

**МИНИСТЕРСТВО ПО РАЗВИТИЮ ИНФОРМАЦИОННЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ И КОММУНИКАЦИЙ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН**

**ТАШКЕНТСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ ИМЕНИ МУХАММАДА АЛ-ХОРАЗМИ**

ФАКУЛЬТЕТ «ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ»

Кафедра «Системы телерадиовещания»

ОСНОВЫ АНТЕНН

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

по дисциплинам «Основы антенн» и «Антенны беспроводных систем связи
и распространение волн»
для направления образования

5350100 – «Телекоммуникационные технологии»
(специализации «Телерадиовещание», «Мобильные системы»)

ЧАСТЬ 1

Ташкент – 2018

Губенко В. А.

Основы антенн. Часть 1. Учебное пособие. – Ташкент, ТУИТ, 2018.

В учебном пособии рассматриваются назначение, классификация, параметры и характеристики антенн современных беспроводных систем телекоммуникаций. В первой части пособия излагаются основные электрические и направленные свойства симметричного вибратора и системы двух связанных вибраторов, способы формирования узких диаграмм направленности с помощью антенных решеток, особенности излучения плоских возбужденных раскрывов.

Пособие предназначено для использования в учебном процессе при изучении дисциплин «Основы антенн» и «Антенны беспроводных систем связи и распространение волн» студентами направления образования «Телекоммуникационные технологии» специализаций «Телерадиовещание» и «Мобильные системы».

СОДЕРЖАНИЕ

1. КЛАССИФИКАЦИЯ И ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН.....	4
1.1. Общие принципы излучения и приема радиоволн.....	4
1.2. Классификации антенн.....	7
1.3. Направленные свойства антенн.....	9
1.4. Электрические свойства антенн.....	17
2. СЛАБОНАПРАВЛЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ ВИБРАТОРОВ.....	25
2.1. Краткая теория симметричного вибратора.....	25
2.2. Направленные характеристики симметричного вибратора.....	27
2.3. Электрические характеристики симметричного вибратора.....	31
2.4. Излучение двух связанных симметричных вибраторов.....	42
2.5. Электрические характеристики двух связанных симметричных вибраторов.....	47
3. ОСТРОНАПРАВЛЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК.....	53
3.1. Формирование остронаправленного излучения с помощью антенных решеток.....	53
3.2. Линейные антенные решетки поперечного излучения.....	55
3.3. Плоские антенные решетки поперечного излучения.....	60
3.4. Антенные решетки осевого излучения.....	62
4. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ.....	71
4.1. Свойства возбужденной поверхности.....	71
4.2. Излучение плоского раскрыва.....	73
4.3. Влияние амплитудного распределения на направленные свойства плоского раскрыва.....	76
4.4. КНД излучающей поверхности.....	78
4.5. Влияние фазового распределения на направленные свойства плоского раскрыва.....	80
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	86

1. КЛАССИФИКАЦИЯ И ПАРАМЕТРЫ АНТЕНН

1.1. Общие принципы излучения и приема радиоволн

Антенной называется устройство, предназначенное для излучения или приёма электромагнитных волн. Антенны необходимы для обеспечения распространения радиоволн в пространстве и, тем самым, организации беспроводных каналов связи при функционировании различных телекоммуникационных систем. Они обеспечивают связь между фидерной линией и окружающей средой.

Передающая антенна преобразовывает колебания высокой частоты, поступающие в виде тока с выхода передатчика по фидерной линии на ее вход, в электромагнитные волны, излучаемые в пространство.

Приёмная антенна улавливает из пространства электромагнитные волны и преобразует их обратно в токи высокой частоты, передаваемые далее по фидерной линии во входную цепь приёмника.

На рис.1.1 приведена упрощённая схема линии радиосвязи. Она состоит из передатчика и приемника, элементов волноводного тракта, передающей и приемной антенн. Между антеннами находится пространство, или среда, в которой распространяются радиоволны.

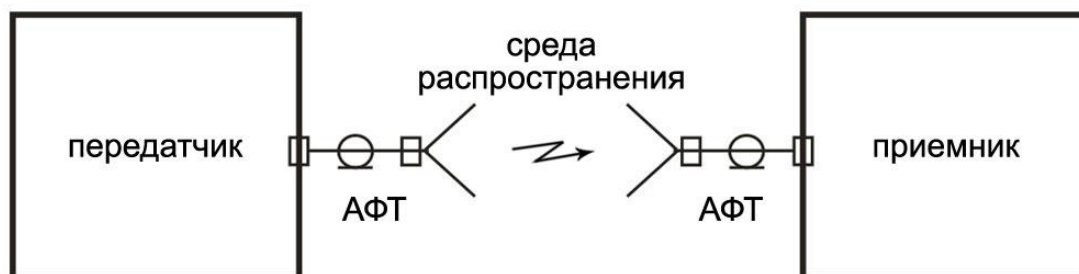


Рис.1.1 Упрощенная схема линии радиосвязи

Волноводный тракт состоит из непосредственно самого волновода (коаксиального, полого, полоскового или другого типа), а также его элементов – разъемов, поворотных устройств, разветвителей и других. Антенна подключается к волноводному тракту и тогда вся система называется антенно-фидерным трактом (АФТ).

Любая антенна несет две основные функции – преобразователя (или согласующего устройств) и концентратора (или усилителя).

Первая функция сводится к преобразованию высокочастотного тока в электромагнитную волну (передающая антенна) или обратно, к преобразованию электромагнитной волны в высокочастотный ток (приемная антенна).

На рис.1.2 приведена обобщенная структурная схема антенны. В ней можно выделить следующие элементы: вход (U_a – напряжение на входе антенны, I_a – ток в антенне), согласующее устройство, распределитель и излучающую систему.

Под входом антенны обычно понимают сечение линии передачи с волной заданного типа. Современные антенны могут иметь несколько, а иногда и сотни и тысячи входов. Эти входы могут использоваться для одновременной работы антенны на различных частотах или в режимах приема и передачи, а также для независимого формирования нескольких различающихся характеристик направленности.

Согласующее устройство предназначено для обеспечения режима питающей линии, как можно близкого к бегущей волне. Наряду с обычными схемами узкополосного и широкополосного согласования в антеннах часто используют возможности согласования входа путём рационального выбора ряда конструктивных размеров в распределителе.

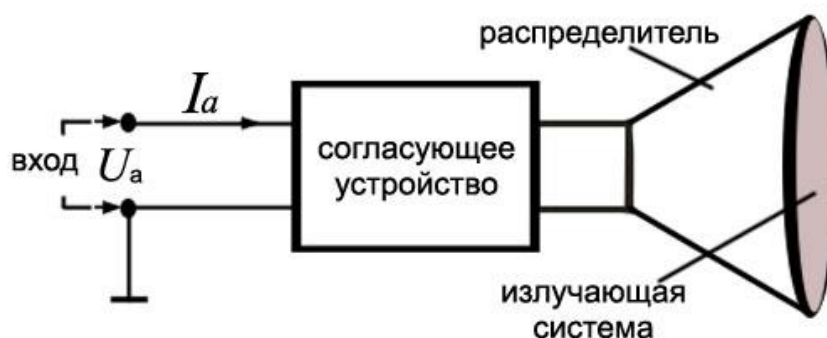


Рис.1.2 Структурная схема антенны

Вторую функцию (концентрация энергии электромагнитного поля в пространстве) выполняет распределитель. Распределитель антенны представляет конструкцию из проводников и диэлектриков и предназначен для создания такого закона распределения излучающих токов, который обеспечивал бы формирование требуемой характеристики направленности.

Излучающая система представляет собой область пространства, в которой протекают токи, возбуждающие электромагнитные волны. В силу принципа обратимости антенн такое же название может быть сохранено и для приёмных антенн.

В качестве излучающей системы могут фигурировать как реальные электрические токи, текущие по металлическим поверхностям, так и эквивалентные фиктивные электрические и магнитные токи на замкнутых поверхностях, окружающих антенну, а также токи электрической и магнитной поляризации в объемах, занимаемых магнитодиэлектриком.

Практически все реальные антенны являются направленными, т.е. концентрируют энергию излучаемой (либо принимаемой) электромагнитной волны в определенном секторе пространства. Однако следует учесть, что некоторые антенны делают это только в одной главной плоскости, в другой же плоскости направленные свойства у них отсутствуют. Для оценки степени направленности определенной антенны она сравнивается с идеализированной абсолютно ненаправленной (изотропной) антенной.

Теперь рассмотрим общие принципы распространения радиоволн.

Выделяют четыре основных способа распространения радиоволн:

1. Прямое – распространение радиоволны в свободном пространстве по прямолинейной траектории непосредственно от передающей антенны до приемной;

2. Отражение – имеет место при падении волны на объекты с размерами много больше длины волны. Наблюдаются, например, отражения от земли, стен зданий и т.п.;

3. Дифракция – явление возникновения вторичных волн при падении радиоволны на препятствие с острыми кромками. Дифракцией обусловлено наличие поля за препятствиями в зоне геометрической тени. На высоких частотах дифракция, как и отражение, существенно зависит от геометрии объекта, а также амплитуды, фазы и поляризации поля;

4. Рассеяние – имеет место при распространении волны в среде с мелкими объектами (меньше длины волны).

Характер распространения радиоволн и, следовательно, их параметры, в значительной степени зависит от частоты. Кроме того, для радиоволн большое значение имеет среда распространения, а также граница раздела сред, вдоль которой распространяются радиоволны. Наиболее распространенный случай – граница раздела типа «воздух-земля».

При распространении в реальной среде радиоволны затухают. Степень затухания определяется электродинамическими параметрами среды: ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость, μ – относительная магнитная проницаемость, σ – удельная проводимость.

В среде с явно выраженными диэлектрическими свойствами затухание радиоволны минимальное. В среде с полупроводящими свойствами

радиоволна затухает значительно. В проводящей среде радиоволны практически не распространяются.

Кроме того, энергия радиоволн ослабевает ещё и потому, что излучение распространяется либо во все стороны пространства, либо в определенном направлении. При этом энергия рассеивается, т.е. чем дальше от передатчика находится приёмник, тем меньшее ее количество приходится на единицу площади и тем меньше её попадает в антенну.

В вакууме у радиоволн отсутствует затухание, связанное с взаимодействием со средой, однако их энергия также рассеивается, что приводит к значительному уменьшению уровня сигнала с расстоянием.

1.2. Классификации антенн

Антенны можно классифицировать по различным критериям. Чаще всего антенны классифицируют по:

- способу формирования излучаемого поля;
- диапазоном свойств;
- по направленным свойствам.

Классификация антенн по способу формирования излучаемого поля

При такой классификации выделяют следующие классы антенн:

1. Излучатели небольших размеров ($l < \lambda$) для диапазона частот 10кГц...1ГГц. К числу антенн этого класса относятся одиночные вибраторные и щелевые излучатели, полосковые и микрополосковые антенны, рамочные антенны, а также частотно-независимые излучатели.

2. Антенны бегущей волны размерами от λ до 10λ для диапазона частот 3МГц...10ГГц. Сюда относятся спиральные, диэлектрические, директорные, импедансные антенны, а также антенны "вытекающей" волны.

3. Антенные решетки размерами от λ до 100λ и более для частот 3МГц...30ГГц. Эти антенны состоят из большого числа отдельных излучателей. Независимая регулировка фаз возбуждения каждого элемента антенной решетки обеспечивает возможность электрического управления диаграммой направленности. Применяются линейные, плоские, кольцевые, выпуклые и конформные антенные решетки. На основе антенных решеток создают антенные системы с обработкой сигнала, в том числе адаптивные к изменяющейся помеховой обстановке.

4. Апертурные антенны размерами от λ до 1000λ для диапазона частот 100 МГц...100 ГГц и выше. Наиболее распространены зеркальные, рупорные и линзовые апертурные антенны. К апертурным антеннам относят так называемые "гибридные" антенны, представляющие сочетание

зеркал или линз с облучающей системой в виде антенной решетки. Апертурные антенны строятся по оптическим принципам и обеспечивают наиболее высокую направленность излучения.

Классификация антенн по диапазонным свойствам

При такой классификации антенны делят на:

- узкополосные (настроенные), относительная рабочая полоса которых менее 10% от номинальной частоты;
- широкополосные, с рабочей полосой частот 10...50% от номинальной частоты;
- диапазонные, коэффициент перекрытия частот (f_{max}/f_{min}) которых составляет примерно 2...5;
- частотно-независимые (сверхширокополосные), с коэффициентом перекрытия, теоретически не зависящим от частоты (f_{max}/f_{min} таких антенн больше 5).

Диапазонность антенны характеризует степень зависимости ее основных параметров от частоты. Чаще всего, когда говорят о диапазоне, рассматривают зависимость направленных и электрических свойств данной антенны от полосы рабочих частот, т.е. насколько сильно они меняются при переходе от одной частоты к другой в заданной полосе.

Классификация антенн по направленным свойствам

При такой классификации антенны делят на:

- слабонаправленные;
- направленные;
- узконаправленные.

Слабонаправленные антенны обладают малыми направленными свойствами (т.е. степень концентрации энергии электромагнитного поля в пространстве у них очень мала), предназначены для работы в условиях высокого уровня сигнала и, чаще всего, при наличии прямой видимости между передающей и приемной антеннами радиосистемы. Примеры слабонаправленных антенн – симметричный вибратор и его разновидности.

Направленные антенны обладают довольно высокими направленными свойствами, характеризующими высокую концентрацию энергии электромагнитного поля в пространстве. Примеры направленных антенн – директорная антенна, диэлектрическая антенна.

Узконаправленные антенны обладают очень высокими направленными свойствами, позволяющими их использовать для организации радиосвязи на больших и очень больших расстояниях (к примеру, для связи с искусственными спутниками Земли). Примеры узконаправленных антенн – многоэлементные антенные решетки, зеркально-параболическая антенна.

1.3. Направленные свойства антенн

Как было сказано выше, любая антенна обладает направленными свойствами, т.е. способностью концентрировать энергию электромагнитного поля в определенном направлении, в пределах определенной области пространства.

Направленные свойства антенны принято определять *амплитудной характеристикой направленности* (далее характеристикой направленности – ХН), т.е. зависимостью величины (модуля) напряженности электрического поля E , создаваемого антенной в точке наблюдения от направления на эту точку, характеризуемого в сферической системе координат углами θ и φ при постоянном расстоянии от точки наблюдения до антенны ($r=const$). Таким образом, ХН рассматривается в двух главных плоскостях – в меридиональной и азимутальной (экваториальной).

ХН может быть представлена в табличном виде, либо в виде формулы. В первом случае ХН данной антенны определяется в ходе физических измерений, когда проводится исследование зависимости уровня электрического поля, принимаемого антенной, от угловой координаты в определенной плоскости. Результаты измерений записываются в таблицу, которая и является ХН.

Во втором случае ХН рассчитывается по формуле, соответствующей данной антенне. При этом результаты расчета также представляют собой зависимость уровня поля от угловой координаты и заносятся в таблицу. Следует отметить, что по формулам рассчитать ХН можно лишь для некоторых антенн. Для большинства антенн ХН можно точно определить только в ходе физических измерений.

Также при изучении направленных свойств антенн рассматривают фазовую характеристику направленности (ФХН).

ФХН антенны $\Psi(\theta, \varphi)$ называется зависимостью фазы поля, создаваемого антенной в точке наблюдения, находящейся на поверхности сферы в дальней зоне, от направления на эту точку, характеризуемого углами θ и φ .

