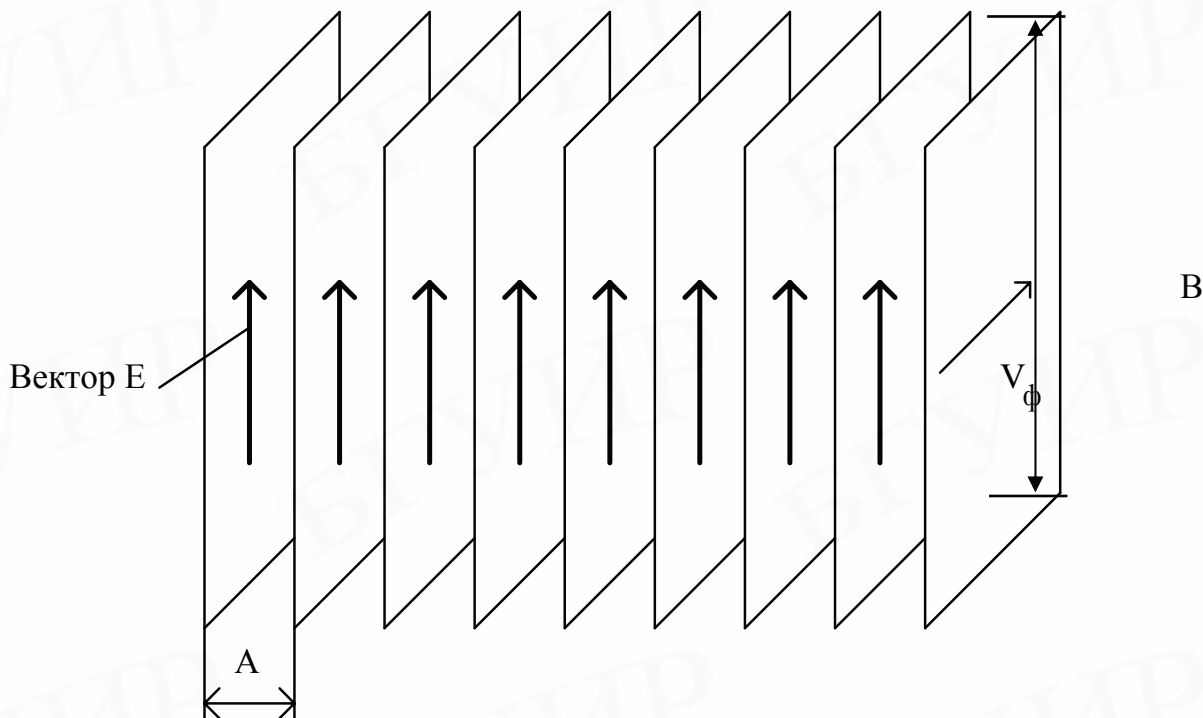


Рис. 5.36. Система плоских волноводов с $V_\phi > c$ ($n < 1$)

Из пластин, параллельных друг другу и параллельных вектору E распространяющейся волны, выполняется ускоряющая линза. На рис. 5.37 показана цилиндрическая ускоряющая линза, предназначенная для фокусировки в плоскости E (плоскости XZ).

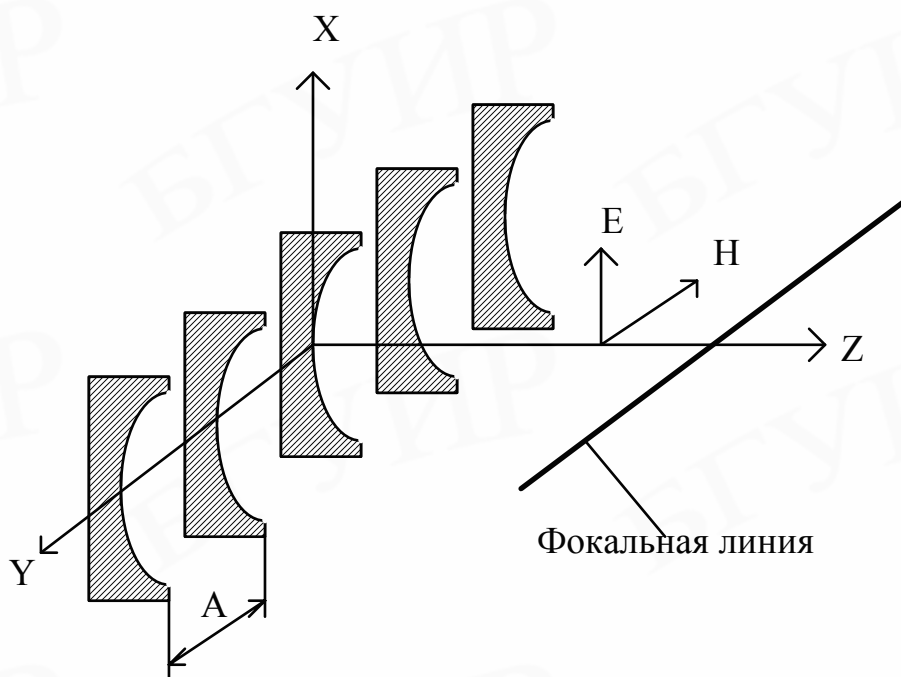


Рис. 5.37. Ускоряющая цилиндрическая линза для фокусировки в плоскости E

На рис. 5.38 показана цилиндрическая ускоряющая линза для фокусировки в плоскости H (плоскости YZ).

Ширина пластин d возрастает от центра линзы к краям по профилю эллипса.

Для фокусировки излучения облучателя в плоскостях E и H в конструкции, показанной на рис. 5.38, необходимо каждую пластину вырезать так, как показано на рис. 5.37. В такой линзе форма раскрыва может быть прямоугольной, овальной или круглой в зависимости от требований к параметрам диаграммы направленности.

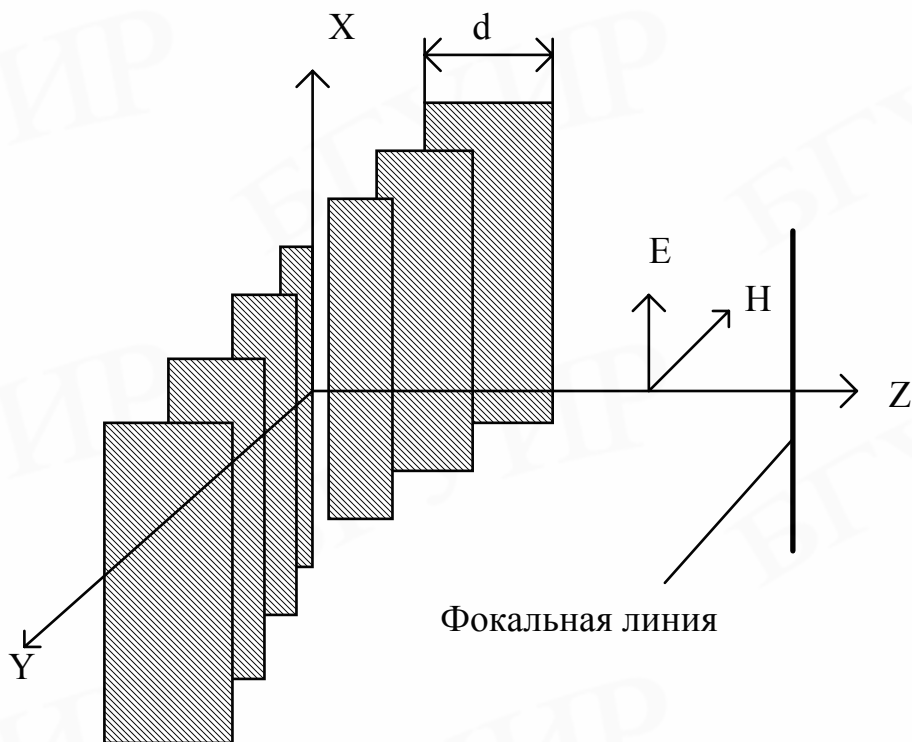


Рис. 5.38. Ускоряющая цилиндрическая линза для фокусировки в плоскости H

Помимо осесимметричных и цилиндрических линз с одной преломляющей поверхностью и однородной преломляющей средой используются и другие типы линз – сферические с переменным коэффициентом преломления, металловоздушные (геодезические), дырчатые и др.

5.4.5. Зонирование линзовых антенн

Зонирование производится с целью уменьшения толщины и веса линзы. Суть его заключается в следующем.

Если толщина линзы превышает длину волны в материале линзы λ_d , то ее можно уменьшить на длину волны λ . В результате в линзе образуются зоны: кольцевые – в осесимметричной линзе, цилиндрические – в прямоугольной линзе. На рис. 5.39 показана в двух проекциях зонированная замедляющая осесимметричная линза. В каждой зоне на раскрыве линзы фазы во всех точках одинаковы, но в сосед-

них зонах фазы отличаются на 2π . В каждой зоне свое фокусное расстояние f_m , где $m = 1, 2, 3, \dots$ – номер зоны. Рассмотрим, как рассчитываются фокусные расстояния.

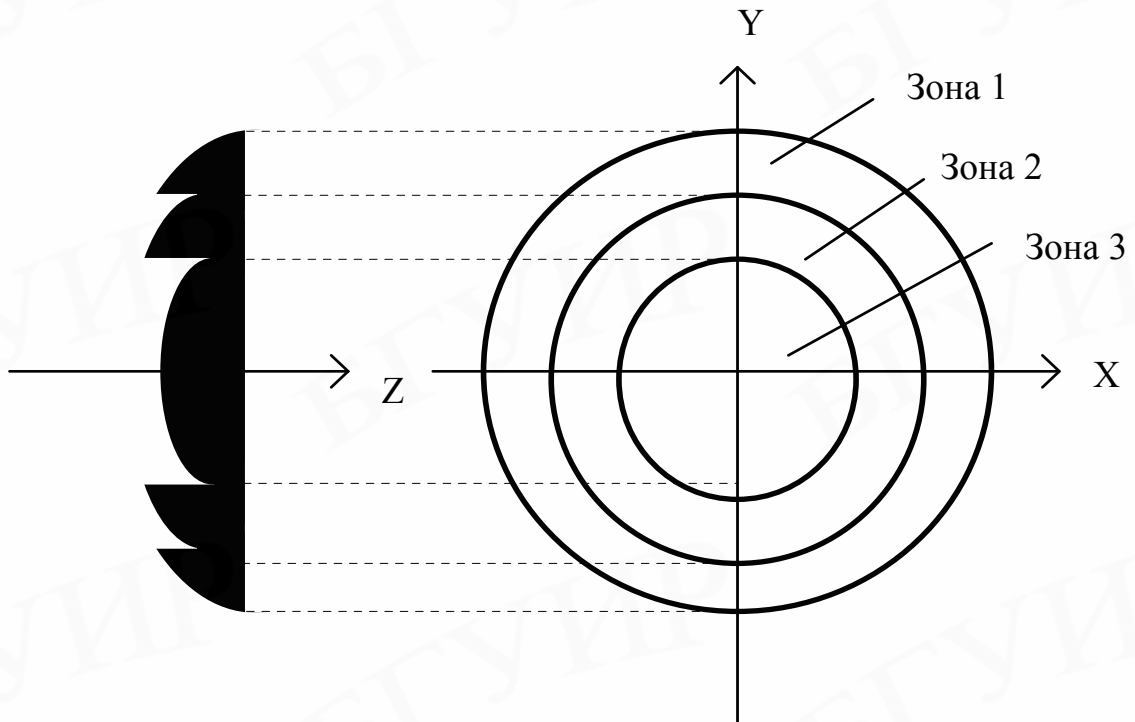


Рис. 5.39. Зонированная замедляющая линза

На рис. 5.40 показана зонированная линза с двумя зонами, два луча – луч 1 проходит в материале линзы, луч 2 – в воздухе (в вырезанной части линзы) – и фокусные расстояния f_1 и f_2 первой и второй зон. Оба луча расположены в соседних зонах, но рядом.

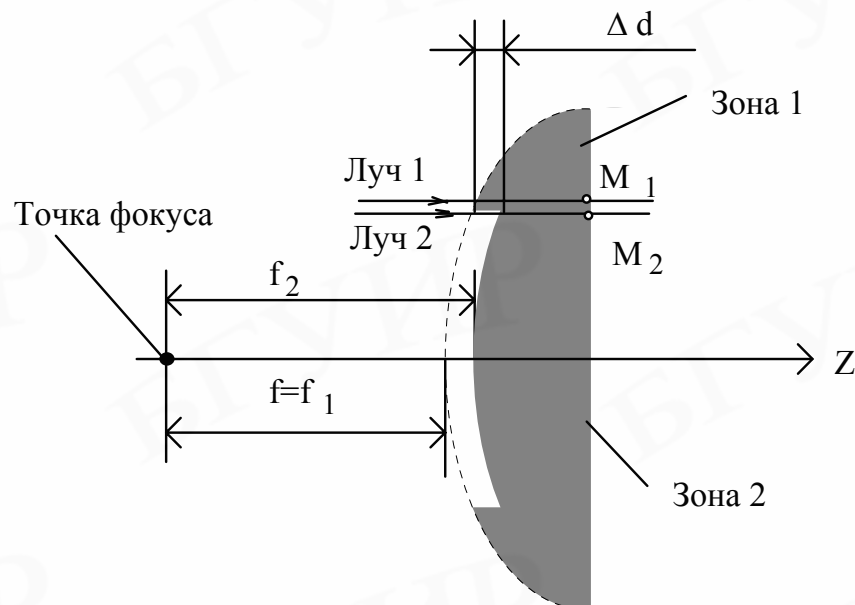


Рис. 5.40. К выводу выражения для фокусного расстояния зоны

Для сохранения синфазности раскрыва линзы в точках M_1 и M_2 фазы должны отличаться на 360° (на 2π). Учитывая, что коэффициент фазы в материале

линзы равен $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_d} = \frac{\omega}{V_\phi}$, в воздухе равен $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ (λ – длина волны в воздухе), показатель преломления $n = \frac{c}{V_\phi} = \frac{\beta}{k}$, условие синфазности раскрыва можно записать в виде $\beta \cdot \Delta d - k \cdot \Delta d = 2\pi$ или $\Delta d(\beta - k) = \Delta d \frac{2\pi}{\lambda}(n - 1) = 2\pi$. Из этого соотношения получаем выражение для величины ступеньки Δd (рис. 5.40):

$$\Delta d = \frac{\lambda}{n - 1}. \quad (5.115)$$

Фокусное расстояние f_m зоны с номером m связано с фокусным расстоянием первой зоны f_1 соотношением

$$f_m = f_1 + (m - 1) \cdot \Delta d. \quad (5.116)$$

Причем f_1 – это фокусное расстояние f незонированной линзы.

Незонированная замедляющая линза является широкополосной, так как ее профиль в соответствии с выражением (5.103) не зависит от частоты (если показатель преломления n среды, из которой сделана линза, не зависит от частоты). Поскольку, как это следует из (5.115) и (5.116), фокусное расстояние зон зависит от длины волны (частоты), диапазонные свойства замедляющей линзы после зонирования ухудшаются.

Зонирование ускоряющей линзы, наоборот, приводит к улучшению диапазонных свойств. Это связано с тем, что в ускоряющей линзе показатель преломления зависит от частоты (см. выражение (5.114)). В результате зонирования уменьшается толщина линзы и, следовательно, уменьшается расфазировка раскрыва при изменении частоты, т.е. при отклонении профиля линзы от оптимального, рассчитанного для заданной частоты.

Зонирование как в замедляющих, так и в ускоряющих линзах приводит к появлению вредных зон на раскрыве. В этих зонах амплитуда и фаза поля отличаются от требуемой. Образование вредных зон поясняется рис. 5.41 на примере замедляющей линзы.

На рис. 5.41 лучи 1 и 2, проходящие через зоны 1 и 2 на их границе, приходят на раскрыв линзы практически в одну и ту же точку M со сдвигом по фазе, равным 2π . Лучи же, идущие от облучателя, расположенного в фокусе линзы, и проходящие между лучами 1 и 2, распространяются так, как показано на рис. 5.41 пунктиром для одного луча – луча 3. Как видно, волны, идущие по лучам, расположенным между лучами 1 и 2, не попадают в точку M раскрыва, а испытывают многократные переотражения и преломления на поверхностях линзы и рассеиваются в

пространстве. В результате уменьшается коэффициент усиления антенны и растут боковые лепестки диаграммы направленности.