Выражение для комплексной амплитуды напряженности электрического поля \dot{E} произвольной реальной антенны в дальней зоне без учета векторного характера электромагнитного поля имеет вид

$$\dot{E}(\theta, \varphi) = A f(\theta, \varphi) \exp[i \Psi(\theta, \varphi)]. \quad (1.1)$$

Множитель $f(\theta, \varphi)$ определяет не только величину, но и фазу напряженности поля, так как при переходе функции $f(\theta, \varphi)$ через нуль меняется ее знак, что соответствует скачку фазы напряженности поля на 180° . Поэтому амплитудной ХН является модуль этой функции $|f(\theta, \varphi)|$.

В общем случае ХН является векторной и комплексной величиной. Выражение $f(\theta, \varphi) \exp[i\Psi(\theta, \varphi)]$ называется комплексной ХН антенны. Она полностью определяет угловое распределение и фазовые свойства излучаемого электромагнитного поля в дальней зоне антенны. ХН антенны определяется ее размерами и конфигурацией, а также распределением возбуждающего тока (как действительного, так и эквивалентного).

В антенной технике чаще всего интересуются характером зависимости напряженности электрического поля от направления на точку наблюдения, а не ее абсолютной величиной. Поэтому удобно пользоваться нормированной ХН $F(\theta, \varphi)$, т.е. отношением напряженности поля, излучаемого антенной в произвольном направлении, к значению напряженности поля в направлении максимального излучения

$$F(\theta, \varphi) = |E(\theta, \varphi)| / |E_{\max}(\theta_0, \varphi_0)| = f(\theta, \varphi) / f_{\max}(\theta_0, \varphi_0). \quad (1.2)$$

Тогда максимальная величина $F(\theta, \varphi)$ всегда равна единице.

Графическое изображение ХН называют *диаграммой направленности антенны* (далее ДН). ДН изображают либо в пространственном виде (в трехмерном пространстве), либо на плоскости; в некоторых случаях применяется картографический метод изображения пространственных ДН.

ДН в трехмерном пространстве представляют собой объемные фигуры и позволяют эффективно оценить направленные свойства антенн, однако построение таких ДН неудобно.

ДН, построенные на плоскости, позволяют рассмотреть направленные свойства в нескольких плоскостях, обычно это две главные взаимно перпендикулярные плоскости – вертикальная (плоскость вектора E) и горизонтальная (плоскость вектора H). При этом ДН изображают либо в полярной системе координат, либо в декартовой (прямоугольной).

Однако следует иметь в виду, что сказанное справедливо для антенн, излучающих (или принимающих) линейно поляризованные волны. В случае излучения (приема) вращающегося поля понятие плоскостей E и H неприменимо.

На рис.1.3 приведена пространственная ДН антенны.

На рис.1.4 приведена ДН, построенная на плоскости в полярной системе координат.

На рис.1.5 приведена ДН, построенная на плоскости в декартовой (прямоугольной) системе координат.

В общем случае ДН антенны состоит из главного лепестка, боковых лепестков и заднего лепестка (рис.1.6).

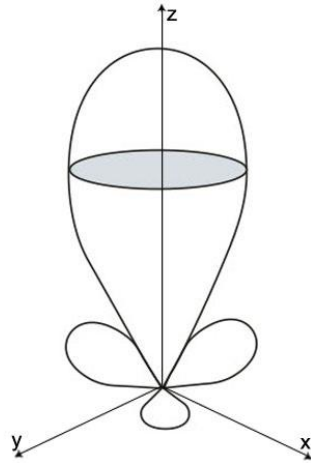


Рис.1.3 Пространственная диаграмма направленности

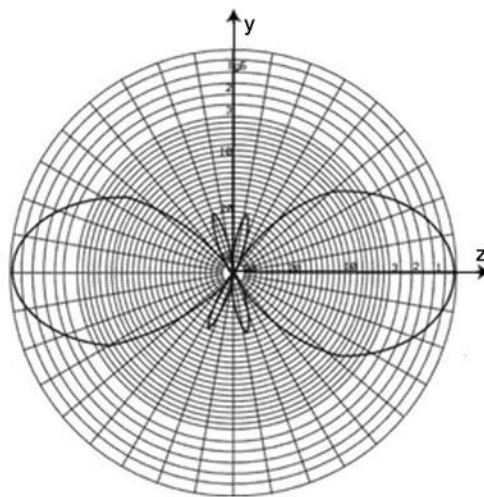


Рис.1.4 Диаграмма направленности в полярной системе координат

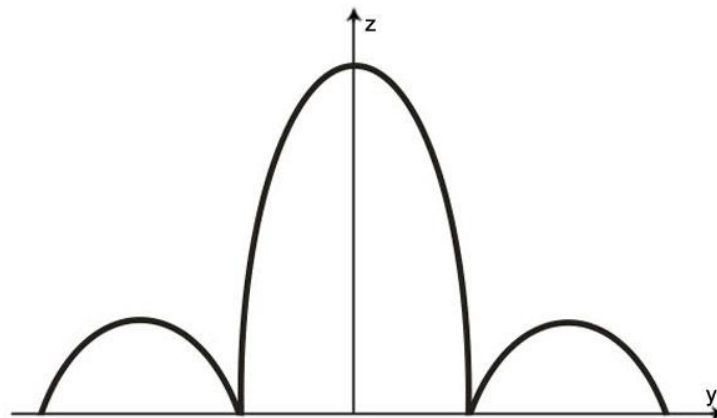


Рис.1.5 Диаграмма направленности в декартовой системе координат

Следует иметь в виду, что ДН могут иметь боковые лепестки в заднем полупространстве, они также носят название «задние лепестки», при этом основной задний лепесток противоположен главному лепестку.

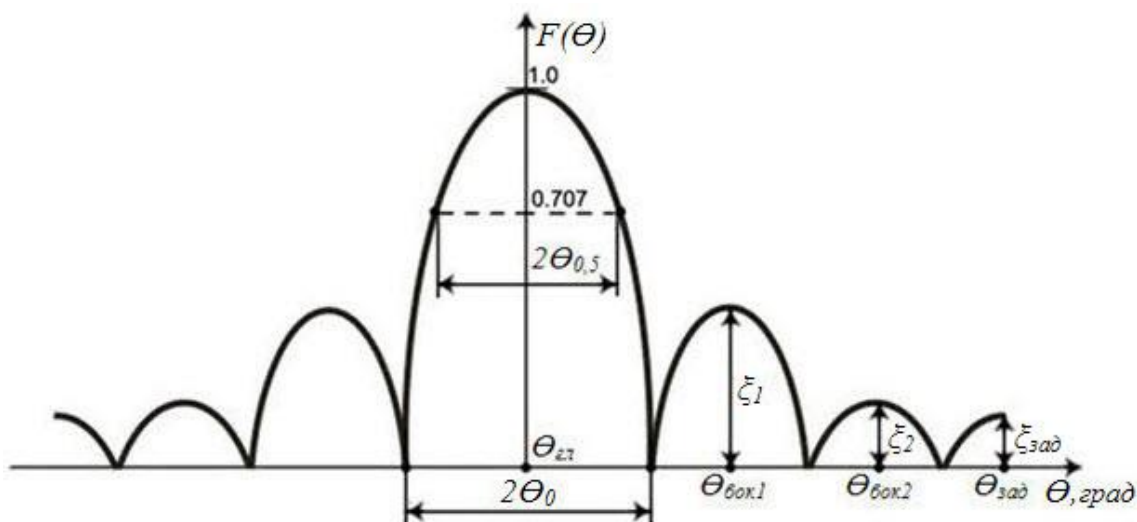


Рис.1.6 Параметры диаграммы направленности

Главный лепесток характеризуется следующими параметрами:

- направлением $\theta_{гл}$, измеряется в градусах, и уровнем, который измеряется в разях или децибелах;
- шириной по уровню мощности нулевого излучения $2\theta_0$, измеряется в градусах;
- шириной по уровню половинной мощности излучения $2\theta_{0,5}$, измеряется в градусах.

Таким образом, количественной оценкой направленности антенны принято считать ширину главного лепестка ДН антенны, которая определяется либо по уровню -3 дБ (или по уровню 0,707 раз) от максимума, либо по нулевым точкам.

Боковые лепестки характеризуется следующими параметрами:

- количеством;
- направлением $\theta_{бок}$, измеряется в градусах;
- уровнем $\zeta_{бок}$, измеряется в разях или децибелах.

Задние лепестки характеризуются направлениями $\theta_{зад}$ и уровнями $\zeta_{зад}$, измеряемыми в разях или децибелах.

Направленные свойства антенн удобно оценивать коэффициентом направленного действия (КНД). КНД характеризует особенность антенны концентрировать излученное (принимаемое) антенной электромагнитное

поле в определенном направлении. КНД антенны называется отношение квадрата напряженности поля, излучаемого антенной в определенном направлении, к усредненному по всем направлениям значению квадрата напряженности поля, т.е.

$$D = E^2(\Theta_1, \varphi_1) / E_{cp}^2, \quad (1.3)$$

где $E(\Theta_1, \varphi_1)$ – напряженность поля, создаваемого антенной в точке наблюдения, направление в которую определяется углами Θ_1 и φ_1 , E_{cp} – напряженность поля, которое создавалось бы в любой точке пространства на определенном расстоянии r от антенны, если бы данная антенна излучала совершенно одинаково по всем направлениям, т.е. являлась изотропной (абсолютно ненаправленной).

КНД измеряется либо в размах, либо в децибелах.

Таким образом, при определении КНД антенна сравнивается с воображаемой изотропной антенной, излучающей ту же мощность, что и данная. Следовательно, в этом случае не интересуются мощностью, подводимой к антенне, и ее КПД.

Важное замечание: следует иметь в виду, что чаще всего интересуются значением КНД в направлении максимального излучения антенны, которое обычно является главным, хотя, в зависимости от направления на определенную точку, КНД может иметь любое значение.

Величина КНД зависит от параметров ДН: чем уже главный лепесток и меньше по уровню боковые лепестки, тем выше КНД.

По своей сути КНД показывает выигрыш по мощности, который получается в направлении главного максимума излучения за счет концентрации излучения в этом направлении и ослабления в других. Таким образом, любую антенну можно считать усилителем, или концентратором, энергии электромагнитного поля: чем выше концентрация, тем выше ее усилительные способности и тем выше значение КНД.

На практике чаще всего пользуются понятием *коэффициент усиления антенны* (КУ). КУ называется отношение квадрата напряженности электрического поля, создаваемого антенной в данном направлении, к квадрату напряженности поля, создаваемого воображаемым абсолютно ненаправленным излучателем. При этом предполагается, что точка наблюдения находится на одинаковом расстоянии от обеих антенн, мощности, подводимые к той и другой антенне, равны, а КПД ненаправленной антенны равен единице.

КУ отличается от КНД тем, что при его определении исходят из равенства мощностей, подводимых к исследуемой и к эталонной

(ненаправленной) антеннам, а не из равенства мощностей излучения этих антенн. Формулу для расчета КУ можно записать в виде

$$G = E_A^2/E_n^2, \quad (1.4)$$

где $E_A = E(\Theta_1, \varphi_1)$ – напряженность поля, излучаемого данной антенной в данном направлении, E_n – напряженность поля, излучаемого ненаправленной антенной.

КУ измеряется либо в разгах, либо в децибелах.

Можно сказать, что КУ антенны показывает, во сколько раз надо уменьшить мощность, подводимую к направленной антенне по сравнению с ненаправленной, чтобы плотность потока мощности, излучаемого направленной антенной в данном направлении, была равна плотности потока мощности, излучаемого ненаправленной антенной.

Приемная антенна может рассматриваться как барьер, установленный на пути распространения радиоволны и поглощающий определенную долю энергии, переносимую волной. Если параллельно фронту волны (перпендикулярно направлению распространения волны) установить плоский барьер, обладающий свойством абсолютно черного тела площади $S_{эфф}$, то он поглотит мощность

$$P_{бар} = (E^2/120\pi)S_{эфф}. \quad (1.5)$$

Таким образом, $S_{эфф}$ – *эффективная площадь антенны*, т.е. площадь барьера со свойствами абсолютно черного тела (полностью поглощающего энергию электромагнитного поля), установленного перпендикулярно направлению распространения волны и поглощающего такую же мощность $P_{бар}$, какую поглощает антенна в оптимальном режиме $P_{пр. опт}$.

В общем виде эффективная площадь антенны определяется как

$$S_{эфф} = (30 \pi l_d^2)/R_{вх}, \quad (1.6)$$

где l_d – действующая длина антенны, $R_{вх}$ – входное сопротивление антенны.

Если $R_{вх}$ выразить через КУ, получим

$$G = (4\pi S_{эфф})/\lambda^2. \quad (1.7)$$

Понятие эффективной площади введено применительно к приемным антеннам. Но выражается $S_{эфф}$ через параметры антенн в режиме передачи (l_0, R_{ex}, G), и поэтому выступает также как параметр передающих антенн.

Этот параметр очень удобен при ориентировочных расчетах, поскольку у многих антенн их эффективная площадь $S_{эфф}$ связана простым соотношением с их геометрической площадью $S_{геом}$ (к примеру, с площадью раскрыва у зеркальных, линзовых и рупорных антенн, с площадью решетки вибраторов у синфазных панельных антенн и т.п.)

$$S_{эфф} = v S_{геом}, \quad (1.8)$$

где v – коэффициент использования площади, или поверхности, раскрыва антенны (КИП).

КИП измеряется в размах.

КИП у большинства антенн обычно составляет около 0,5...0,6, редко – немного больше, но никогда не достигает значения единицы.

Поэтому, зная геометрическую площадь антенны и напряженность поля приходящей волны, можно по формуле (1.5) оценить ее мощность в оптимальном режиме, а затем и остальные интересующие нас величины.

Любая антенна формирует в пространстве ДН с определенной формой и характеристиками. Кроме того, антенна излучает, либо принимает, поле с определенным видом поляризации. Напомним: поляризацией называется закон изменения вектора напряженности электрического поля во времени и пространстве. Существуют следующие виды поляризации: линейная, эллиптическая и круговая.

Для оценки поляризационных свойств антенн вводится параметр *коэффициент эллиптичности*. Коэффициентом эллиптичности называется отношение большой и малой полуосей эллипса поляризации. В случае линейной поляризации коэффициент эллиптичности равен бесконечности, в случае круговой поляризации – единице.

Для оптимальной работы беспроводных систем телекоммуникаций их передающие и приемные антенны должны быть согласованы между собой в пространстве и по поляризации.

Таким образом, вводятся понятия *пространственная и поляризационная согласованность* передающей и приемной антенн, которые являются их важнейшими характеристиками.

Под *пространственной согласованностью* антенн понимают их такое взаимное расположение в пространстве, при котором главные лепестки их ДН направлены навстречу друг другу и обеспечивают максимально

эффективную передачу энергии электромагнитного поля. При этом подразумевается, что одна антенна – передающая, другая – приемная.

В случае узконаправленных антенн требование к их взаимному расположению должно быть жестким, т.е. направление главного лепестка ДН передающей антенны должно точно совпадать с направлением главного лепестка ДН приемной антенны (рис.1.7).



Рис.1.7 Пространственное согласование передающей и приемной антенн

Передающая и приемная антенны должны быть согласованы по поляризации, в противном случае прием сигнала невозможен.