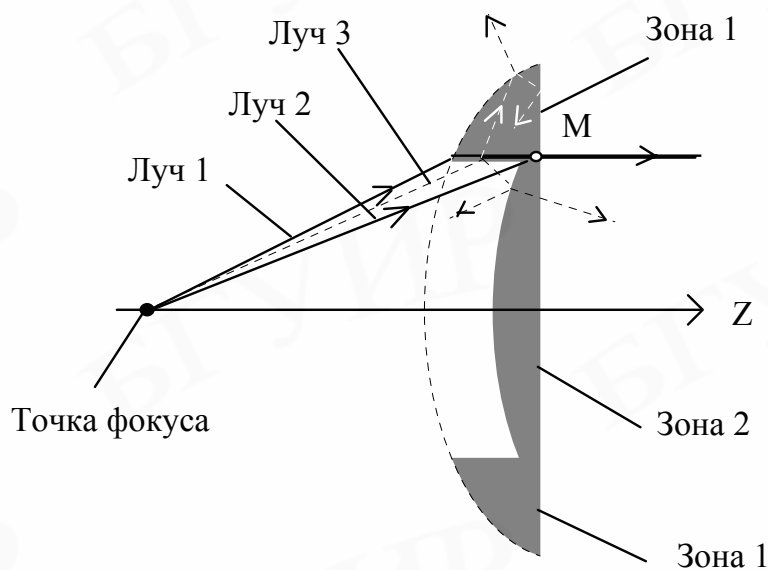


Рис. 5.41. Образование вредных зон при зонировании линзовой антенны

В линзовых антеннах так же, как и в зеркальных, возможно реализовать сканирование путем создания на раскрыве линзы линейного фазового распределения. Сканирование осуществляется смещением облучателя в фокальной плоскости линзы или для уменьшения кубической фазовой ошибки – по некоторой оптимальной дуге, проходящей через фокус.

6. АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

6.1. Общие свойства и назначение антенных решеток

Антенная решетка представляет собой систему слабонаправленных излучателей, расположенных друг от друга на некотором расстоянии, обычно меньшем длины волны. Как правило, излучатели делаются одинаковыми. Все излучатели в режиме передачи возбуждаются от общего генератора, а в режиме приема работают на общую нагрузку (приемник). Распределение мощности генератора в режиме передачи между излучателями осуществляется с помощью системы распределения мощности (СРМ). Эта же система распределения мощности обеспечивает объединение мощности, принятой отдельными излучателями в общей нагрузке. Приблизительно КНД решетки равен произведению КНД одного излучателя на число излучателей. При большом числе излучателей возможно достижение больших значений КНД, поэтому антенные решетки относятся к классу средне- и высоконаправленных антенн, хотя нередко используются антенные решетки с небольшим числом излучателей.

Антенные решетки применяются в миллиметровом, сантиметровом, дециметровом, метровом и в отдельных случаях в декаметровом диапазонах волн. Причем в дециметровом и метровом диапазонах антенные решетки как средне- и высоконаправленные антенны используются вместо зеркальных антенн, которые в этих диапазонах имеют слишком большую массу отражателя.

Амплитудное распределение возбуждения излучателей в антенной решетке делается таким, чтобы обеспечить уровень боковых лепестков не более допустимого. Фазовое распределение делается равномерным или линейным. Линейное фазовое распределение обеспечивает сканирование, т.е. перемещение ДН в пространстве. Электрическое сканирование производится путем изменения параметров линейного фазового распределения с помощью электрически управляемых фазовращателей, включаемых в каждый излучатель или в группу излучателей. Такие излучатели строятся с применением намагниченных ферритов или р-і-n-диодов и управляются с помощью специальной ЭВМ.

По способу размещения излучателей в пространстве антенные решетки подразделяются на следующие типы:

линейные, в которых излучатели расположены вдоль линии;

двухмерные, в которых излучатели расположены на поверхности;

трехмерные, в которых излучатели расположены в некотором объеме.

Линейные антенные решетки чаще всего делаются прямолинейными, реже дуговыми или кольцевыми. Двухмерные решетки обычно плоские. Трехмерные используются редко.

В линейных и плоских решетках излучатели, как правило, делаются одинаковыми и одинаково ориентированными в пространстве. Такие решетки могут быть эквидистантными, когда расстояние между соседними излучателями на всей решетке одинаково, и неэквидистантными, когда расстояние между соседними излучателями меняется по решетке. Чаще всего используются эквидистантные антенные решетки.

Диаграмма направленности антенной решетки имеет существенные особенности по сравнению с линейной и апертурной антеннами. Рассмотрим эти особенности на примере эквидистантной линейной антенной решетки, в которой излучатели расположены вдоль прямой линии. Такую решетку далее будем называть линейной.

6.2. Диаграмма направленности линейной решетки

Задана линейная решетка, расположенная в системе координат XYZ рис. 6.1.

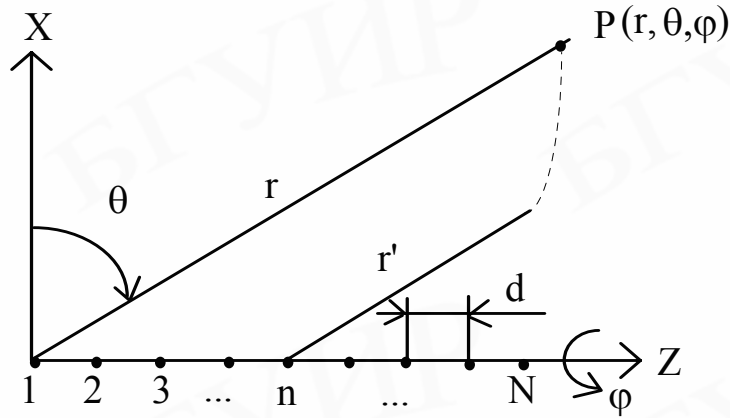


Рис. 6.1. Линейная антенная решетка:

$P(r, \theta, \varphi)$ – точка наблюдения, расположенная в дальней зоне; r – расстояние между началом координат и точкой P ; θ, φ – сферические координаты точки P ; 1, 2, 3, ... n – номера излучателей решетки; N – число излучателей решетки; r' – расстояние между излучателем с номером n и точкой P ; d – расстояние между соседними излучателями

Запишем выражение, определяющее ДН линейной антенны, длиной L , учитывая, что угол θ отсчитывается от нормали к оси Z , и преобразуем его для линейной решетки:

$$f(\theta, \varphi) = f_1(\theta, \varphi) \left| \int_{-0,5L}^{0,5L} A(z) e^{j\Psi(z)} e^{jkz \cdot \sin \theta} dz \right|. \quad (6.1)$$

В линейной решетке амплитуда возбуждения $A(z)$ отлична от нуля только в точках расположения излучателей:

$$A(z) = A_n \quad \text{при } z = z_n, \quad (6.2)$$

$$A(z) = 0 \quad \text{при } z \neq z_n, \quad (6.3)$$

где z_n – координата z излучателя с номером n ;

A_n – нормированная амплитуда возбуждения излучателя с номером n .

В соответствии с рис. 6.1

$$z_n = d(n - 1). \quad (6.4)$$

Интеграл в выражении (6.1) превращается в сумму по всем излучателям:

$$f(\theta, \varphi) = f_1(\theta, \varphi) \left| \sum_{n=1}^N A_n \cdot e^{j\Psi_n} \cdot e^{jkz_n \cdot \sin \theta} \right|, \quad (6.5)$$

где $f_1(\theta, \varphi)$ – диаграмма направленности одного излучателя;

Ψ_n – фаза возбуждения излучателя с номером n ;

A_n – амплитудное распределение возбуждения излучателей.

Запишем выражение (6.5) в виде

$$f(\theta, \varphi) = f_1(\theta, \varphi) \cdot f_c(\theta), \quad (6.6)$$

где

$$f_c(\theta) = \left| \sum_{n=1}^N A_n \cdot e^{j\Psi_n} \cdot e^{jkz_n \cdot \sin \theta} \right| \quad (6.7)$$

называется множителем системы антенной решетки.

Из выражений (6.5) и (6.7) следует, что множитель системы зависит от амплитудного, фазового распределений, расстояния между соседними излучателями d , числа излучателей N , длины волны λ , угла θ , но не зависит от угла φ . Физически множитель системы есть ДН антенной решетки из ненаправленных излучателей. Для того чтобы выяснить зависимость ДН решетки от указанных выше параметров, достаточно проанализировать множитель системы. Кроме того, направленность антенной решетки по углу θ при большом числе излучателей в основном определяется множителем системы, так как направленность отдельного излучателя по углу θ слабая. По углу же φ направленность решетки определяется только диаграммой направленности отдельного излучателя, так как множитель системы не зависит от угла φ .

6.3. Линейная антенная решетка с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением возбуждения излучателей

Множитель системы

Положим в выражении (6.7)

$$A_n = 1, \quad \Psi_n = \Phi_0 \cdot (n-1), \quad (6.8)$$

где Φ_0 – разность фаз между соседними излучателями.

Выражение (6.8) определяет равномерное АР и линейное ФР. Учитывая (6.4), из выражения (6.7) получаем

$$f_c(\theta) = \left| \sum_{n=1}^N e^{j\Phi_0(n-1)} \cdot e^{jkd(n-1)\sin \theta} \right|. \quad (6.9)$$

Сумма в (6.9) есть геометрическая прогрессия, и для N членов она равна

$$S = \frac{a_1 \cdot (1 - q^N)}{1 - q}, \quad (6.10)$$

где a_1 – первый член прогрессии;

q – знаменатель прогрессии.

Из выражения (6.9) следует, что

$$a_1 = 1, \quad (6.11)$$

$$q = e^{j(\Phi_0 + kd \sin \theta)}. \quad (6.12)$$

Подставляя (6.11), (6.12) в (6.10), получаем

$$f_c(\theta) = \left| \frac{1 - e^{jN(\Phi_0 + kd \sin \theta)}}{1 - e^{j(\Phi_0 + kd \sin \theta)}} \right|. \quad (6.13)$$

Произведем следующие преобразования:

- вынесем из числителя за знак скобок множитель

$$e^{j0,5 \cdot N(\Phi_0 + kd \sin \theta)};$$

- из знаменателя вынесем за знак скобок множитель

$$e^{j0,5 \cdot (\Phi_0 + kd \sin \theta)};$$

- учтем, что модуль от экспоненты с мнимым показателем степени равен единице;

- используем формулу Эйлера $\sin x = -j 0,5 (e^{jx} - e^{-jx})$.

Тогда (6.13) принимает вид

$$f_c(\theta) = \left| \frac{\sin(N\Psi)}{\sin \Psi} \right|, \quad (6.14)$$

где

$$\Psi = \frac{kd}{2} \left(\sin \theta + \frac{\Phi_0}{kd} \right). \quad (6.15)$$

По аналогии с линейной антенной, в которой фазовое распределение линейно, введем обозначение

$$K_\zeta = -\frac{\Phi_0}{kd}. \quad (6.16)$$

Величина K_ζ называется коэффициентом замедления. Физический смысл такого понятия был пояснен ранее при рассмотрении линейной антенны. С учетом этого выражение (6.15) запишем в виде

$$\Psi = \frac{kd}{2}(\sin \theta - K_3). \quad (6.17)$$

Далее для величины Ψ , которая называется обобщенной угловой координатой, будем использовать оба выражения – (6.15) и (6.17).

Анализ множителя систем

Рассмотрим выражение (6.14). Проведем его нормировку, для чего определим максимальное значение. Учитывая, что при малом аргументе синус можно заменить его аргументом, из выражения (6.14) получаем при $\Psi \rightarrow 0$

$$f_c(\theta) \approx \frac{N\Psi}{\Psi} \rightarrow N. \quad (6.18)$$

Полученное значение и есть максимальное значение множителя системы. С учетом этого из (6.14) получаем для нормированного множителя системы $F_c(\theta) = f_c(\theta)/N$ следующее выражение:

$$F_c(\theta) = \left| \frac{\sin(N\Psi)}{N \sin \Psi} \right|. \quad (6.19)$$

Рассмотрим множитель системы как функцию обобщенной угловой координаты Ψ , обозначив его символом

$$F_c(\Psi) = \left| \frac{\sin(N\Psi)}{N \sin \Psi} \right|. \quad (6.20)$$

Функция $F_c(\Psi)$ периодическая, так как является отношением двух периодических функций. Причем период $F_c(\Psi)$ равен большему из периодов, т.е. равен 2π – периоду функции $\sin \Psi$. Рассмотрим функцию $F_c(\Psi)$ на периоде изменения $0 \dots 2\pi$. При $\Psi = 0$ значение $F_c(\Psi)$ уже определено и равно 1. Поскольку периодом является интервал $0 \dots 2\pi$, при $\Psi = 2\pi$ функция $F_c(\Psi) = 1$. На графиках рис. 6.2 показаны зависимости модулей $\sin(N\Psi)$, $\sin \Psi$, а также $F_c(\Psi)$ от аргумента Ψ на интервале $\Psi = 0 \dots 2\pi$. Графики построены для случая $N = 5$.

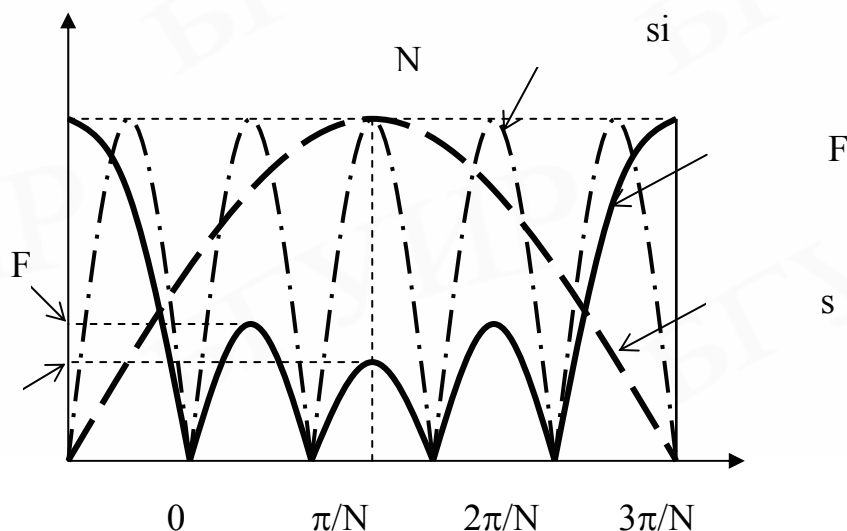


Рис. 6.2. Нормированный множитель решетки:
 модуль $\sin(\Psi)$ – пунктирная линия с длинными штрихами;
 модуль $\sin(N\Psi)$ – штрихпунктирная линия;
 множитель системы $F_c(\Psi) = \left| \frac{\sin(N\Psi)}{N \sin \Psi} \right|$ – сплошная линия

Значение множителя системы при $\Psi = \frac{\pi}{2}$ в соответствии с выражением (6.20) равно $\frac{1}{N}$, так как при этом $\sin(\Psi) = 1$ и $\sin(N\Psi) = \sin(2,5\pi) = 1$.

Из выражения (6.15) следует, что обобщенная угловая координата Ψ зависит от волнового расстояния между соседними излучателями $\frac{d}{\lambda}$ (а оно может быть произвольным), от угла θ ($-90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$) и от разности фаз между соседними излучателями Φ_0 (Φ_0 может быть положительным и отрицательным). Величина Ψ принимает в принципе произвольные значения – и положительные и отрицательные. Однако весь интервал изменения Ψ можно разбить на отрезки длиной 2π , в каждом из которых множитель системы имеет один и тот же вид, показанный на рис. 6.2 (отрезок длиной 2π является периодом изменения функции $F_c(\Psi)$). На рис. 6.3 показан график функции $F_c(\Psi)$, т.е. множитель системы в пределах нескольких периодов изменения.

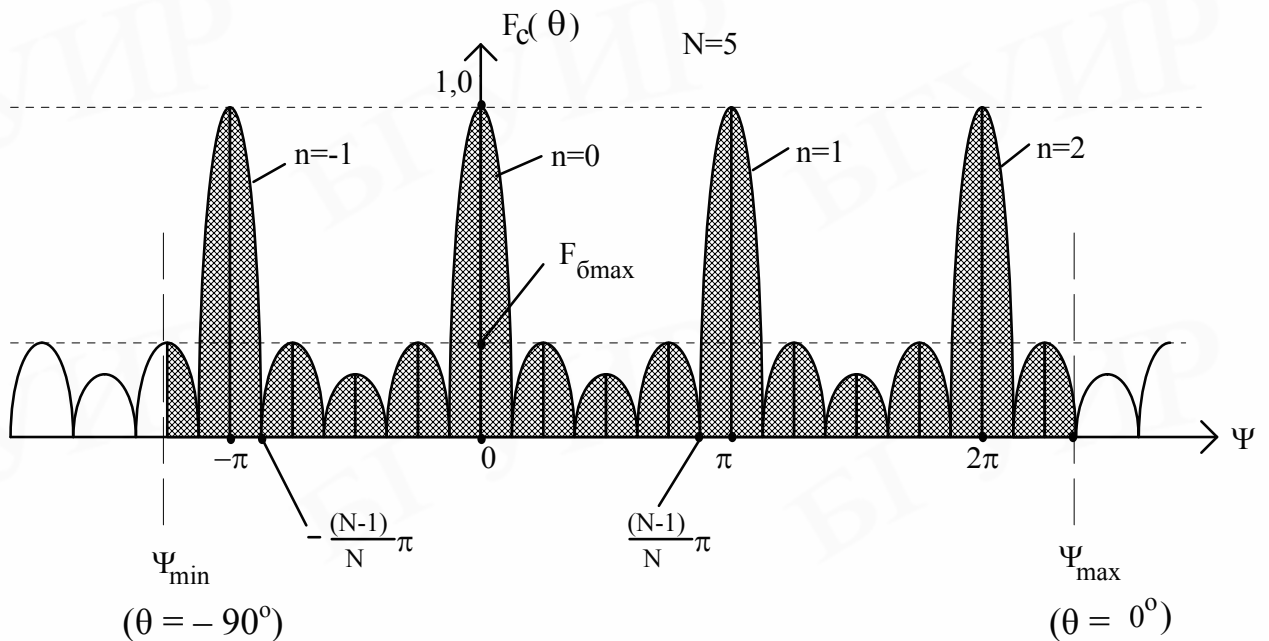


Рис. 6.3. Множитель системы

Часть графика, расположенная в пределах реального интервала изменения величины Ψ , ограниченного значениями Ψ_{\min} и Ψ_{\max} , заштрихована. Эти значе-