При рассмотрении вопроса поляризационной согласованности антенн, следует иметь в виду, что, исходя из принципа взаимности, поляризационные свойства приемной антенны полностью определяются поляризационными параметрами этой же антенны, работающей в режиме передачи.

Исходя из этого, если взять две одинаковые антенны, – одну в качестве приемной, а другую как передающую, – и расположить их идентично в пространстве, то поляризационная согласованность этих антенн будет достигнута автоматически.

Это позволяет сформулировать следующие условия полной поляризационной согласованности:

- коэффициенты эллиптичности передающей и приемной антенн должны быть равны по модулю;
- углы наклона поляризационных эллипсов передающей и приемной антенн должны быть равны;
- направления вращения векторов поля должны быть встречными, если оба эллипса поляризации рассматриваются со стороны какой-либо одной антенны.

На рис.1.8 показаны случаи расположения поляризационных эллипсов передающей (1) и приемной (2) антенн при условии их поляризационной согласованности.

В случае полной поляризационной согласованности в приемной линейной антенне электромагнитное поле будет наводить максимальную ЭДС, а на выходе антенны апертурного типа будет создаваться максимальная мощность.

На рис.1.9 показаны случаи поляризационной рассогласованности антенн, когда прием сигнала невозможен.

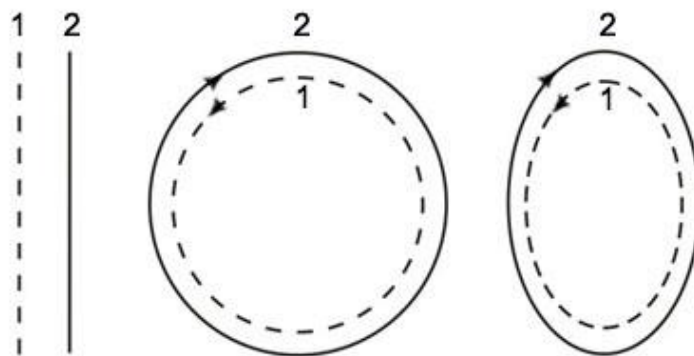


Рис.1.8 Поляризационное согласование передающей и приемной антенн

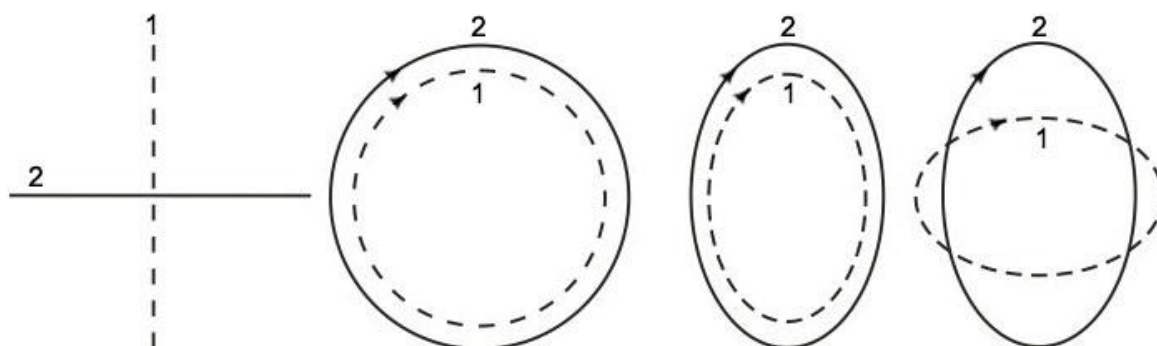


Рис.1.9 Поляризационное рассогласование передающей и приемной антенн

1.4. Электрические свойства антенн

Антенна является конечным устройством любой беспроводной системы передачи информации. Исходя из этого, передающая антенна является нагрузкой для передатчика, а приемная антенна – нагрузкой для входной цепи приемника. Следовательно, режим работы всей системы в целом в значительной степени определяется степенью согласования

антенны с фидерным трактом, выходной (входной) цепью передатчика (приемника).

Задача антенны заключается в эффективном преобразовании подводимой к ней мощности высокочастотного сигнала в мощность излучения электромагнитной волны, потери в АФТ при этом должны быть сведены к минимуму (все то же самое применительно к случаю приемной антенны). Потери определяются мощностью отраженной волны, и, таким образом, в АФТ в общем случае рассматривают две мощности – мощность падающей волны и мощность отраженной волны.

Рассмотрим далее основные параметры антенн, характеризующие их электрические свойства.

Реальные антенны выполняются из проводов или металлических поверхностей с конечной проводимостью или из диэлектрика, обладающего потерями. Поэтому не вся мощность, подводимая к антенне, превращается в мощность излучения, а часть выделяется в виде тепла в антенне, в близко расположенных к ней предметах и в земле.

Коэффициентом полезного действия (КПД) антенны называется отношение излучаемой мощности P_{Σ} к мощности, подводимой к антенне P_0

$$\eta = P_{\Sigma} / P_0. \quad (1.9)$$

Подведенная мощность равна сумме мощности излучения и мощности потерь

$$P_0 = P_{\Sigma} + P_{nom} = (I_0^2 R_{\Sigma 0})/2 + (I_0^2 R_{nom})/2, \quad (1.10)$$

где I_0 – амплитуда тока в точках питания антенны;

$R_{\Sigma 0}$ – сопротивление излучения, отнесенное к току в пучности;

R_{nom} – сопротивление потерь, отнесенное к току в точках питания.

С учетом данного выражения, формулу (1.9) можно переписать в виде

$$\eta = R_{\Sigma 0} / (R_{\Sigma 0} + R_{nom}) = R_{\Sigma 0} / R_{ex}, \quad (1.11)$$

где R_{ex} – входное сопротивление антенны (активная составляющая).

Сопротивление излучения антенны R_{Σ} – показатель, имеющий размерность сопротивления и связывающий излучаемую мощность P_{Σ} с током I_A , протекающим через какое-либо сечение антенны

$$R_{\Sigma} = P_{\Sigma} / I_A^2. \quad (1.12)$$

Так как токи и напряжения по длине антенны распределены неравномерно, то для округления величины R_{Σ} в большинстве случаев излучаемую мощность относят к току в пучности $R_{\Sigma 0}$.

Величина R_{Σ} зависит от соотношения между размерами антенны и длиной волны, формы антенны и других факторов. В общем случае R_{Σ} имеет комплексный характер.

Часть мощности, подводимой от передатчика к антенне, излучается. Другая часть мощности теряется в самой антенне (при нагревании проводов), в изоляторах и в окружающих антенну предметах.

Излученной мощности соответствует активное сопротивление излучения. Мощности потерь соответствует активное сопротивление потерь. Кроме излученного, имеется также поле, колеблющееся вблизи антенны, ему соответствует реактивная мощность. Эта мощность то отдается передатчиком, переходя в ближнее поле, то возвращается к нему обратно. Реактивной мощности в большинстве случаев соответствует реактивное сопротивление антенны.

Таким образом, выходной каскад передатчика, подключенный к антенне посредством фидера, по сути, нагружен на комплексное сопротивление, которое называется входным сопротивлением антенны.

Входное сопротивление антенны – показатель, показывающий отношение напряжения на зажимах антенны к протекающему через них току. В общем случае это сопротивление имеет комплексный характер

$$Z_{ex} = R_{ex} + iX_{ex}, \quad (1.13)$$

где R_{ex} – активная составляющая входного сопротивления;
 X_{ex} – реактивная составляющая входного сопротивления.

Величина и характер входного сопротивления определяют режим работы подключенного к антенне передатчика. Потери, которые возникают в АФТ, характеризуются сопротивлением потерь, рассчитываемым как

$$R_n = R_n + R_u + R_z, \quad (1.14)$$

где R_n – сопротивление потерь на нагрев проводов;
 R_u – сопротивление потерь в изоляторах антенны;
 R_z – сопротивление потерь в земле и в системах заземления.

Для создания максимально эффективного режима работы передатчика и, таким образом, максимального излучения мощности радиоволн в пространство необходимо, чтобы сопротивление выходного каскада

передатчика, волновое сопротивление фидера и входное сопротивление антенны были равны друг другу. В противном случае возникает рассогласование, приводящее к потерям, снижению эффективности работы передатчика и, в конечном итоге, уменьшению уровня излучаемой антенной мощности.

Степень согласования антенны, фидерного тракта и выходного каскада передатчика характеризуются следующими параметрами:

- модулем коэффициента отражения $|\Gamma|$;
- коэффициентом стоячей волны КСВ;
- коэффициентом бегущей волны КБВ.

Эти параметры измеряются непосредственно в АФТ.

При наилучшем согласовании, когда полностью отсутствуют отражения волны в АФТ (идеальный случай), $|\Gamma| = 0$, КБВ = 1, КСВ = 1.

При коротком замыкании (недопустимый режим работы передатчика!), когда мощность отраженной волны равна мощности падающей, $|\Gamma| = 1$, КБВ = 0, КСВ = ∞.

В реальных условиях работы радиосистемы значение $|\Gamma|$ должно быть близко к нулю, а КБВ и КСВ – к единице.

Волновое сопротивление антенны W является одним из важных параметров. Рассматривается волновое сопротивление методами теории длинных линий. Для идеальной длинной линии волновое сопротивление

$$W = \sqrt{\frac{C_{\text{пог}}}{L_{\text{пог}}}}, \quad (1.15)$$

где $L_{\text{пог}}$ – погонная индуктивность (Г/м); $C_{\text{пог}}$ – погонная емкость (Ф/м), связанная с диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями среды соотношением

$$\sqrt{L_{\text{пог}} C_{\text{пог}}} = \sqrt{\epsilon \mu}. \quad (1.16)$$

Если провода находятся в воздухе, то

$$W = 1/(c C_{\text{пог}}) = c L_{\text{пог}}, \quad (1.17)$$

где c – скорость света в вакууме.

В соответствии с (1.17) применяется следующая методика определения волнового сопротивления антенн: сначала вычисляется емкость C (электростатическая) антенны, затем делением емкости (в фарадах) на

длину (в метрах) определяется погонная емкость $C_{\text{пог}}$, после чего по формуле (1.17) рассчитывается волновое сопротивление W .

Любая антенна обладает заданными параметрами в определенной полосе рабочих частот. Исходя из этого, выделяют такие важные характеристики антенн, как *полоса пропускания* и *рабочий диапазон*.

Полоса пропускания антенны – полоса частот, в пределах которой обеспечивается передача (приём) без существенных искажений всего спектра частот передаваемого (принимаемого) сигнала.

В основном ширина полосы пропускания антенны определяется зависимостью её входного сопротивления от частоты. Эта зависимость приводит к изменению величины относительной амплитуды и фазы напряжённости излучаемого поля на различных частотах спектра сигнала, что при приеме вызывает искажение последнего.

При питании антенны фидером изменение её входного сопротивления вызывает рассогласование, т.е. в фидере появляются отражённые волны, что приводит к нелинейности фазовой характеристики фидера и к искажению формы передаваемого или принимаемого сигнала. Особенно существенны искажения широкополосных сигналов (телевидение, многоканальная радиорелейная связь, беспроводные системы передачи данных).

Зависимость направленных свойств антенны от частоты влияет на относительную величину напряженности поля в точке приема на различных частотах спектра передаваемого сигнала, что также может вызвать искажения этого сигнала. Однако обычно в пределах требуемой полосы пропускания направленные свойства антенны изменяются мало.

Рабочим диапазоном антенны называется диапазон частот, в пределах которого она удовлетворяет определенным техническим требованиям.

Ширина рабочего диапазона, а также требования, предъявляемые к антенне в его пределах, могут быть различными. Например, в случае антенн низкочастотных диапазонов их КПД в рабочем диапазоне не должен быть ниже определённой величины, должна быть обеспечена возможность передачи заданной мощности, на различных рабочих волнах заданного диапазона должна быть обеспечена необходимая полоса пропускания.

В случае антенн высокочастотных диапазонов их направленные свойства во всем рабочем диапазоне должны оставаться приемлемыми, входное сопротивление должно изменяться в допустимых пределах. Чем в большей полосе частот основные параметры антенны остаются стабильными, тем более диапазонной является антенна (см. в параграфе 1.2 классификацию антенн по диапазонным свойствам).

Одной из важнейших характеристик антенн является их *частотная согласованность*. Под частотной согласованностью антенн понимают их способность работать в одинаковом частотном диапазоне. В случае если антенны работают в разных частотных диапазонах, то частотная согласованность при этом не обеспечивается. Хотя в приемной антенне под воздействием электромагнитного поля с другой частотой (являющегося помеховым) наводится ЭДС, но мощность данного сигнала на входе приемного устройства будет намного меньше из-за плохого согласования антенны с фидерным трактом.

Для антенн вибраторного типа важной характеристикой является ее *действующая длина*.

Приведем объяснение смысла действующей длины на примере симметричного вибратора, который является самой простой антенной вибраторного типа.

Из-за неодинаковых амплитуд токов в разных точках симметричного вибратора не все его части используются одинаково эффективно. Части вибратора вблизи максимума тока излучают значительно интенсивнее частей, близких к минимуму тока. Для сравнения антенны, имеющей разные токи в разных точках ее проводников, с гипотетической антенной, имеющей одинаковые амплитуды и фазы токов во всех точках ее проводников, в теории антенн пользуются понятием действующая длина антенны.

Действующей длиной симметричного вибратора называется длина воображаемого вибратора с равномерным распределением тока, который в направлении максимального излучения создает поле, равное полю, создаваемому симметричным вибратором в направлении его максимального излучения. При этом амплитуда тока в вибраторе с равномерным распределением тока равна амплитуде тока в точках питания симметричного вибратора. Формула для расчета действующей длины любой вибраторной антенны имеет вид

$$l_d = (\lambda/\pi) (f_{max}(\Theta_0, \varphi_0) / \sin kl). \quad (1.18)$$

Как видно из формулы, действующая длина антенны зависит от длины волны и от относительной длины антенны и не равна ее геометрической длине. Практически всегда действующая длина антенны меньше ее геометрической длины. Параметр, показывающий величину отношения этих длин, называется коэффициентом укорочения.

На входных зажимах любой приемной антенны, помимо ЭДС полезного сигнала, возбуждаются ЭДС от различных мешающих

источников. Уровень мешающих ЭДС определяется так называемой *шумовой температурой* T_a , измеряемой в градусах Кельвина.

Этот параметр вводится только для приемных антенн. Причем его значение является во многом определяющим, если антенна используется в сочетании с высокочувствительным радиоприемным устройством. В этом случае антенна, по отношению к последнему, выступает не только как генератор сигналов, но и как источник шума (пассивных помех).

Под воздействием переменных полей промышленных электро и радиоустановок, грозových разрядов в атмосфере, а также теплового излучения Земли и источников космического излучения в антенне будет наводиться ЭДС, зависящая от мощности всех внешних помех и их пространственного распределения относительно антенны.

Мощность шумов на входе приемника определяется как

$$P_{ш} = k T_A \Delta f, \quad (1.19)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ [Вт*с/град] – постоянная Больцмана;

T_A – шумовая температура антенны [К⁰];

Δf – полоса рабочих частот.

Шумовая температура антенны T_A определяется как

$$T_A = (D/4\pi) \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) T_{я}(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\varphi d\theta \quad (1.20)$$

и зависит от:

– КНД антенны в данном направлении;

– $T_{я}(\theta, \varphi)$ – распределения яркостной температуры в пространстве, характеризующего распределение интенсивности внешних помех.

Таким образом, шумовую температуру приемной антенны в значительной степени определяет расположение ДН антенны по отношению к источникам шумов (излучений). Как правило, тепловое излучение Земли и, в большей степени, атмосферы воздействует по боковым лепесткам ДН. В случае если главный лепесток ДН направлен в сторону источников космического излучения (к примеру, в системах космической связи, ионосферной радиосвязи), то шумовая температура антенны сильно увеличивается.

Помимо направления, распределение яркостной температуры зависит еще и от диапазона рабочих частот. Определяется яркостная температура по специальным графикам. В общем случае собственные шумы антенны

определяются сопротивлением потерь антенны, температуру которого нужно считать равной температуре окружающей среды.

При этом можно считать, что если в "поле зрения" антенны нет мощных дискретных источников космического радиоизлучения, то составляющая шумовой температуры за счет космического шума равна примерно 5 K° , за счет шумов атмосферы – приблизительно 15 K° , и за счет приема теплового радиоизлучения Земли по боковым и задним лепесткам ДН – примерно 3 K° .

2. СЛАБОНАПРАВЛЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ ВИБРАТОРОВ

2.1. Краткая теория симметричного вибратора

Самыми простыми антеннами являются симметричный вибратор (далее СВ) и его разновидности. Они широко используются в различных беспроводных системах телекоммуникации, работающих в КВ и УКВ диапазонах, как самостоятельные антенны, так и в качестве элементов сложных антенных конструкций.

СВ (он же диполь) представляет собой конструкцию в виде двух одинаковых металлических проводников. На рис.2.1 показан СВ, состоящий из двух проводников цилиндрической формы, длина каждого из них равна l , радиус – a .

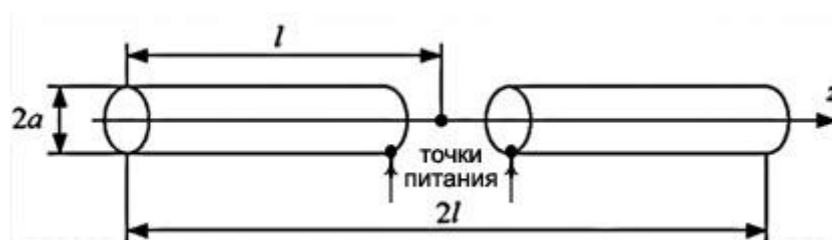


Рис.2.1 Конструкция симметричного вибратора

В центре между проводниками подключается источник высокочастотного тока (генератор, или передатчик). Каждый проводник носит название «плечо СВ». Также широко используются вибраторы, состоящие из одного плеча, расположенного над металлической поверхностью (пример – кузов автомобиля). Такие антенны носят название «штыревые антенны» или «монопли» (рис.2.2).

Плечи СВ обычно изготавливаются из цветных немагнитных металлов: алюминий, латунь, медь.

Плечи, кроме цилиндрической формы, могут быть плоскими и биконическими.

При подключении источника высокочастотного тока к точкам питания СВ (случай излучения энергии электромагнитной волны) по его плечам начинает течь ток, распределение которого в явной форме выразить невозможно.

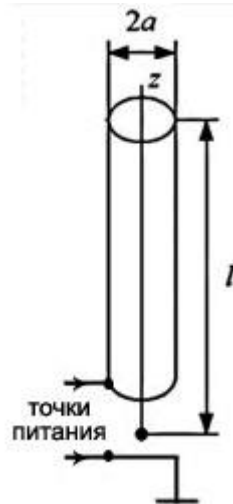


Рис.2.2 Конструкция монополя

Строгое решение основной задачи теории антенн (определение электромагнитного поля в любой точке окружающего антенну пространства, создаваемого токами и зарядами, распределенными по антенне) для СВ связано с большими трудностями. Это вызвано тем, что закон распределения тока (зависимость амплитуды и фазы тока от координаты точки на поверхности антенны) по плечам СВ неизвестен.

Существует приближенный метод расчета поля, создаваемого СВ в дальней зоне. В основе этого метода лежит предположение о синусоидальном распределении тока по СВ, основанное на некоторой внешней аналогии между ним и двухпроводной разомкнутой на конце линией без потерь. Действительно, от двухпроводной линии (рис.2.3,а) можно перейти к СВ, если провода линии развернуть под углом 180° друг к другу (рис.2.3,б).

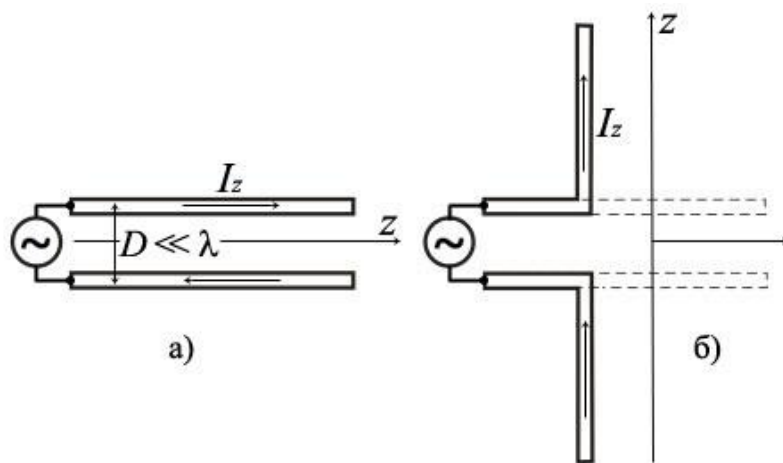


Рис.2.3 Аналогия между двухпроводной линией и симметричным вибратором

Можно полагать, что при переходе от двухпроводной линии к СВ закон распределения тока не нарушается, т.е.

$$I_z = I_n \operatorname{sinc}(l - |z|), \quad (2.1)$$

где I_n – амплитуда тока в пучности тока СВ (в общем случае, это величина комплексная) $\dot{I}_n = I_n \exp(i\psi)$;

l – длина плеча СВ;

z – расстояние от начала СВ (точки питания) до произвольной точки на вибраторе (текущая координата);

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число (коэффициент фазы тока в вибраторе).

Полагают, что длина волны в СВ λ равна длине волны в свободном пространстве. В действительности данная аналогия является весьма приближённой. Линия и СВ являются колебательными системами с распределенными параметрами, однако они существенно различаются.

Во-первых, распределенные параметры линии (индуктивность и емкость) не изменяются по ее длине, распределенные параметры СВ непостоянны по его длине.

Во-вторых, линия служит для канализации электромагнитных волн и является практически неизлучающей системой, СВ же волны излучает. В разомкнутой на конце линии ток изменяется по закону стоячей волны только в том случае, если линия выполнена из идеального проводника, т.е. в ней нет потерь энергии.

В СВ, выполненном даже из идеального проводника, обязательно есть потери (полезные) на излучение. Поэтому очевидно, что ток в СВ, строго говоря, не может быть распределен по закону стоячей волны.

Однако расчет поля СВ по формулам, основанным на синусоидальном распределении тока, дает хорошее совпадение с экспериментальными данными для дальней зоны и тонких СВ. Поэтому для инженерного расчета это приближение в ряде случаев вполне допустимо.

2.2. Направленные характеристики симметричного вибратора

СВ является слабонаправленной антенной, при этом обладающей направленными свойствами только в одной плоскости – в плоскости вектора E (в меридиональной плоскости, проходящей через ось СВ). В плоскости вектора H (в экваториальной плоскости, перпендикулярной оси СВ) СВ направленными свойствами не обладает.

СВ излучает в пространство (или принимает) электромагнитные волны с линейной поляризацией. Ориентация поляризационного вектора E определяется положением СВ в пространстве относительно подстилающей

поверхности. Если СВ расположен вертикально относительно нее, то он формирует волну с вертикальной линейной поляризацией, если горизонтально – с горизонтальной линейной поляризацией, если наклонно – с наклонной линейной поляризацией.

При анализе направленных свойств СВ определяют зависимость напряженности электрического поля, создаваемого им в точке М, от угловых координат в соответствующей плоскости. При этом точка М находится в дальней зоне при неизменном расстоянии r от нее до фазового центра СВ (рис.2.4). Напомним, что дальняя зона определяется из условия $r \gg \lambda_p$, где λ_p – рабочая длина волны. Фазовый центр СВ расположен в его середине.

Вся геометрическая длина СВ разбивается на элементарные бесконечно малые участки dz , в результате чего можно считать, что в пределах такой длины распределение тока равномерное. По сути, СВ представляется как совокупность бесконечного количества элементарных электрических излучателей, или диполей Герца.

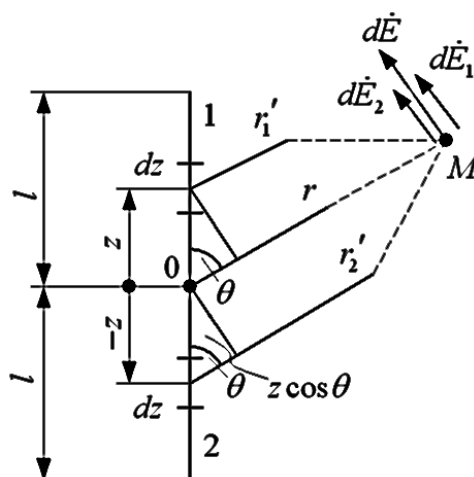


Рис.2.4 К определению направленных свойств симметричного вибратора

В результате такого подхода напряженность электрического поля, создаваемого СВ в некоторой точке М окружающего его пространства, может быть определена как векторная сумма полей, создаваемых в этой точке всеми бесконечно малыми участками проводников вибратора.

Напряженность электрического поля, создаваемую вибратором в точке М, можно найти интегрированием по всем элементам, при этом величина поля и его зависимость от угла θ определяются распределением комплексных амплитуд тока по вибратору и длиной вибратора.

Выражение для напряженности электрического поля вибратора в дальней зоне имеет вид

$$E(\theta) = i(60I_0/r)exp(-jkr)[(\cos(kl\cos\theta) - \cos(kl))/\sin\theta]. \quad (2.2)$$

В большинстве случаев интересуются ХН СВ, которая определяется множителем в (2.2), зависящим от угла θ . Таким образом, ХН СВ в плоскости вектора E имеет вид

$$f(\theta) = (\cos(kl\cos\theta) - \cos(kl))/\sin\theta. \quad (2.3)$$

ХН СВ в плоскости вектора H имеет вид

$$f(\varphi) = 1 - \cos(kl), \quad (2.4)$$

что подтверждает – в данной плоскости СВ направленными свойствами не обладает.

Нормированная ХН СВ в плоскости E , определяемая как $F(\theta)=f(\theta)/f(90^\circ)$, равна

$$F(\varphi) = \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{(1 - \cos kl) \cdot \sin \theta}. \quad (2.5)$$

Направленные свойства СВ определяются только отношением длины плеча вибратора к длине волны l/λ (относительная длина плеча), т.е. видом распределения тока по его плечам.

Максимум поля СВ излучает в направлении, перпендикулярном своей оси, это направление называют главным. Однако следует иметь в виду, что это происходит не при любых значениях l/λ . При малых значениях l/λ ДН СВ состоит из двух (главных) лепестков. При увеличении l/λ лепестки сужаются, т.е. при этом происходит увеличение уровня излучения. При дальнейшем увеличении l/λ , после значения $l/\lambda=0,5$, в ДН появляются боковые лепестки. Это является следствием того, что на проводниках СВ возникают противофазные участки тока.

Дальнейшее увеличение l/λ приводит к еще большему сужению главных лепестков, при одновременном увеличении уровней боковых. При значении $l/\lambda=0,625$ СВ обладает максимальным значением КНД, равное 3,2.

Дальнейшее увеличение l/λ приводит к уменьшению не только ширины главных лепестков, но их уровней, с одновременным увеличением уровней боковых лепестков.

Наконец при значении $l/\lambda=1$ излучение в направлениях, перпендикулярных оси СВ, прекращается полностью, и в ДН имеются только четыре боковых лепестка. В результате КНД СВ становится равным нулю.

Важное замечание: при любых значениях l/λ СВ вдоль своей оси не излучает.

На рис.2.5 показаны ДН СВ в плоскости E для следующих значений l/λ : 0,25, 0,5, 0,625, 0,75, 1.

СВ с $l/\lambda=0,25$ называется полуволновым.

СВ с $l/\lambda=0,5$ называется волновым.

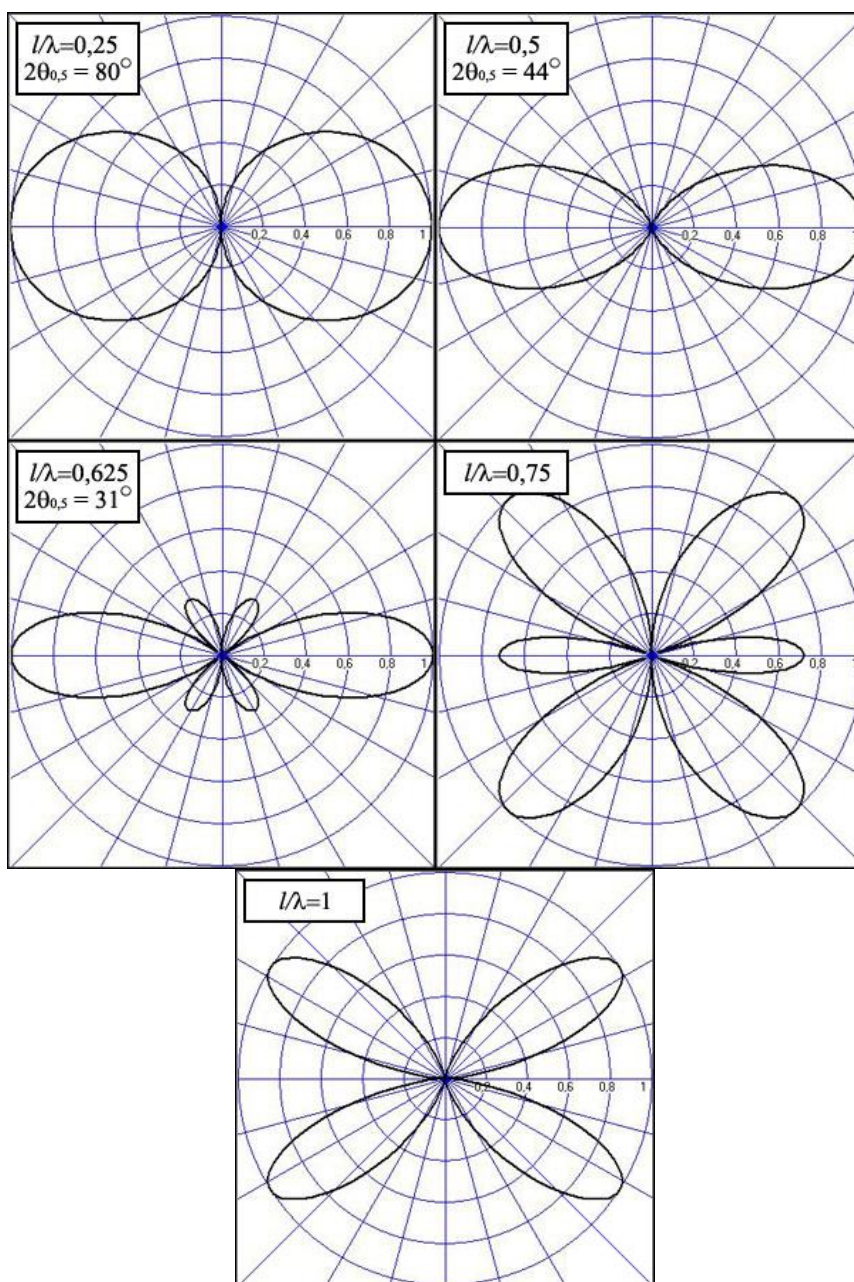


Рис.2.5 Диаграммы направленности симметричного вибратора

Анализируя зависимость ДН от l/λ , можно прийти к выводу, что КНД СВ сначала растет, достигая максимума при $l/\lambda=0,625$, а затем падает до нуля при $l/\lambda=1$.