ния соответствуют границам изменения реального угла θ , равным $\pm 90^\circ$. Из выражения (6.15) следует

$$\Psi_{\min} = \frac{kd}{2} \left(-1 + \frac{\Phi_0}{kd}\right), \quad (6.21)$$

$$\Psi_{\max} = \frac{kd}{2} \left(1 + \frac{\Phi_0}{kd}\right). \quad (6.22)$$

Интервал изменения Ψ , расположенный в пределах Ψ_{\min} и Ψ_{\max} и обозначенный далее символом $\Delta\Psi$, получается равным

$$\Delta\Psi = \Psi_{\max} - \Psi_{\min} = kd = 2\pi \frac{d}{\lambda} \quad (6.23)$$

и зависит только от волнового расстояния между соседними излучателями $\frac{d}{\lambda}$.

Из рис. 6.3 следует, что в области реальных углов $-90^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ множитель системы антенной решетки имеет несколько главных лепестков, между которыми расположены боковые лепестки. Число боковых лепестков равно $N - 2$ (на 2 меньше, чем число излучателей решетки). Чем больше $\frac{d}{\lambda}$, тем больше величина $\Delta\Psi$

и больше главных лепестков в области реальных углов θ . Лепесток, соответствующий $\Psi = 0$, называется нулевым, остальные лепестки имеют номера $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. На рис. 6.3 указаны номера лепестков. Направление главного лепестка с номером n , как следует из рис. 6.3, определяется условием

$$\Psi = n\pi. \quad (6.24)$$

Обозначим направление главного лепестка с номером n символом θ_{mn} . Из выражений (6.24) и (6.15) следует условие, определяющее величину θ_{mn} :

$$n\pi = \frac{kd}{2} \left(\sin \theta_{mn} + \frac{\Phi_0}{kd}\right). \quad (6.25)$$

Учитывая, что $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, из выражения (6.25) получаем

$$\sin \theta_{mn} = n \frac{\lambda}{d} - \frac{\Phi_0}{kd}, \quad (6.26)$$

где $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$.

Направление максимума главного лепестка нулевого порядка (нулевого главного максимума), соответствующего $n = 0$, определяется выражением, следующим из выражения (6.26):

$$\sin \theta_{m0} = -\frac{\Phi_0}{kd}. \quad (6.27)$$

Антенная решетка проектируется так, чтобы в пространстве был только один главный лепесток нулевого порядка ($n = 0$). Получим условие, при котором это будет выполняться.

Условие единственности главного максимума

Из рис. 6.3 следует, что в пространстве будет только один нулевой главный лепесток, если выполняются следующие два условия:

$$\Psi_{\min} \geq -\frac{N-1}{N}\pi, \quad (6.28)$$

$$\Psi_{\max} \leq \frac{N-1}{N}\pi. \quad (6.29)$$

Подставляя в выражения (6.28), (6.29) выражения (6.21), (6.22) и учитывая выражение (6.27), получим

$$\Psi_{\min} = \frac{kd}{2}(-1 - \sin \theta_{m0}) \geq -\frac{N-1}{N}\pi, \quad (6.30)$$

$$\Psi_{\max} = \frac{kd}{2}(1 - \sin \theta_{m0}) \leq \frac{N-1}{N}\pi. \quad (6.31)$$

Так как $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, из выражений (6.30), (6.31) получаем два условия для волнового расстояния между соседними излучателями:

$$\frac{d}{\lambda} \leq \frac{N-1}{N(1 + \sin \theta_{m0})}, \quad (6.32)$$

$$\frac{d}{\lambda} \leq \frac{N-1}{N(1 - \sin \theta_{m0})}. \quad (6.33)$$

Угол θ_{m0} может быть и положительным, и отрицательным, поэтому оба условия – (6.32), (6.33) – выполняются одновременно, если

$$\frac{d}{\lambda} \leq \frac{N-1}{N(1 + |\sin \theta_{m0}|)}. \quad (6.34)$$

Условие (6.34) называется условием единственности главного максимума диаграммы направленности антенной решетки.

Сканирование в антенной решетке

Из выражений (6.26), (6.27) следует, что направление главных максимумов множителя системы зависит от разности фаз между соседними излучателями Φ_0 . Рассмотрим направление нулевого главного максимума в пространстве, считая, что условие его единственности (6.34) выполнено.

Из выражения (6.27) следует:

при $\Phi_0 = 0$ (для синфазной решетки) $\theta_{m_0} = 0$;

при $\Phi_0 < 0$ (при уменьшении фазы возбуждения излучателей по линейному закону от первого излучателя до N -го) $\theta_{m_0} > 0$;

при $\Phi_0 > 0$ (при увеличении фазы возбуждения излучателей по линейному закону от первого излучателя до N -го) $\theta_{m_0} < 0$.

Таким образом, при изменении разности фаз между соседними излучателями происходит перемещение диаграммы направленности решетки по углу θ , т.е. происходит сканирование, как в линейной антенне при линейном фазовом распределении. В антенных решетках изменение величины Φ_0 производится с помощью электрически управляемых фазовращателей, которые строятся с применением намагничиваемых ферритов или р-і-п-диодов. Поэтому сканирование в антенных решетках производится без каких-либо механических перемещений элементов и называется электрическим (или электронным).

Закономерности сканирования

ДН антенной решетки определяется выражением (6.6). Для нормированной ДН одного излучателя $F_1(\theta, \varphi)$ и нормированного множителя системы $F_c(\theta)$ это выражение можно переписать в виде

$$f(\theta, \varphi) = F_1(\theta, \varphi) \cdot F_c(\theta). \quad (6.35)$$

В качестве излучателей антенной решетки используются слабо-направленные антенны, в которых $F_1(\theta, \varphi)$ слабо зависит от угла θ . На рис. 6.4 показана ДН антенной решетки.

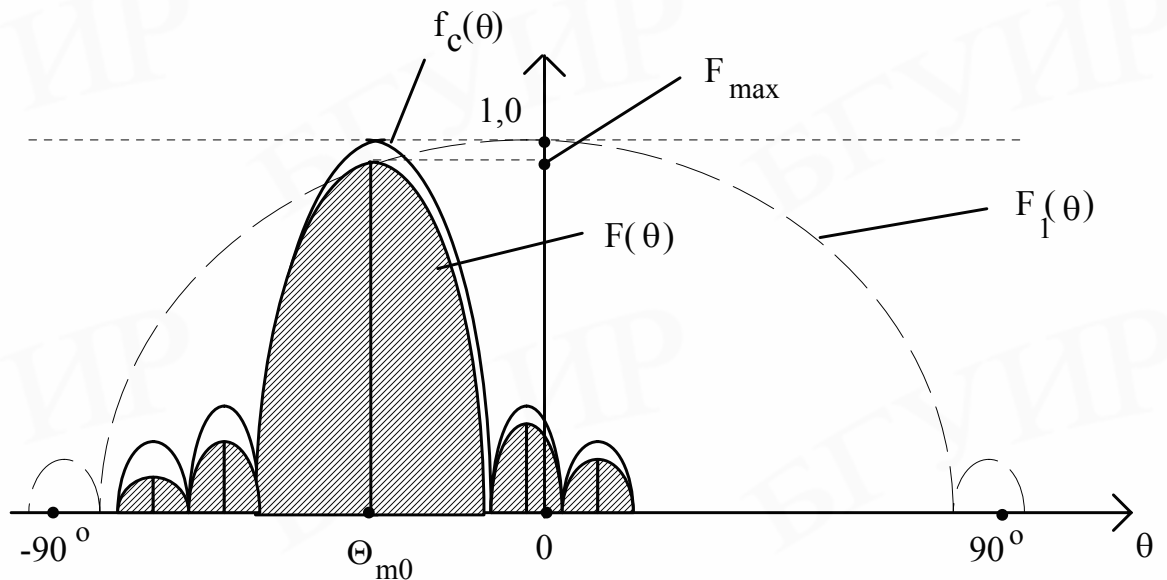


Рис. 6.4. ДН антенной решетки:
 ДН одного излучателя $F_1(\theta, \varphi)$ – пунктирная линия;
 множитель системы $F_c(\theta)$ – сплошная линия;
 ДН решетки – заштрихована;
 θ_{m0} – направление главного максимума множителя системы
 (отклонение главного максимума ДН решетки от нормали к оси решетки);
 F_{\max} – максимальное значение ДН решетки, равное $F_1(\theta_{m0})$

На основании рис. 6.4 можно сделать следующие выводы:

1. При сканировании, т.е. при изменении угла θ_{m0} , меняется величина F_{\max} по закону $F_1(\theta_{m0})$. Чем больше угол θ_{m0} , тем меньше F_{\max} .