Важное замечание: СВ обладает направленными свойствами даже при очень малых значениях l/λ , однако при этом его излучение слабое (КНД равно 1,5).

На рис.2.6 показан график зависимости КНД СВ от l/λ .

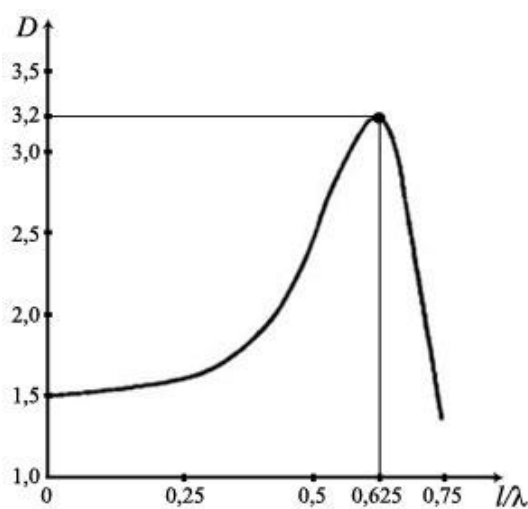


Рис.2.6 График зависимости КНД вибратора от l/λ

Основные выводы:

- СВ обладает направленными свойствами только в плоскости вектора E ;
- СВ не обладает направленными свойствами в плоскости вектора H ;
- вдоль своей оси СВ не излучает;
- СВ излучает линейно поляризованные волны;
- главные лепестки ДН СВ направлены перпендикулярно его оси;
- направленные свойства СВ зависят от величины l/λ ;
- минимальное значение КНД СВ имеет при значении l/λ близких к нулю;
- максимальное значение КНД СВ имеет при значении $l/\lambda=0,625$;
- излучение СВ в главных направлениях пропадает при значении $l/\lambda=1$.

2.3. Электрические характеристики симметричного вибратора

В параграфе 2.1 было указано, что для расчета поля, создаваемого СВ в пространстве, была проведена аналогия между ним и двухпроводной разомкнутой на конце линией без потерь. В этом случае можно принять, что

закон распределения тока по плечам СВ имеет вид (2.1). Но при этом нельзя говорить, что этот закон удовлетворяет условию полного совпадения вида распределения тока по СВ и разомкнутой на конце линией без потерь. Однако часто с достаточной для инженерных целей точностью входное сопротивление рассчитывается, исходя из приближенных законов распределения тока по СВ.

Рассмотрим такой приближенный (инженерный) метод расчета входного сопротивления. Предположив, что ток вдоль проводников СВ распределен по закону синуса, найдем входное сопротивление вибратора, у которого $l/\lambda=0,5$ (рис.2.7). В этом случае ток в точках питания оказывается равным нулю и очевидно, что $Z_{вх} = U_0/I_0 = \infty$.

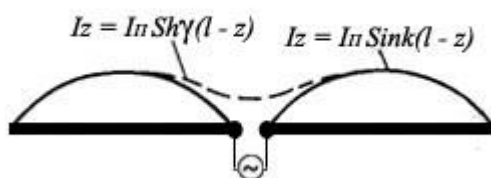


Рис.2.7 Распределения тока по плечам симметричного вибратора

В действительности же ток в точках питания никогда не бывает равен нулю (его величина обязательно конечна), а следовательно, входное сопротивление СВ никогда не бывает бесконечно велико. Физически это совершенно ясно. Ведь закон синуса (стоячая волна) справедлив в линиях только при отсутствии потерь. СВ же в принципе является системой с потерями на излучение. Следовательно, при расчете входного сопротивления лучше проводить аналогию между СВ и разомкнутой на конце линией с потерями.

Известно, что ток в такой линии распределен по закону гиперболического синуса

$$I_z = I_n sh\gamma (l - |z|), \quad (2.6)$$

где $\gamma = \alpha + i\beta$ – комплексный коэффициент распространения;

α – коэффициент затухания;

β – коэффициент фазы.

Из рис.2.7 видно, что существенная разница в распределении тока по законам кругового и гиперболического синусов получается только на сравнительно близких расстояниях от узла тока.

Поэтому при расчете входных сопротивлений СВ с относительными длинами $l/\lambda \leq 0,35 \dots 0,4$ и $0,6 \dots 0,65 \leq l/\lambda \leq 0,85 \dots 0,9$, т.е. таких, у которых узел тока находится от точек питания вибратора не ближе, чем на расстоянии $(0,1 \dots 0,15) l/\lambda$, исходят из синусоидального распределения тока.

При расчете входного сопротивления СВ с относительными длинами, лежащими в пределах $0,35 \leq l/\lambda \leq 0,65$, следует исходить из распределения тока по закону гиперболического синуса.

СВ в первом случае носит название «короткий вибратор», во втором случае – «длинный вибратор».

Волновое сопротивление симметричного вибратора

По аналогии с волновым сопротивлением длинной линии вводится понятие волнового сопротивления СВ.

Как известно, из теории длинных линий, волновое сопротивление двухпроводной линии без потерь определяется выражением

$$W = \sqrt{L_1/C_1}, \quad (2.7)$$

где L_1 – распределенная индуктивность линии (индуктивность, приходящаяся на единицу длины линии), Гн/м;

C_1 – распределенная емкость линии, Ф/м.

Так как $c = l/\sqrt{L_1/C_1}$, где c – скорость света, м/с, то $W = l/\sqrt{1/cC_1}$, Ом.

Волновое сопротивление СВ (а также других линейных антенн, т.е. антенн, длина которых значительно превосходит размеры поперечного сечения) можно рассчитать по этой формуле.

Однако распределенная емкость по длине вибратора непостоянна. Поэтому в данном случае под C_1 подразумевается усредненная величина, равная отношению полной статической емкости антенны C_A к ее длине $2l$.

Одним из наиболее распространенных приближенных методов расчета полной статической емкости является метод Хоу, или метод усредненных потенциалов.

Выражение для волнового сопротивления СВ из провода цилиндрической формы, определенного по методу Хоу, имеет вид

$$W_A = 120(\ln(l/a) - 1), \quad (2.8)$$

где l – длина плеча вибратора; a – радиус провода.

Следует иметь в виду, что расчет волнового сопротивления СВ методом Хоу дает приемлемую точность для вибраторов, коротких по

сравнению с длиной волны. Точность этого метода снижается по мере удлинения вибратора.

Сопротивление излучения симметричного вибратора

Мощность электромагнитной волны, излучаемой СВ, можно определить, как и для элементарного вибратора, методом вектора Пойнтинга. В соответствии с данным методом, СВ окружается сферой, радиус которой r много больше λ , вследствие чего поверхность сферы находится в дальней зоне поля вибратора. Центр СВ совпадает с центром сферы, его ось лежит на оси oz прямоугольной системы координат.

В общем виде выражение для мощности излучения имеет вид

$$P_{\Sigma} = \frac{I_{\text{п}}^2 R_{\Sigma\text{п}}}{2}, \quad (2.9)$$

где $R_{\Sigma\text{п}}$ – сопротивление излучения, пересчитанное к пучности тока.

Величина $R_{\Sigma\text{п}}$ определяется характером распределения электромагнитного поля в дальней зоне, т.е. ДН рассматриваемого СВ.

Выражение для сопротивления излучения СВ имеет вид

$$R_{\Sigma\text{п}} = 30[2(\tau + \ln 2kl - \text{Ci}2kl) + \cos 2kl (\tau + \ln kl + \text{Ci}4kl - 2\text{Ci}2kl) + \sin 2kl (\text{Si}4kl - 2\text{Si}2kl)], \quad (2.10)$$

где $\tau = 0,5772\dots$ – постоянная Эйлера;

$\text{Si}x = \int_0^x (\sin u / u) du$ – интегральный синус;

$\text{Ci}x = \int_x^{\infty} (\cos u / u) du$ – интегральный косинус.

Таким образом, сопротивление излучения СВ зависит только от величины отношения l/λ . Результаты расчетов по этой формуле хорошо совпадают с экспериментальными данными. Это объясняется тем, что сопротивление излучения определяется полем в дальней зоне, которое мало зависит от толщины вибратора.

В литературе приводятся таблицы и графики $R_{\Sigma\text{п}}$ как функции отношения l/λ (рис.2.8). Осциллирующий характер зависимости объясняется тем, что интерференционная картина поля в дальней зоне меняется при изменении l/λ .

При значениях l/λ , не превышающих 0,1, расчет сопротивления излучения можно проводить по формуле

$$R_{\Sigma\Pi} = 20 (kl)^4. \quad (2.11)$$

Рассчитав или определив по графику сопротивление излучения, можно определить КНД СВ по формуле

$$D = (120/R_{\Sigma\Pi})(1 - \cos kl)^2. \quad (2.12)$$

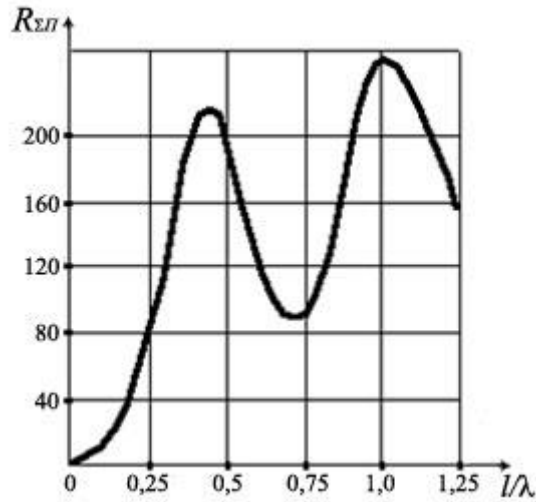


Рис.2.8 График зависимости сопротивления излучения симметричного вибратора от его относительной длины

Расчеты для некоторых значений относительной длины СВ дают следующие результаты:

$$l/\lambda = 0,25 \quad R_{\Sigma\Pi} = 73,1 \text{ Ом} \quad D = 1,64;$$

$$l/\lambda = 0,5 \quad R_{\Sigma\Pi} = 199 \text{ Ом} \quad D = 2,4;$$

$$l/\lambda = 0,625 \quad R_{\Sigma\Pi} = 110 \text{ Ом} \quad D = 3,1.$$

Для сравнения КНД элементарного электрического излучателя имеет $D = 1,5$.

КНД любой вибраторной антенны можно рассчитать по формуле

$$D = \frac{120}{R_{\Sigma_{пол}}} \cdot f^2 \max(\varphi, \theta), \quad (2.13)$$

где $R_{\Sigma_{пол}}$ – полное сопротивление излучения антенны.

Действующая длина СВ определяется по формуле

$$l_d = \frac{\lambda(1 - \cos kl)}{(\pi \sin kl)}. \quad (2.14)$$

Входное сопротивление симметричного вибратора

СВ является нагрузкой для генератора (передатчика), при этом часть подводимой от него мощности вибратором излучается. Другая часть мощности теряется в самом вибраторе (нагревание проводов), в изоляторах и в окружающих вибратор предметах.

Излученной мощности соответствует активное сопротивление излучения. Мощности потерь соответствует активное сопротивление потерь. Кроме излученного, есть колеблющееся вблизи СВ и связанное с ним электромагнитное поле, которому соответствует реактивная мощность. Эта мощность то отдается генератором, переходя в ближнее поле, то возвращается к нему обратно. Реактивной мощности в большинстве случаев соответствует реактивное сопротивление СВ.

Таким образом, генератор нагружен на комплексное сопротивление, которое называется входным сопротивлением СВ и равно отношению напряжения на его зажимах (точки питания) к току в точках питания

$$Z_{ex} = \frac{U_0}{I_0} = R_{ex} + iX_{ex}, \quad (2.15)$$

где R_{ex} – активная составляющая входного сопротивления СВ;

X_{ex} – реактивная составляющая входного сопротивления СВ.

Величина и характер входного сопротивления определяют режим работы подключенного к генератору СВ. Для создания режима работы, близкого к идеальному, требуется, чтобы выходное сопротивление генератора, волновое сопротивление питающего СВ коаксиального кабеля (фидера) и входное сопротивление самого СВ были как можно близки друг к другу. При этом реактивная составляющая входного сопротивления СВ должна стремиться к нулю.

При таких условиях в питающем фидере значения КСВ и КБВ будут стремиться к единице, а модуль коэффициента отражения $|\Gamma|$ будет стремиться к нулю, т.е. установится режим, близкий к режиму бегущей волны.

Обычно в СВ потери малы, поэтому можно полагать, что $R_{ex} \approx R_{\Sigma o}$, где $R_{\Sigma o}$ – сопротивление излучения вибратора, отнесенное к току в точках его питания.

Далее приведем вывод формул для расчета активной и реактивной составляющих входного сопротивления СВ.

Случай «короткого» СВ

Выразив мощность, излучаемую вибратором, через амплитуды тока в пучности (I_{Π}) и в точках питания (I_0), получим

$$P_{\Sigma} = \frac{I_{\Pi}^2 R_{\Sigma\Pi}}{2} \quad \text{и} \quad P_{\Sigma} = \frac{I_0^2 R_{\Sigma 0}}{2}. \quad (2.16)$$

Так как левые части этих выражений равны между собой, то $I_{\Pi}^2 R_{\Sigma\Pi} = I_0^2 R_{\Sigma 0}$. Тогда получим

$$R_{\Sigma 0} = R_{\Sigma\Pi} \frac{I_{\Pi}^2}{I_0^2}. \quad (2.17)$$

Подставляя вместо I_0 выражение $I_0 = I_{\Pi} \sin kl$, получим формулу для расчета активной составляющей входного сопротивления вибратора (без учета потерь в нем)

$$R_{\Sigma 0} = \frac{R_{\Sigma\Pi}}{\sin^2 kl}. \quad (2.18)$$

Величину $R_{\Sigma\Pi}$ для вибратора заданной длины можно просто найти из таблиц или графиков.

При расчете реактивной составляющей входного сопротивления пользуются формулой входного сопротивления разомкнутой на конце двухпроводной линии без потерь, заменяя в ней волновое сопротивление линии волновым сопротивлением антенны, тогда

$$X_{\text{ex}} = -iW_A \operatorname{ctg} kl. \quad (2.19)$$

Таким образом, формула для расчета полного входного сопротивления короткого СВ имеет вид

$$Z_{\text{ex}} = \frac{R_{\Sigma\Pi}}{\sin^2 kl} - iW_A \operatorname{ctg} kl. \quad (2.20)$$

Следует указать, что точность расчетов по (2.20) повышается при уменьшении размеров поперечного сечения вибратора.

Случай «длинного» СВ

В этом случае входное сопротивление рассчитывается аналогично входному сопротивлению двухпроводной разомкнутой на конце линии, обладающей потерями

$$Z_{ex} = W_A \frac{sh2\alpha l - \frac{\alpha}{\beta} \sin 2\beta l}{ch2\alpha l - \cos 2\beta l} - iW_A \frac{\frac{\alpha}{\beta} sh2\alpha l + \sin 2\beta l}{ch2\alpha l - \cos 2\beta l}, \quad (2.21)$$

где W_A – волновое сопротивление вибратора;
 l – длина плеча вибратора;
 β – коэффициент фазы волны в вибраторе;
 α – коэффициент ослабления.

По аналогии с длинными линиями, пренебрегая потерями в проводах вибратора, коэффициент ослабления можно рассчитать по формуле

$$\alpha = R_{\Sigma l} / W_A, \quad (2.22)$$

где $R_{\Sigma l}$ – активное сопротивление излучения, приходящееся на единицу длины вибратора.

Приближенно полагая, что сопротивление излучения $R_{\Sigma n}$ распределено равномерно по всей длине вибратора, для расчета $R_{\Sigma l}$ получим формулу

$$R_{\Sigma l} = \frac{R_{\Sigma n}}{l \left(1 - \frac{\sin 2kl}{2kl} \right)}. \quad (2.23)$$

Данная формула позволяет, зная сопротивление излучения, отнесенное к пучности тока, найти распределенное сопротивление излучения. Следовательно, коэффициент ослабления рассчитывается как

$$\alpha = \frac{R_{\Sigma l}}{W_A} = \frac{R_{\Sigma n}}{iW_A \left(1 - \frac{\sin 2kl}{2kl} \right)}. \quad (2.24)$$

Коэффициент фазы волны в вибраторе β несколько отличается от коэффициента фазы волны в свободном пространстве k , так как фазовая скорость волны в линии с потерями, а, следовательно, и в вибраторе, несколько меньше скорости света. Поэтому $\beta = \omega/v > k = \omega/c$, где v – фазовая скорость в вибраторе. Чем меньше волновое сопротивление вибратора (чем толще вибратор), тем меньше фазовая скорость волны.

Из (2.21) видно, что как активная, так и реактивная составляющие входного сопротивления СВ, в общем случае, зависят не только от его длины, но и от его диаметра.

Результаты расчета входного сопротивления «длинных» вибраторов позволяют построить зависимости его активной и реактивной составляющих от их относительной длины и волнового сопротивления.

На рис.2.9, а приведены графики для активной составляющей входного сопротивления СВ, на рис.2.9, б – для реактивной составляющей.

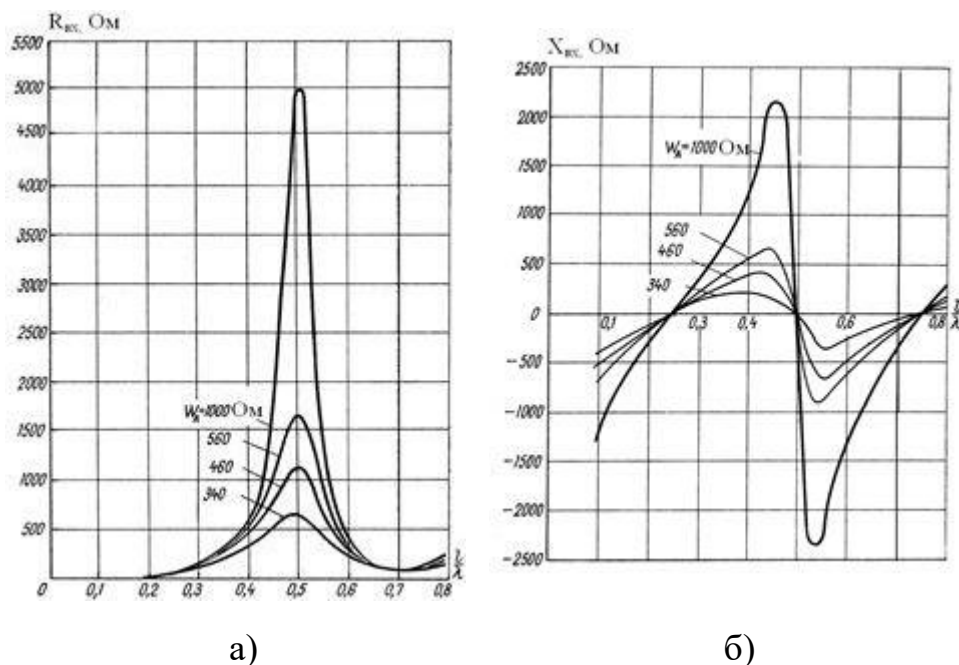


Рис.2.9 Графики входного сопротивления симметричного вибратора

Графики получены при условии, что коэффициент фазы β в вибраторе равен коэффициенту фазы в свободном пространстве k .

Рассмотрим график для активной составляющей входного сопротивления СВ.

Из кривых видно, что при увеличении l/λ активная составляющая входного сопротивления постепенно растет и достигает при $l/\lambda=0,5$ максимума, величина которого тем больше, чем больше W_A , т.е. чем тоньше вибратор.

При дальнейшем увеличении l/λ $R_{вх}$ постепенно уменьшается и достигает минимума при $l/\lambda=0,75$. Затем $R_{вх}$ снова начинает увеличиваться и достигает нового максимума при $l/\lambda=1$ (на рисунке этот максимум не показан).

Максимумы $R_{вх}$ повторяются при всех отношениях l/λ , кратных 0,5. Минимумы $R_{вх}$ получаются при значениях относительной длины вибратора, равной нечетному числу $\lambda/4$.

В случае полуволнового вибратора $R_{вх} = 73,1$ Ом.

Рассмотрим график для реактивной составляющей входного сопротивления.

Реактивная составляющая входного сопротивления СВ изменяется периодически, проходя через нуль при $l/\lambda = 0,25; 0,5; 0,75; 1$ и т.д.

При $l/\lambda < 0,25$ X_{ex} имеет емкостный характер, при $0,25 < l/\lambda < 0,5$ – индуктивный.

Можно сказать, что вблизи значений $l/\lambda = (2n + 1)/4$, где $n = 0, 1, 2, \dots$, СВ ведет себя подобно последовательному колебательному контуру (резонанс напряжения), а вблизи значений $l/\lambda = n/2$ – подобно параллельному колебательному контуру (резонанс токов). В первом случае вибратор питается в пучности тока, а во втором – в узле тока.

Наибольшую длину волны, при которой вибратор оказывается настроенным в резонанс с питающим его генератором ($X_{ex} = 0$), называют собственной длиной волны антенны. Формулы для входного сопротивления СВ показывают, что его собственная длина волны $\lambda_0 = 4l$.

В действительности, из-за того, что фазовая скорость распространения в вибраторе несколько меньше скорости света ($\beta > k$), его резонансные длины оказываются несколько меньшими. При этом, чем толще вибратор, тем меньше фазовая скорость и тем короче его резонансная длина. В частности, при $l/\lambda = 0,25$ и радиусе проводников СВ, стремящихся к нулю, его реактивная составляющая входного сопротивления $X_{ex} = +i42,5$ Ом.

Как было сказано выше, при создании наилучшего режима работы СВ на рабочей частоте стремятся получить реактивную составляющую его входного сопротивления, близкую к нулю.

С учетом уменьшения фазовой скорости в СВ, его длину плеча делают несколько короче, чем $\lambda/4$ или $\lambda/2$. При этом величина укорочения тем больше, чем толще вибратор.

Активная составляющая входного сопротивления СВ при питании в пучности тока (последовательный резонанс) равна $R_{ex} = R_{\Sigma 0} = R_{\Sigma n}$. При определении входного сопротивления длинного СВ, питаемого вблизи узла тока, полагая, что $\alpha l \ll 1$ (что соответствует действительности), можно воспользоваться следующими приближенными формулами:

$$R_{ex} = \frac{R_{\Sigma n}}{\sin^2 kl + \left(\frac{R_{\Sigma n}}{W_A}\right)^2}, \quad (2.25)$$

$$X_{ex} = \frac{-i\left(\frac{W_A}{2}\right)\sin 2kl}{\sin^2 kl + \left(\frac{R_{\Sigma n}}{W_A}\right)^2}. \quad (2.26)$$

Приближенными формулами для расчета входного сопротивления СВ можно пользоваться, если $0,35 \leq l/\lambda \leq 0,65$. Следует отметить, что при увеличении волнового сопротивления СВ закон распределения тока по нему становится ближе к синусоидальному.

Как видно из графиков на рис.2.9, при уменьшении волнового сопротивления СВ уменьшается зависимость его активного и реактивного входных сопротивлений от частоты. Таким образом, СВ с малыми значениями волнового сопротивления обладают лучшими диапазонными свойствами, чем СВ с большим волновым сопротивлением. Исходя из формулы (2.8), следует, что чем толще СВ, тем более диапазоным он является.

По аналогии с обычным колебательным контуром можно сказать, что при уменьшении волнового сопротивления W_A уменьшается добротность СВ, под которой понимается отношение связанной с ним реактивной энергии к активной (излученной и теряемой) энергии.

Добротность вибратора определяется выражением

$$Q_A = A(W_A/R_{ex}), \quad (2.27)$$

где A – коэффициент пропорциональности.

Следует иметь в виду, что при уменьшении W_A путем увеличения размеров поперечного сечения СВ увеличивается распределенная по его плечам емкость C_l .

Реальные зависимости R_{ex} и X_{ex} от относительной длины плеча СВ различной толщины приведены на рис.2.10.

Основные выводы:

- СВ характеризуется входным сопротивлением, которое является комплексной величиной;
- входное сопротивление СВ состоит из активной и реактивной составляющих;
- активная составляющая входного сопротивления СВ характеризует активную энергию, излучаемую вибратором в пространство;
- реактивная составляющая входного сопротивления СВ характеризует реактивную энергию, колеблющуюся возле вибратора и не излучаемую в пространство;
- СВ характеризуется сопротивлением излучения; при малых потерях в проводниках СВ сопротивление излучения приблизительно равно его активной составляющей входного сопротивления;

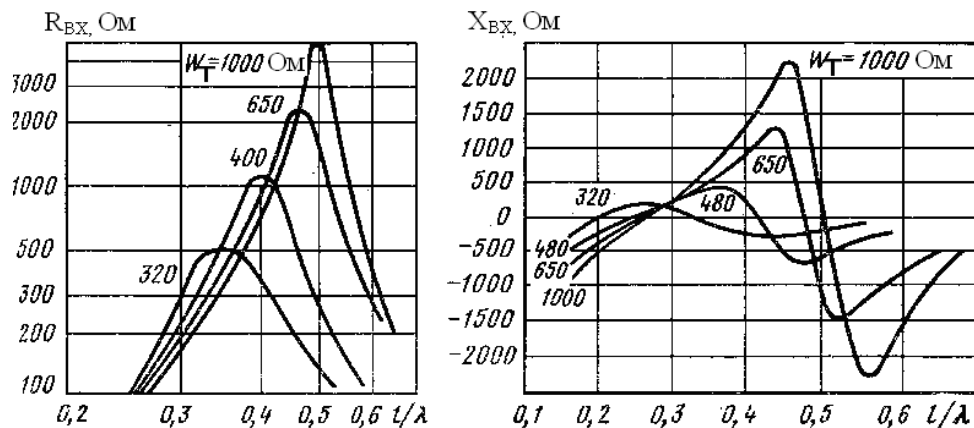


Рис.2.10 Графики входного сопротивления симметричного вибратора с различной толщиной его проводников

- СВ характеризуется волновым сопротивлением, которое зависит от его поперечных размеров;
- значение входного сопротивления СВ (активная и реактивная составляющие) зависит от относительной длины вибратора и его поперечных размеров.

2.4. Излучение двух связанных симметричных вибраторов

Одиночный СВ обладает слабыми направленными свойствами ($D_{\text{макс}} \approx 3,1$), при этом они проявляются только в одной главной плоскости (в плоскости вектора E), в другой плоскости (плоскость вектора H) вибратор излучает поле равномерно во всех направлениях.

Для формирования однонаправленного излучения используются системы, состоящие из двух и более СВ. Вибраторы в них располагают на расстояниях менее одной рабочей длины волны, в результате чего возникает их взаимное влияние друг на друга собственными электромагнитными полями. Поэтому такие системы получили название «связанные вибраторы».

Поле одного вибратора наводит в соседнем некоторую ЭДС, что эквивалентно изменению его сопротивления излучения или входного сопротивления.

Поле, создаваемое системой вибраторов, является результатом сложения полей, создаваемых отдельными вибраторами, с учетом фаз этих полей, определяемых как разностью хода лучей, так и разностью фаз токов в излучателях. В результате при определенных условиях формируются однонаправленные ДН.

Далее рассмотрим направленные и электрические свойства двух связанных СВ.

Вибраторы параллельны друг другу, расположены на расстоянии d друг от друга на одной оси, возбуждаются комплексными токами с амплитудами I_1 и I_2 и фазами ψ_1 и ψ_2 . Система изображена на рис.2.11 (а – общий вид системы, б – в плоскости вектора E , в – в плоскости вектора H).

Необходимо найти зависимость электрического поля, создаваемого системой связанных вибраторов в точке A и находящейся от них на расстоянии $r = const$, от углов θ в меридиональной плоскости и φ в азимутальной плоскости.

Выведем формулу для расчета ХН двух связанных вибраторов.

Обозначим

$$\frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} = q \cdot \exp(i\psi), \quad (2.28)$$

где q – отношение модулей токов I_2/I_1 ;

ψ – сдвиг фазы тока I_2 по отношению к току I_1 .

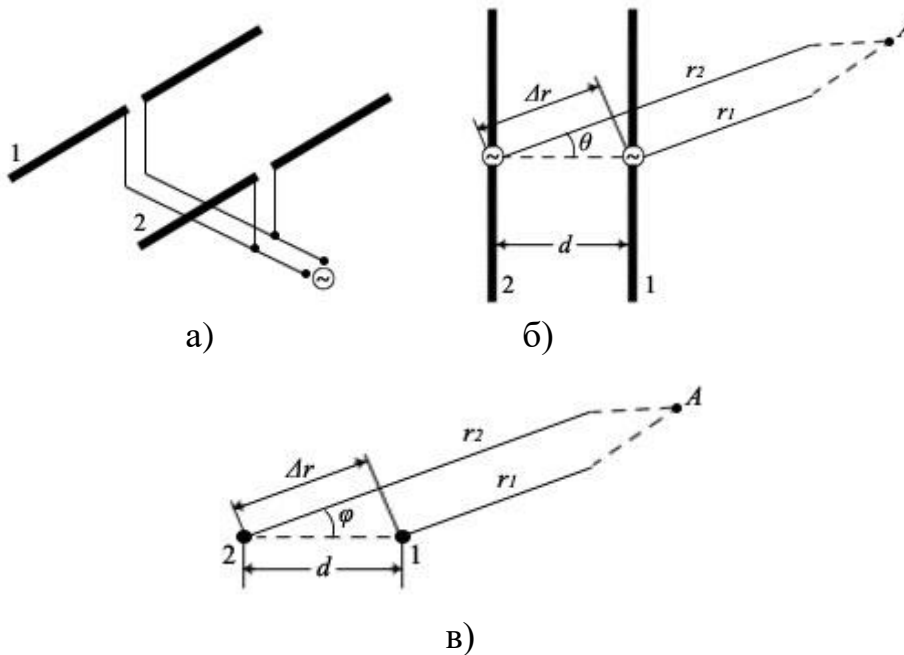


Рис.2.11 Система двух связанных вибраторов

В точку наблюдения A приходят две волны: 1 – создаваемая первым вибратором, 2 – создаваемая вторым вибратором. Ввиду того, что точка A находится на большом расстоянии от вибраторов, а расстояние между ними

очень мало (т.е. $d \ll r$), можно считать, что пути волн 1 и 2 параллельны друг другу.