2. Коэффициент направленного действия решетки пропорционален квадрату ДН, следовательно, КНД в направлении главного максимума ДН решетки пропорционален F_{\max}^2 и меняется при сканировании. КНД максимален при $\theta_{m0} = 0$, так как при этом $F_{\max} = 1$. Обозначим это максимальное значение КНД символом D_{\max} . При всех других значениях θ_{m0} КНД меньше D_{\max} . Обозначим КНД при произвольном угле θ_{m0} символом D . Значения D и связаны соотношением, следующим из ранее сказанного:

$$D = D_{\max} F_{\max}^2 = D_{\max} F_1^2(\theta_{m0}). \quad (6.36)$$

Величина $\frac{D}{D_{\max}}$ характеризует закон изменения КНД при сканировании и называется диаграммой сканирования. Обозначим диаграмму сканирования символом $F_{ск}$. Из (6.36) следует, что

$$F_{\text{ск}} = \frac{D}{D_{\text{max}}} = F_1^2(\theta_{m0}). \quad (6.37)$$

При проектировании антенной решетки задается требуемый сектор сканирования, т.е. сектор, в пределах которого должен меняться угол θ_{m0} . Этот сектор обозначается символом $2\theta_{\text{ск}}$, и требуется, чтобы $-\theta_{\text{ск}} \leq \theta_{m0} \leq \theta_{\text{ск}}$. В секторе сканирования $2\theta_{\text{ск}}$ КНД не должен меняться более, чем в допустимых пределах. Поскольку КНД минимален на границах сектора сканирования, требование по допустимому уменьшению КНД при сканировании накладывает ограничение на величину сектора сканирования. Часто допустимым считается уменьшение КНД на границах сектора сканирования в 2 раза по сравнению с максимальным значением D_{max} . В этом случае при $\theta_{m0} = \theta_{\text{ск}}$ значение $F_{\text{ск}} = 0,5$ и величина θ_{m0} равна половине ширины главного лепестка ДН одного излучателя. Из сказанного следует, что для расширения сектора сканирования необходимо увеличивать ширину главного лепестка ДН одного излучателя.

3. При сканировании в антенной решетке наблюдаются те же явления, что и в линейной антенне при линейном фазовом распределении, рассмотренные ранее (см. линейную антенну): чем больше угол θ_{m0} , тем больше ширина главного лепестка ДН и больше его асимметрия. Кроме того, появляется конусность главного лепестка. Эти эффекты также приводят к уменьшению КНД. Поэтому в линейных и плоских антенных решетках обычно сектор сканирования $2\theta_{\text{ск}}$ не превосходит 60° .

Параметры диаграммы направленности антенной решетки

Параметрами ДН являются ширина главного лепестка $2\theta_{0,5}$ и максимальный уровень боковых лепестков $F_{\text{бmax}}$ (иногда средний уровень бокового излучения).

При выполнении условия единственности главного максимума и достаточно большом числе излучателей ($N > 7 - 8$) линейная решетка по параметрам ДН близка к линейной антенне, рассмотренной ранее. Так, при равномерном амплитудном распределении

$$2\theta_{0,5} = 51^\circ \frac{\lambda}{L}, \quad (6.38)$$

$$F_{\text{бmax}} \approx 21,7\% \approx -13 \text{ дБ}, \quad (6.39)$$

где $L = d(N - 1)$ – длина решетки.

Для уменьшения уровня боковых лепестков амплитудное распределение делают комбинированным, спадающим к краям решетки.

Линейные антенные решетки обеспечивают одномерное сканирование, т.е. сканирование в одной плоскости. Для двумерного сканирования (в двух плоскостях) используются плоские антенные решетки. Рассмотрим основные особенности плоских антенных решеток.

6.4. Плоские антенные решетки с равномерным амплитудным и линейным фазовым распределением возбуждения излучателей

Способы размещения излучателей в решетке

В плоских антенных решетках используются два способа размещения излучателей: в узлах прямоугольной сетки и в узлах треугольной сетки. Эти два способа иллюстрируются рис. 6.5 и 6.6.

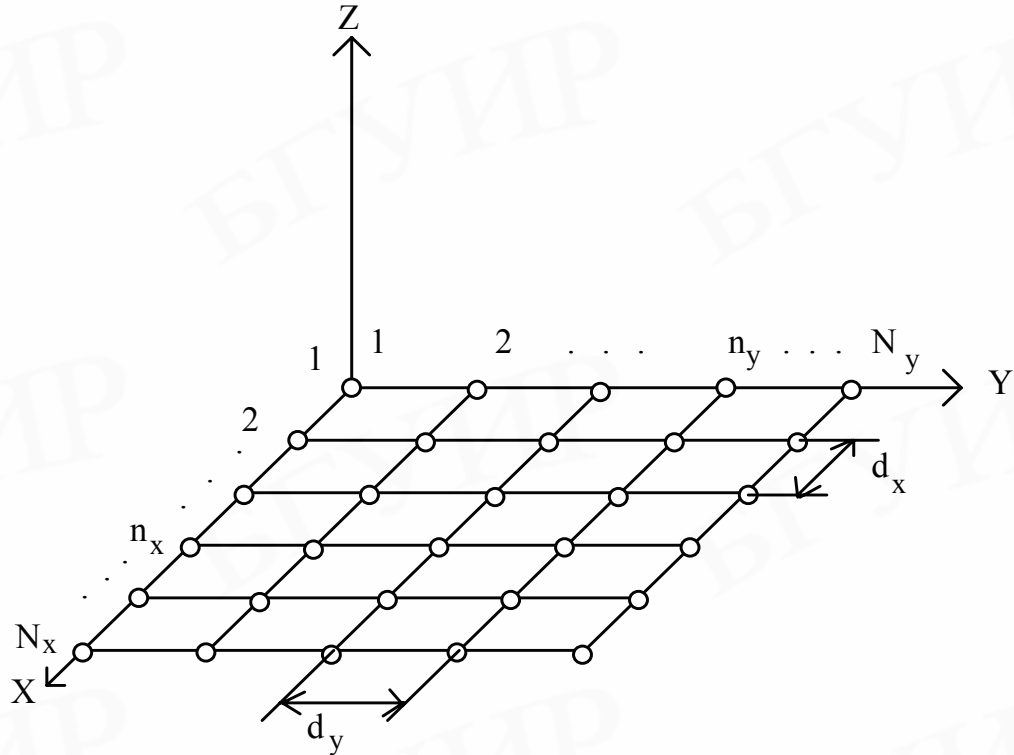


Рис. 6.5. Плоская решетка с прямоугольной сеткой:

d_x, d_y – расстояния между соседними излучателями по осям X, Y ;

N_x, N_y – число излучателей по осям X, Y (N_x – число строк, N_y – число столбцов); n_x, n_y – номера излучателей по осям X, Y ($1 \leq n_x \leq N_x, 1 \leq n_y \leq N_y$)

На рис. 6.5 показана решетка в системе координат XYZ . Причем решетка расположена в плоскости XY . Места расположения излучателей обозначены кружками.