Однако первый вибратор находится к точке A ближе, чем второй вибратор, поэтому возникает разность хода лучей между первой и второй волнами, равная $\Delta r = d \cos \theta$ в меридиональной плоскости и $\Delta r = d \cos \varphi$ в азимутальной плоскости.

Рассмотрим случай меридиональной плоскости.

С учетом (2.28), а также наличия разности хода лучей, и того, что

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_1 q \exp(-ikd \cos \theta) \exp(i\psi), \quad (2.29)$$

где $kdcos\theta$ – сдвиг фаз полей из-за разности хода лучей (пространственный сдвиг фаз),

E_1 – напряженность поля, создаваемого в точке наблюдения первым вибратором,

E_2 – напряженность поля, создаваемого в точке наблюдения вторым вибратором,

получим выражение для суммарного поля, создаваемого обоими вибраторами в точке наблюдения, находящейся от вибраторов на расстоянии r

$$\dot{E} = \dot{E}_1 + \dot{E}_2 = \dot{E}_1 [1 + q \exp i(\psi - kd \cos \theta)] , \quad (2.30)$$

где

$$\dot{E}_1 = \frac{i60I_1}{r_1 \sin kl} \cdot \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos kl}{\cos \theta} \cdot \exp(-ikr_1) . \quad (2.31)$$

Поскольку чаще всего интересуются величиной напряженности суммарного поля, а не ее фазой, то, переходя к модулю выражения (2.31), получают выражение для ХН системы двух связанных вибраторов

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos kl}{\cos \theta} \cdot \sqrt{1 + 2q \cos(\psi - kd \cos \theta) + q^2} . \quad (2.32)$$

В выражении (2.32) первый множитель – ХН одного вибратора, второй множитель – множитель системы. Таким образом:

$$f_1(\theta) = \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos kl}{\cos \theta}, \quad (2.33)$$

$$f_c(\theta) = \sqrt{1 + 2q \cos(\psi - kd \cos \theta) + q^2}. \quad (2.34)$$

В случае азимутальной (экваториальной) плоскости (напомним, что в этой плоскости СВ не обладает направленными свойствами) выражение для ХН системы двух связанных вибраторов принимает вид

$$f(\varphi) = (1 - \cos kl) \sqrt{1 + 2q \cos(\psi - kd \cos \varphi) + q^2}. \quad (2.35)$$

Анализируя выражения (2.32) и (2.35), видно, что ХН системы двух связанных вибраторов определяется направленными свойствами одного СВ и суммарного действия обоих вибраторов. Основной вклад в ХН системы связанных вибраторов вносит множитель системы.

Множитель системы зависит от:

- расстояния между вибраторами d ;
- отношения амплитуд токов в вибраторах q , т.е. от величины амплитуд токов, их возбуждающих;
- фазового сдвига ψ , т.е. от разности фаз между токами, возбуждающих вибраторы.

Решение задачи формирования однонаправленного излучения системы связанных вибраторов сводится к тому, чтобы на заданной частоте выбрать такие значения d , q , ψ , при которых была бы получена ХН с максимумом в главном направлении и минимумом в заднем.

Следует отметить, что можно выбирать и устанавливать различные значения d , q , ψ , получая разнообразные ХН. Однако существует только одна единственная комбинация, при которой получаемая ХН удовлетворяет поставленной задаче.

При относительном расстоянии $d/\lambda = 0,25$, отношении амплитуд токов в вибраторах $q=1$, фазовом сдвиге между токами $\psi=90^\circ$ формируется ДН вида «кардиоида» (рис.2.12).

Важное замечание: система связанных вибраторов, в отличие от одиночного СВ, обладает направленными свойствами в обеих плоскостях, при этом ДН в меридиональной плоскости несколько уже, чем в азимутальной.

Из ДН следует, что максимум поля излучается системой связанных вибраторов в главном направлении ($\theta = 0^\circ$), в заднем направлении ($\theta=180^\circ$) излучение отсутствует. При этом величина напряженности поля в главном направлении удваивается по сравнению с полем одиночного

вибратора, возбуждаемого током, одинаковым с текущим по одному из связанных вибраторов.

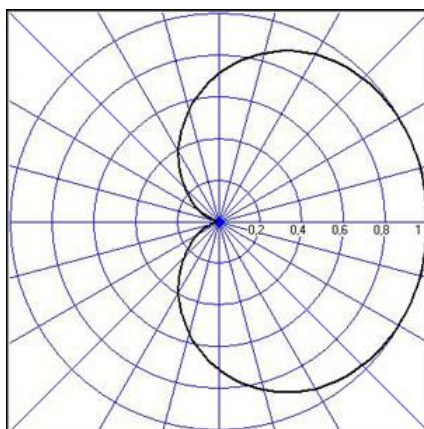


Рис.2.12 Диаграмма направленности в виде кардиоиды

Сложение полей происходит в сторону вибратора, фаза тока которого отстает от фазы тока в соседнем вибраторе. Такой вибратор называется директором.

Таким образом, директор – вибратор, ослабляющий излучение в направлении на другой вибратор и усиливающий излучение в противоположном направлении (рис.2.13, а).

Вычитание полей происходит в сторону вибратора, фаза тока которого опережает фазу тока в соседнем вибраторе. Такой вибратор называется рефлектором.

Таким образом, рефлектор – вибратор, усиливающий излучение в направлении на другой вибратор и ослабляющий излучение в обратном направлении (рис.2.13, б).

В идеальном случае директор должен работать в режиме: $q=1$, $\psi=-90^\circ$, $d/\lambda=0,25$.

В идеальном случае рефлектор должен работать в режиме: $q=1$, $\psi=+90^\circ$, $d/\lambda=0,25$.

Важное замечание: в обоих случаях напряженность поля увеличивается в направлении отставания фазы возбуждающего тока. Получить однонаправленное излучение можно и при расстояниях между вибраторами, отличных от $d/\lambda=0,25$.

Условием отсутствия излучения в направлении $\theta = 180^\circ$ является $\psi + kd = 180^\circ$. Для его выполнения необходимо, чтобы при $d/\lambda < 0,25$ угол сдвига фаз ψ должен быть больше 90° . Хотя ДН при этом оказывается однонаправленной и максимум излучения лежит в

направлении $\theta = 0^\circ$, напряженность поля в этом направлении не удваивается.

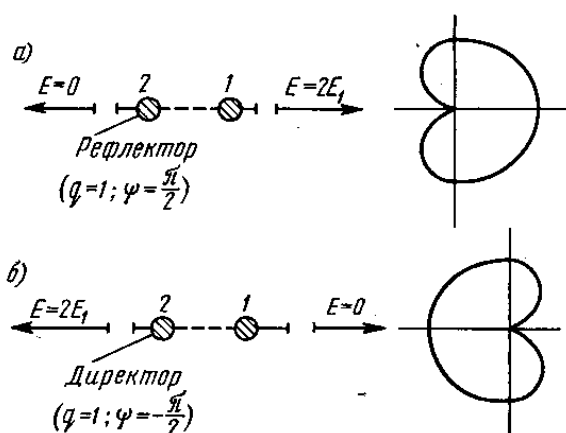


Рис.2.13 Свойства рефлектора и директора

Чем ближе друг к другу расположены вибраторы, тем меньшая напряженность поля получается в направлении максимального излучения (считая, что при изменении d величина тока в вибраторах постоянна).

В рассмотренном выше случае оба вибратора являются активными, т.е. к ним обоим подводится питание. Однако возбуждение каждого из двух связанных вибраторов токами, сдвинутыми по фазе, усложняет систему питания.

Поэтому в большинстве случаев вибраторы, выполняющие роль рефлекторов или директоров, не содержат источников питания (генераторов), т.е. являются пассивными. Они возбуждаются электромагнитным полем активного (питаемого) вибратора.

В случае пассивных вибраторов не удастся осуществить режим, обеспечивающий полное рефлекторное или директорное действие, так как не удастся получить совместно $q = 1$ и $\psi = 90^\circ$. Поэтому невозможно получить удвоение поля в главном направлении и нулевое излучение – в обратном.

2.5. Электрические характеристики двух связанных симметричных вибраторов

Так как вибраторы расположены близко друг от друга, то они действуют друг на друга собственными электромагнитными полями, что

приводит к изменению входного сопротивления (сопротивления излучения) каждого вибратора.

Полное входное сопротивление каждого из двух связанных вибраторов (Z_1 и Z_2) состоит из двух частей: собственного сопротивления (Z_{11} и Z_{22}), т.е. сопротивления, которым обладает данный вибратор в свободном пространстве, и сопротивления, наведенного электромагнитным полем второго вибратора ($Z_{12}^{наб}$ и $Z_{21}^{наб}$):

$$\begin{aligned} Z_1 &= Z_{11} + Z_{12}^{наб}, \\ Z_2 &= Z_{22} + Z_{21}^{наб}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Таким образом, необходимо рассчитать значения наведенных сопротивлений, чтобы получить значения полных сопротивлений обоих вибраторов.

Эквивалентная электрическая схема двух связанных вибраторов приведена на рис.2.14 (оба вибратора активные).

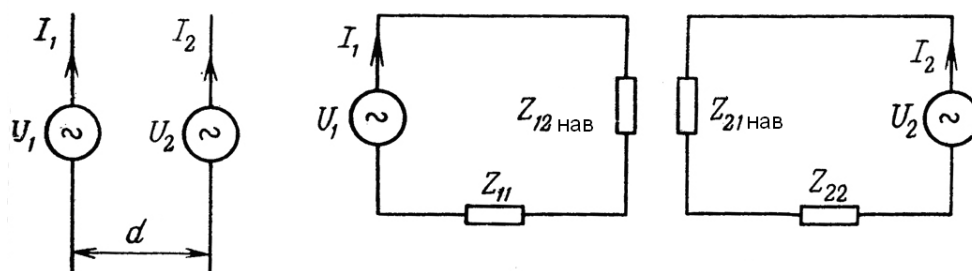


Рис.2.14 Эквивалентная электрическая схема двух связанных вибраторов

Активная часть сопротивлений характеризует излученную мощность, реактивная часть – электромагнитное поле, колеблющееся вблизи вибратора.

Для того чтобы определить сопротивление, наведенное на первый вибратор вторым, нужно знать закон распределения тока в первом вибраторе, его комплексную амплитуду в пучности и тангенциальную составляющую напряженности электрического поля, создаваемого вторым вибратором у поверхности первого.

Наведенное сопротивление состоит из активной и реактивной составляющих. Активная составляющая $R_{12}^{наб}$ характеризует активную мощность, излучаемую первым вибратором под действием поля второго. Реактивная составляющая $X_{12}^{наб}$ характеризует мощность электромагнитного поля, связанного с вибратором, возникающего также под действием поля второго вибратора.

Наведенное сопротивление рассчитать значительно проще в частном случае, когда связанные вибраторы имеют одинаковую длину, оси их параллельны и токи в них имеют одинаковую величину и фазу.

Очевидно, что в этом случае сопротивление, наведенное первым вибратором на второй, равно сопротивлению, наведенному вторым вибратором на первый. В этом случае наведенное сопротивление называется взаимным и обозначается как Z_{12} (оно также состоит из активной и реактивной составляющих – R_{12} и X_{12}).

При известном взаимном сопротивлении двух вибраторов весьма просто рассчитать наведенное сопротивление, если задано соотношение токов в вибраторах. Взаимное сопротивление является функцией величин l/λ , d/λ и h/λ , т.е. определяется исключительно геометрическими размерами системы.

Активную и реактивную составляющие взаимного сопротивления можно найти с помощью графиков, на них отображаются зависимости R_{12} и X_{12} от l/λ , d/λ и h/λ (на рис.2.15,а показан пример такого графика для случая $h=0$, где h – расстояние между осями вибраторов (рис.2.15,б)).

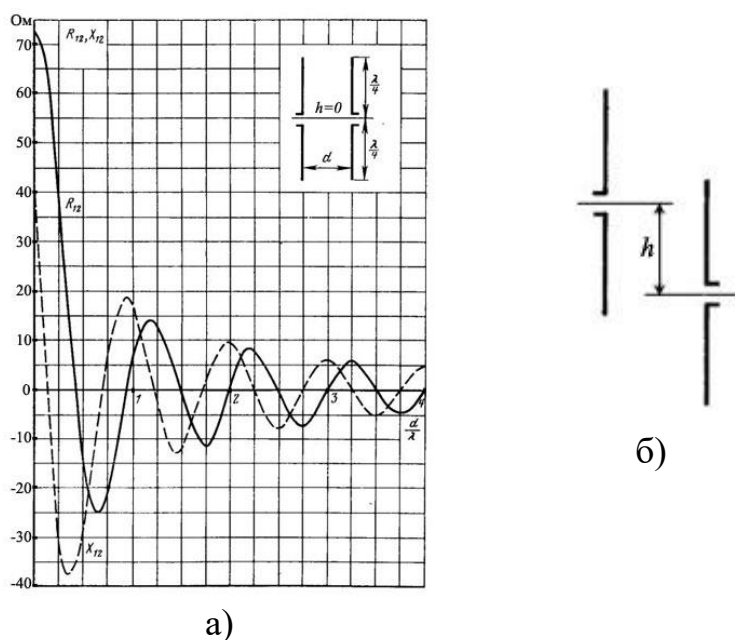


Рис.2.15 Графики для нахождения взаимных сопротивлений связанных вибраторов

Обе составляющие взаимного сопротивления в зависимости от относительного расстояния между вибраторами d/λ принимают как положительные, так и отрицательные значения и при некоторых значениях d/λ проходят через нуль. R_{12} отрицательно в тех случаях, когда под

действием поля второго вибратора мощность поля, излучаемого первым вибратором, уменьшается (при неизменном токе в первом вибраторе).

Такой ход кривых взаимных сопротивлений объясняется изменением фазы наведенной ЭДС при изменении расстояния между вибраторами.

Если фаза наведенной ЭДС равна или противоположна фазе текущего по вибратору тока, то взаимное сопротивление является чисто активным.

Если фаза наведенной ЭДС отличается от фазы текущего по вибратору тока на $\pi/2$, то взаимное сопротивление является чисто реактивным.

Метод наведенных ЭДС может быть применен также для определения собственного сопротивления излучения вибратора.

Чаще всего возбуждение связанных вибраторов производится по схеме «один – активный вибратор» «второй – пассивный вибратор». Это значительно упрощает систему питания вибраторов.

Пассивные вибраторы широко применяются для создания однонаправленного излучения в качестве рефлекторов и директоров. Напомним: чтобы вибратор играл роль рефлектора или директора, ток в нем должен иметь определенную величину и фазу по отношению к току в активном вибраторе (в идеальном случае при расстоянии между вибраторами $d/\lambda = 0,25$ должны выполняться условия $q = 1$ и $\psi = \pm 90^\circ$).

Величины q и ψ для пассивного вибратора зависят от расстояния между пассивным и активным вибраторами и от величин активного и реактивного сопротивлений пассивного вибратора. Эти величины можно регулировать, изменяя реактивное сопротивление пассивного вибратора.

На рис.2.16 приведена эквивалентная электрическая схема двух связанных вибраторов, один из которых активный, другой – пассивный.