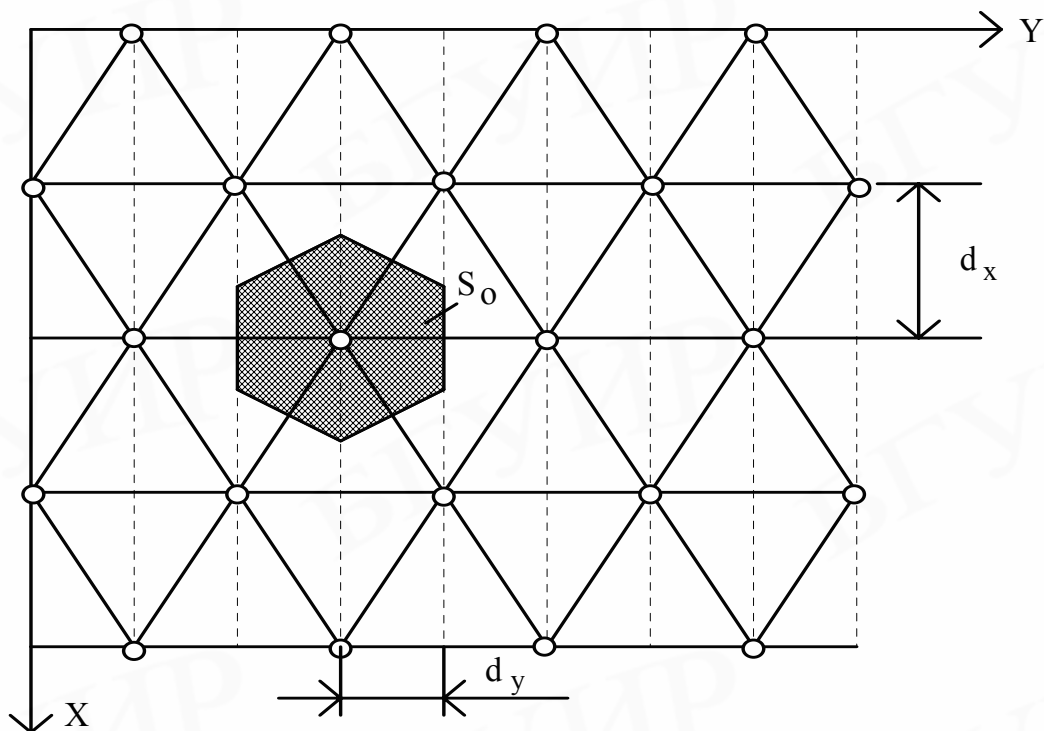


Рис. 6.6. Плоская решетка с треугольной сеткой

На рис. 6.6 показана плоская антенная решетка с треугольной сеткой расположения излучателей. Решетка расположена в плоскости X, Y . Ось Z идет на читателя. Излучатели расположены на вершинах равносторонних треугольников. Места расположения излучателей отмечены кружками. Площадь, приходящаяся на один излучатель, заштрихована и обозначена символом S_0 . Как видно, эта площадь ограничена правильным шестиугольником. Показаны расстояния между строками – d_x и между столбцами – d_y . В каждом столбце излучатели, в отличие от решетки с прямоугольной сеткой размещения излучателей, расположены через один. Рассмотрим основные особенности плоской решетки по сравнению с линейной.

Плоская решетка с прямоугольной сеткой расположения излучателей

Введем далее следующие обозначения:

θ_{mx} – угол отклонения нулевого главного максимума ДН от нормали к решетке в плоскости XZ ;

θ_{my} – угол отклонения нулевого главного максимума ДН от нормали к решетке в плоскости YZ ;

$2\theta_{ск}^x$ – сектор сканирования в плоскости XZ ;

$2\theta_{ск}^y$ – сектор сканирования в плоскости YZ ;

Условие единственности главного максимума ДН должно выполняться при сканировании в плоскостях XZ и YZ в указанных секторах. Эти условия на основании выражения (6.34) можно записать в следующем виде:

- для плоскости XZ

$$\frac{d_x}{\lambda} \leq \frac{N_x - 1}{N_x (1 + \sin \theta_{\text{ск}}^x)}, \quad (6.40)$$

- для плоскости YZ

$$\frac{d_y}{\lambda} \leq \frac{N_y - 1}{N_y (1 + \sin \theta_{\text{ск}}^y)}. \quad (6.41)$$

Сканирование в плоскости XZ обеспечивается линейным фазовым распределением по оси X (т.е. по столбцам решетки). Наиболее просто оно осуществляется при разделяющемся амплитудно-фазовом распределении по осям X и Y. В этом случае закон изменения фазового распределения в каждом столбце будет одинаковым и описывается выражением, следующим из выражения (6.8). Обозначим разность фаз между соседними излучателями по оси X (в столбце) символом $\Phi_{\text{ох}}$. Тогда фаза возбуждения излучающего элемента, расположенного по оси X и имеющего номер n_x , будет определяться выражением

$$\Psi_{n_x} = \Phi_{\text{ох}} \cdot (n_x - 1). \quad (6.42)$$

Аналогично, сканирование в плоскости YZ обеспечивается линейным фазовым распределением по оси Y (т.е. по строкам), описываемым выражением

$$\Psi_{n_y} = \Phi_{\text{оу}} \cdot (n_y - 1), \quad (6.43)$$

где $\Phi_{\text{оу}}$ – разность фаз между соседними излучателями по оси Y.

В результате установления на решетке указанных фазовых распределений по осям X и Y главный лепесток нулевого порядка отклонится от нормали к решетке в плоскости XZ на угол $\theta_{\text{мх}}$, в плоскости YZ – на угол $\theta_{\text{му}}$, что поясняется рис. 6.7.

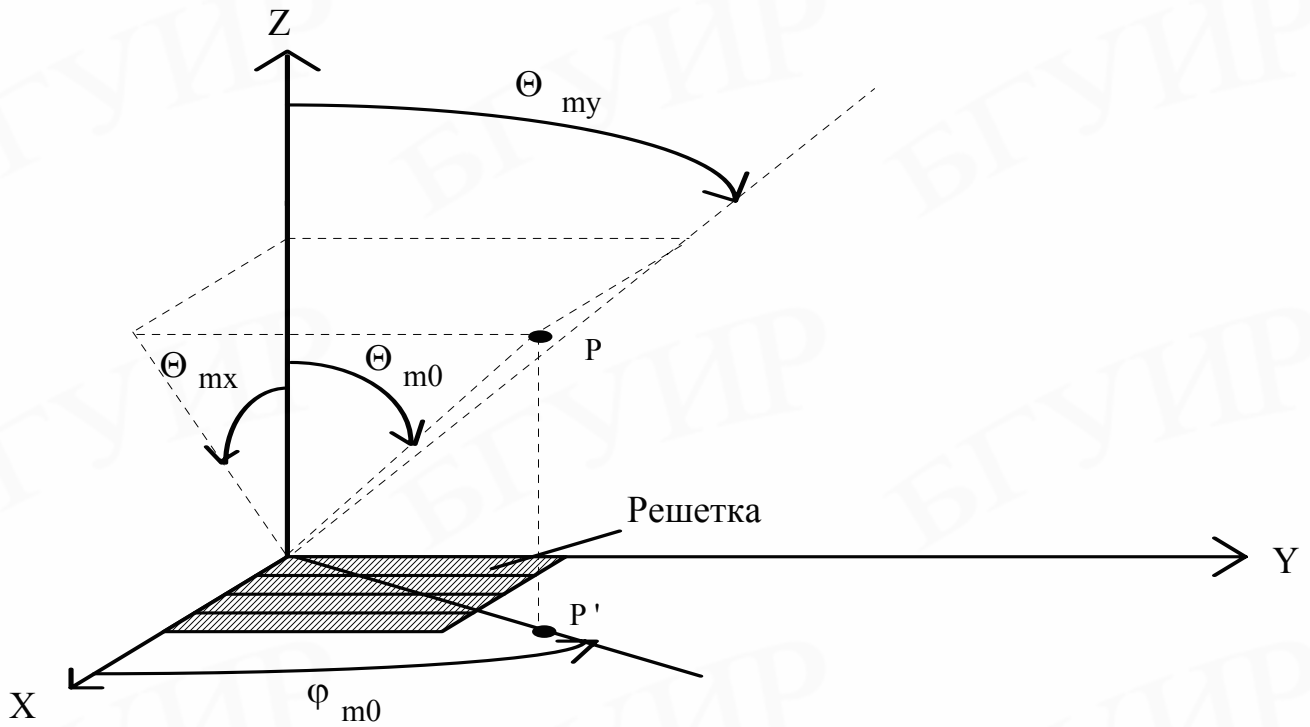


Рис. 6.7. Сканирование: P – точка на направлении главного максимума ДН; P' – проекция точки P на плоскость XY; $\theta_{m0}, \varphi_{m0}$ – угловые сферические координаты направления главного максимума

Угловые сферические координаты направления главного максимума в пространстве, связанные с углами θ_{mx} и θ_{my} известными соотношениями:

$$\cos \theta_{mx} = \sin \theta_{m0} \cdot \cos \varphi_{m0}, \quad (6.44)$$

$$\cos \theta_{my} = \sin \theta_{m0} \cdot \sin \varphi_{m0}. \quad (6.45)$$

Суммарная фаза в излучающем элементе, имеющем номер n_x – по оси X и номер n_y – по оси Y, равна сумме фаз Ψ_{nx} и Ψ_{ny} . Обозначим эту фазу символом Ψ_{xy} . В соответствии с выражениями (6.42), (6.43)

$$\Psi_{xy} = \Phi_{ox} (n_x - 1) + \Phi_{oy} (n_y - 1). \quad (6.46)$$

Значения Φ_{ox} и Φ_{oy} связаны с углами θ_{mx} и θ_{my} соотношениями, следующими из выражения (6.27):

$$\sin \theta_{mx} = -\frac{\Phi_{ox}}{kd_x}, \quad (6.47)$$

$$\sin \theta_{my} = -\frac{\Phi_{oy}}{kd_y}. \quad (6.48)$$

При таком способе управления фазой в каждом излучателе требуется $N = N_x + N_y$ управляющих сигналов: N_x сигналов для подачи на N_x строк и N_y сигналов для подачи на N_y столбцов. Этот способ управления фазовым распределением называется строчно-столбцевым. Он реализуется в решетке с прямоугольной сеткой расположения излучателей и с разделяющимся амплитудно-фазовым распределением.

Из вышеизложенного следует, что рассмотренную решетку при расчете диаграммы направленности в главных плоскостях (плоскостях, параллельных сторонам решетки, т.е. в нашем случае в плоскостях XZ и YZ) можно считать линейной, в которой элементарными излучателями являются строки – при расчете ДН в плоскости XZ – и столбцы – при расчете ДН в плоскости YZ .

Если амплитудно-фазовое распределение не является разделяющимся по координатам (закон изменения фазы в всех строках или столбцах разный), приходится использовать поэлементный способ управления фазовым распределением, т.е. использовать $N = N_x \cdot N_y$ управляющих сигналов.

Плоская решетка с треугольной сеткой расположения излучателей

Ранее было показано (см. рис. 6.6), что в такой решетке соседние столбцы отличаются друг от друг (сдвинуты по оси X на один излучатель). Поэтому фазовое распределение возбуждения излучателей в соседних столбцах различно, в связи с чем строчно-столбцевой способ управления фазовым распределением не используется, алгоритм управления фазой в каждом излучателе более сложный. Это является недостатком решетки с треугольной сеткой расположения излучателей. Однако такая решетка имеет и преимущество по сравнению с решеткой, в которой излучатели расположены в узлах прямоугольной сетки. Сравним эти два способа расположения излучателей с точки зрения требуемого количества излучателей.

Пусть имеется две решетки (см. рис. 6.5 и 6.6). Будем считать, что обе решетки имеют одинаковую площадь раскрытия S (это обеспечивает одинаковый КНД), одинаковые секторы сканирования по осям X и Y ($\theta_{ск}^x = \theta_{ск}^y = \theta_{ск}$). Определим площадь S_0 , приходящуюся на один излучатель.

В решетке с прямоугольной сеткой расположения излучателей при одинаковых секторах сканирования в плоскостях XZ и YZ расстояния между соседними излучателями по осям X и Y должны быть одинаковыми: $d_x = d_y = d$. При этом площадь, приходящаяся на один излучатель, представляет собой квадрат со стороной, равной d . Очевидно, она равна $S_0^{\square} = d^2$.

В решетке с треугольной сеткой расположения излучателей расстояние между строками больше, чем между столбцами. Поэтому при одинаковых секторах сканирования условие единственности необходимо выполнить для плоскости XZ , где расстояние между излучателями больше, т.е. взять $d_x = d$. При этом площадь

шестиугольника, выраженная через высоту треугольника, получается равной $S_0^\nabla = \frac{2}{\sqrt{3}}d^2 \approx 1,15 \cdot S_0^\square$. Как видно, в решетке с треугольной сеткой расположения излучателей площадь, приходящаяся на один излучатель, примерно на 15 % больше, чем в решетке с прямоугольной сеткой расположения излучателей. Поэтому при одинаковых площадях раскрыва обеих решеток число излучателей, при котором выполняется условие единственности главного максимума ДН в заданном секторе сканирования, в решетке с треугольной сеткой меньше на 15 %, чем в решетке с прямоугольной сеткой. В этом и заключается преимущество решетки с треугольной сеткой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенны сантиметровых и дециметровых волн. Ч.1. – М.: ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1955.
2. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. – М.: Энергия, 1975.
3. Сканирующие антенные системы СВЧ. Т.1: Пер. с англ./ Под ред. Г.Т. Маркова и А.Ф. Чаплина. – М.: Сов. радио, 1966.
4. Уолтер К. Антенны бегущей волны: Пер. с англ./ Под ред. А.Ф. Чаплина. – М.: Энергия, 1970.
5. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1973.
6. Казанский Л.С., Романов В.А. Антенно-фидерные устройства декаметрового диапазона и электромагнитная экология. – М.: Радио и связь, 1996.
7. Беньковский З., Липинский Э. Любительские антенны коротких и ультракоротких волн. – М.: Радио и связь, 1983.
8. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высш. шк., 1988.
9. Юрцев О.А. Элементы общей теории антенн: Метод. пособие по курсу Антенны и устройства СВЧ. Ч 1. – Мн.: БГУИР, 1997.
10. Антенные системы радиоэлектронных средств / Под общ. ред. Г.В. Хохлова. – М.: Воениздат, 1978.
11. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988.
12. Фрадин А.З. Антенно-фидерные устройства. – М.: Связь, 1977.
13. Лавров А.С., Резников Г.Б. Антенно-фидерные устройства. – М.: Радио и связь, 1974.
14. Вычислительные методы в электродинамике /Под ред. Р. Митры. –М.: Мир, 1977.
15. Коган С.Х. Распространение волн вдоль бесконечной спирали //ДАН СССР. – 1949. – Т 66. – № 5.

16. Юрцев О.А., Рунов А.В., Казарин А.Н. Спиральные антенны. – М.: Радио и связь, 1974.
17. Kraus J.D. The helical antenna // Proc. IRE. – 1949. – V.37. – № 3.
18. Юрцев О.А. Резонансные и апертурные антенны: Метод пособие по курсу «Антенны и устройства СВЧ». Ч 2. – Мн.: БГУИР, 2001.
19. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование антенно-фидерных устройств. – М.: Энергия, 1966.
20. Сверхширокополосные антенны: Пер. с англ. – М.: Мир, 1968.
21. Сазонов Д.М., Гридин А.Н., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ. – М.: Высш. шк., 1981.
22. Айзенберг А.З. Коротковолновые антенны. – М.: Гос. изд-во литературы по вопросам связи и радио, 1962.
23. Надененко С.И. Антенны. – М.: Гос. изд-во литературы по вопросам связи и радио, 1959.
24. Драбкин А.Л., Зузенко В.Л. Антенно-фидерные устройства. – М.: Сов. радио, 1961.
25. Никольский В.В. Антенны. – М.: Связь, 1966.
26. Крчержевский Г.Н., Ерохин Г.А., Козырев Н.Д. Антенно-фидерные устройства. – М.: Радио и связь, 1989.
27. Марков Г.Т. Антенны. – М.–Л.: Гозэнергоиздат, 1960.
28. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Тершин О.Н. Антенны УКВ. Ч.1,2. – М.: Связь, 1977.
29. Вольман В.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1971.
30. Кураев А.А., Попкова Т.Л., Синицин А.К. Электродинамика и распространение радиоволн. – Мн.: Бестпринт, 2004.
31. Юрцев О.А. Элементы общей теории антенн: Метод. пособие по курсу «Антенны и устройства СВЧ». Ч.3. –Мн.: БГУИР, 2001.
32. Шпиндлер Э. Практические конструкции антенн. – М.: Мир, 1989.
33. Лавров, А.С., Резников Г.Б. Антенно-фидерные устройства. – М.: Радио и связь, 1974.
34. Шифрин Я.С. Антенны. –Харьков: ВИРТА, 1974.
35. Balanis C.A. Antenna theory: analysis and design. – New York, 1997.
36. Гололобов Д.В., Кирильчук В.Б. Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства: Ч. 2. Фидерные устройства. – Мн.: БГУИР, 2005.

Учебное издание

Гололобов Дмитрий Владимирович
Кирильчук Валерий Борисович
Юрцев Олег Анатольевич

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН
И АНТЕННО-ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА**

МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

для студентов специальности I-45 01 02
«Системы радиосвязи, радиовещания и телевидения»
дневной и вечерней форм обучения

В 3-х частях

Часть 3
Антенны

Редактор Т.А. Лейко
Корректор Н.В. Гриневич

Подписано в печать 17.03.2006.
Гарнитура «Таймс».
Уч.-изд. л. 9,0.

Формат 60x84 1/16.
Печать ризографическая.
Тираж 150 экз.

Бумага офсетная.
Усл. печ. л. 9,65.
Заказ 567.

Издатель и полиграфическое исполнение: Учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»
Лицензия на осуществление издательской деятельности №02330/0056964 от 01.04.2004.
Лицензия на осуществление полиграфической деятельности №02330/0131518 от 30.04.2004.
220013, Минск, П. Бровки, 6