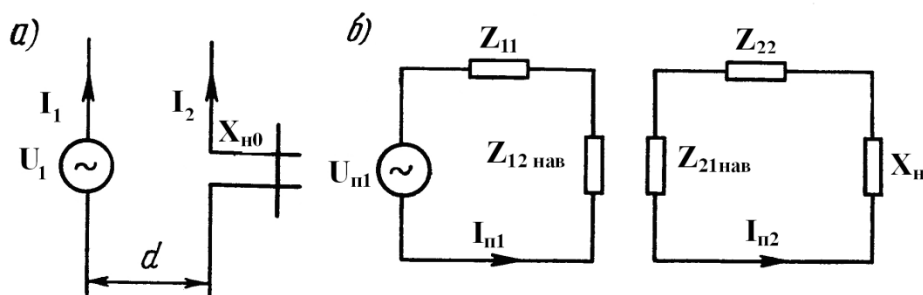


Рис.2.16 Эквивалентная электрическая схема двух связанных вибраторов

Как видно из схемы, ко входу пассивного вибратора подключено сопротивление настройки X_n . Величины q и ψ для пассивного вибратора зависят от расстояния между ним и активным вибратором и от величин его активного и реактивного сопротивлений. Изменять и, тем самым,

регулировать значения q и ψ , можно, изменяя величину X_H . При этом величины q и ψ взаимозависимы, т.е. при изменении X_H меняются одновременно обе эти величины. Поэтому добиться одновременно нужных значений q и ψ для пассивного вибратора невозможно.

Выражения для расчета q и ψ имеют вид:

$$q = \frac{R_{12} + iX_{12}}{R_{22} + i(X_{22} + X_H)}, \quad (2.37)$$

$$\psi = \pi + \operatorname{arctg}\left(\frac{X_{12}}{R_{12}}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{X_{22} + X_H}{R_{22}}\right). \quad (2.38)$$

Пассивный вибратор обычно настраивают так, чтобы получить максимальный коэффициент защитного действия. Получаемые при этом величины q и ψ отличаются от соответствующих величин в идеальном случае ($q = 1$, $\psi = 90^\circ$), и поэтому максимальное защитное действие обычно получается не больше 10...20.

Ток в пассивном рефлекторе должен опережать по фазе ток в активном вибраторе. Пассивный вибратор будет играть роль рефлектора в том случае, когда его полное реактивное сопротивление (собственное плюс сопротивление настройки) имеет индуктивный характер. Этот вывод справедлив, если $0,1\lambda \leq d \leq 0,25\lambda$.

Для получения оптимального рефлекторного действия расстояние между рефлектором и активным вибратором следует брать примерно $(0,15...0,25)\lambda$, а реактивное положительное сопротивление рефлектора должно быть равным приблизительно $10...50 \text{ Ом}$.

Ток в пассивном директоре должен отставать по фазе от тока в активном вибраторе. Для работы пассивного вибратора в режиме директора при $0,1\lambda \leq d \leq 0,25\lambda$ его полное реактивное сопротивление должно быть отрицательным, т.е. должно иметь емкостный характер.

При работе в низкочастотных диапазонах (декаметровые волны) пассивные вибраторы обычно настраивают, включая в середине вибратора настроечное реактивное сопротивление в виде отрезка короткозамкнутой двухпроводной линии, длину которой можно регулировать передвижным короткозамыкателем.

В высокочастотных диапазонах (метровые и дециметровые волны) настроечное сопротивление обычно не применяется. Пассивный вибратор настраивается изменением его длины. Чтобы пассивный вибратор работал в качестве рефлектора, его полная длина должна быть несколько больше $\lambda/2$ и его входное сопротивление должно иметь индуктивный характер.

Чтобы пассивный вибратор работал в режиме директора, его полная длина должна быть несколько меньше $\lambda/2$ и его входное сопротивление должно иметь емкостной характер. Величина необходимого удлинения или укорочения определяется расстоянием между вибраторами и их толщиной.

Основные выводы:

- система двух связанных вибраторов позволяет формировать однонаправленное излучение, причем в обеих главных плоскостях;
- направленные свойства двух связанных вибраторов зависят от расстояния между вибраторами и параметрами их возбуждения;
- вибраторы действуют друг на друга собственными электромагнитными полями, поэтому кроме их собственного сопротивления у них появляются наведенные сопротивления;
- вибратор, в направлении которого происходит увеличение излучаемого поля, называется директором;
- вибратор, который ограничивает излучение в свою сторону, называется рефлектором;
- ток в директоре должен отставать по фазе от тока в соседнем вибраторе;
- ток в рефлекторе должен опережать по фазе ток в соседнем вибраторе;
- активным называется вибратор, к которому подводится питание от отдельного источника;
- пассивным называется вибратор, который не имеет собственного источника питания и возбуждается за счет поля соседнего вибратора.

3. ОСТРОНАПРАВЛЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

3.1. Формирование остронаправленного излучения с помощью антенных решеток

Формирование узких ДН является очень важной и актуальной задачей для современных беспроводных систем телекоммуникаций.

Антенны с такими ДН широко используются в спутниковых системах телекоммуникаций, радионавигации, радиопеленгации, радиолокации, мобильной и радиорелейной связи.

Под узкой ДН подразумевается наличие в ней одного (или двух, реже более двух) главного лепестка, имеющего очень малую ширину. Это означает, что антенна обладает остронаправленным излучением (или приемом), т.е. она имеет высокие направленные свойства, или высокое значение КУ.

Направленная антенна концентрирует энергию электромагнитного поля в пространство в виде узкого пучка, при этом излучение в других направлениях необходимо свести к минимуму. Наиболее типичные остронаправленные ДН показаны на рис.3.1.

Существуют различные виды направленных антенн, одними из которых являются антенные решетки (АР).

АР в общем случае представляет собой систему элементов, расположенных определенным образом в пространстве и возбужденных высокочастотными токами с определенными амплитудами и фазами.

В зависимости от расположения элементов различают линейные, плоские, кольцевые, цилиндрические и другие АР (рис.3.2).

В качестве элементов в АР чаще всего используются слабонаправленные излучатели: вибраторы, щели, открытые концы волноводов и др. В некоторых беспроводных системах телекоммуникаций эксплуатируются АР, в качестве элементов которых используются направленные излучатели: спирали, антенны типа «волновой канал», рупоры и др.

Принцип работы АР основан на синфазном сложении электромагнитных полей, создаваемых отдельными элементами решетки, в определенном (главном) направлении, в результате чего происходит увеличение напряженности поля в этом направлении за счет ее уменьшения в других направлениях.

Однако это происходит при условии, что сдвиг фаз полей от отдельных излучающих элементов в точке наблюдения из-за несинфазности возбуждения компенсировался бы сдвигом фаз, возникающим из-за разности расстояний, проходящих волнами от каждого элемента до точки

наблюдения. Сказанное справедливо, если расстояние между соседними элементами настолько велико, что их взаимным влиянием можно пренебречь.

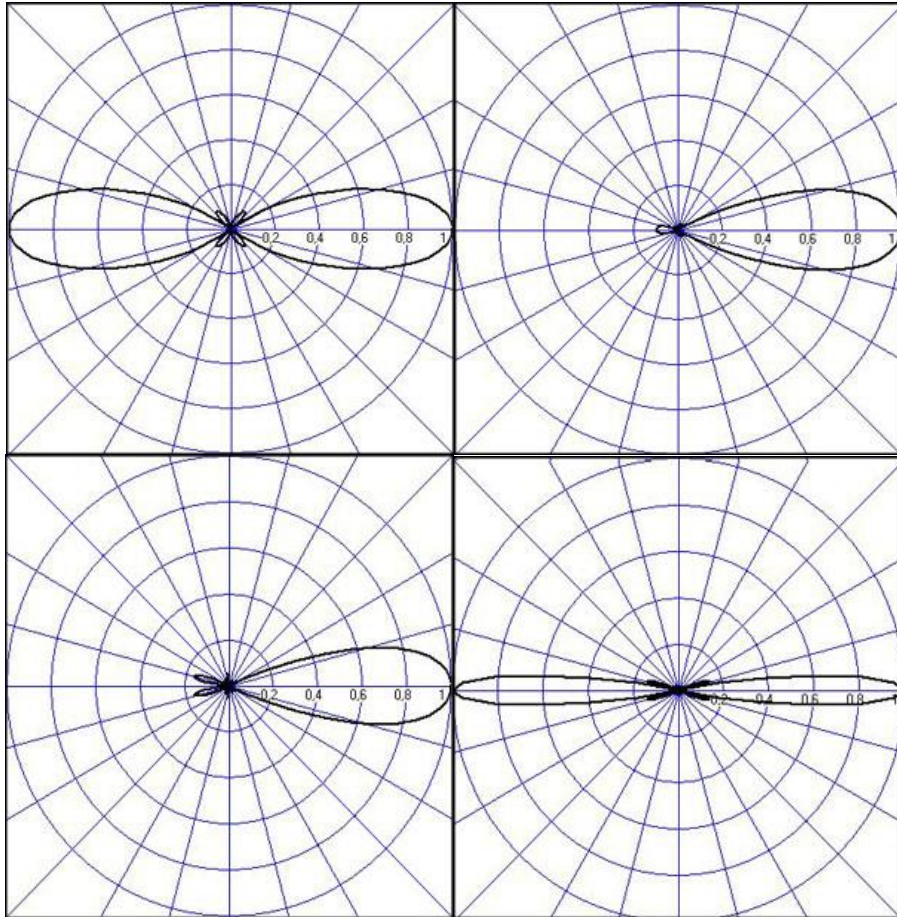


Рис.3.1 Виды остронаправленных диаграмм направленности

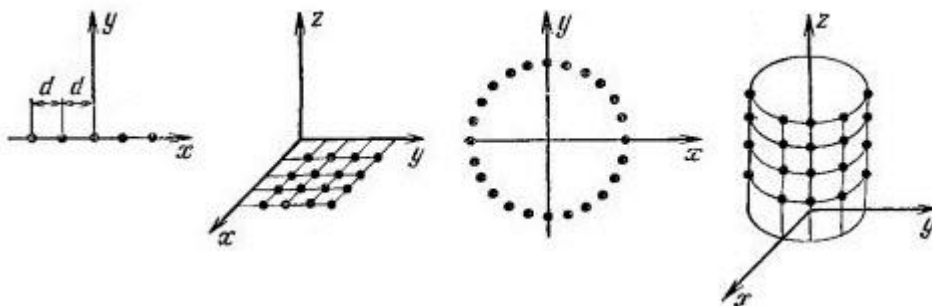


Рис.3.2 Виды антенных решеток

По способу возбуждения элементов АР делят на:

- синфазные;
- несинфазные (фазированные);
- равноамплитудные;
- неравноамплитудные.

По виду расположения элементов АР делят на:

- эквидистантные;
- неэквидистантные.

Синфазной называется АР, элементы которой возбуждаются токами с одинаковой фазой.

Несинфазной называется АР, элементы которой возбуждаются токами с разными фазами. При этом фазовый сдвиг от элемента к элементу может иметь либо постоянное значение, либо фазы токов имеют разные значения.

Равноамплитудной называется АР, элементы которой возбуждаются токами с одинаковыми амплитудами.

Неравноамплитудной называется АР, элементы которой возбуждаются токами с разными амплитудами.

Эквидистантной называется АР, элементы которой расположены на одинаковом расстоянии друг от друга.

Неэквидистантной называется АР, элементы которой расположены на разных расстояниях друг от друга.

3.2. Линейные антенные решетки поперечного излучения

Линейной АР называется система идентичных элементов, центры излучения которых расположены на прямой, называемой осью решетки. Рассмотрим направленные свойства синфазной, равноамплитудной, эквидистантной АР (рис.3.3), состоящей из n -числа слабонаправленных излучателей.

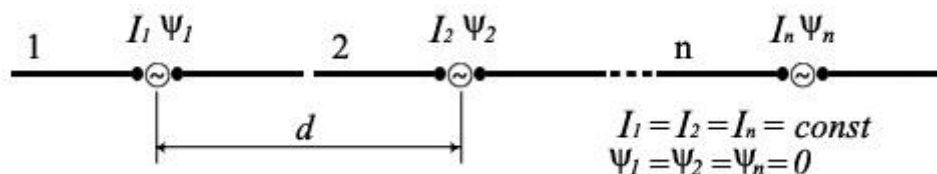


Рис.3.3 Линейная, синфазная, равноамплитудная, эквидистантная антенная решетка

Такая решетка имеет ХН, определяемую выражением

$$f(\theta, \varphi) = f_1(\theta, \varphi) f_c(\theta, \varphi), \quad (3.1)$$

где $f_1(\theta, \varphi)$ – ХН одного элемента;
 $f_c(\theta, \varphi)$ – множитель системы.

Выражение (3.1) носит название теоремы перемножения и показывает, что ХН АР, состоящей из идентичных элементов, представляет собой произведение ХН одного элемента решетки на множитель системы.

Множитель системы не зависит от типа элементов, он зависит от количества элементов, межэлементного расстояния и рабочей длины волны.

В случае если в качестве элементов используются СВ, ХН АР имеет вид:

– в меридиональной плоскости

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos kl}{\cos \theta} \cdot \frac{\sin(0,5nkd \sin \theta)}{\sin(0,5kd \sin \theta)}, \quad (3.2)$$

– в экваториальной плоскости

$$f(\varphi) = (1 - \cos kl) \cdot \frac{\sin(0,5nkd \sin \varphi)}{\sin(0,5kd \sin \varphi)}, \quad (3.3)$$

где n – количество элементов;
 d – межэлементное расстояние;
 l – длина плеча вибратора
 k – волновое число ($2\pi/\lambda$).

При большом количестве вибраторов множитель системы при изменении угла θ изменяется значительно быстрее, чем множитель $f_c(\theta)$. Это объясняется тем, что величина $nkd/2$ значительно больше величины kl . Поэтому ХН решетки, в основном, определяется множителем системы.

Поскольку множитель системы является периодической функцией, то при изменении угла θ этот множитель может обращаться в нуль, затем он возрастает, достигая максимального значения, далее уменьшается, снова становится равным нулю и т.д. Из этого следует, что ДН решетки в меридиональной плоскости имеет многолепестковый характер.

Напряженность излучаемого АР поля максимальна в направлениях $\theta=0^\circ$ и $\theta=180^\circ$, т.е. два главных максимума ДН направлены

перпендикулярно оси решетки. Поэтому такая решетка называется АР поперечного излучения.

Каждый вибратор в этом направлении излучает с максимальной интенсивностью при его относительно длине, равной $l/\lambda=0,625$. Поля от отдельных вибраторов в направлении $\theta=0^\circ$ складываются арифметически, поскольку они синфазны.

При $\theta=0^\circ$ и $\theta=180^\circ$ выражение для множителя системы представляет собой неопределенность вида $0/0$, при раскрытии которой по правилу Лопиталья оказывается, что множитель системы максимален и равен n , т.е. количеству вибраторов в решетке.

Важное замечание: поскольку СВ не обладают направленными свойствами в экваториальной плоскости, то и АР в этой плоскости также не обладает направленными свойствами, т.е. ДН АР в этой плоскости имеет вид окружности. Это замечание касается только случая линейной АР.

На рис.3.4 показано несколько ДН линейных АР для некоторых значений n и d/λ . Из рисунков видно, что увеличение числа элементов в АР (т.е. увеличение размера решетки) приводит к сужению главного лепестка ДН и к увеличению числа боковых лепестков.

Увеличение межэлементного расстояния также приводит к сужению главного лепестка ДН, однако это происходит до значений $d/\lambda < 1$.

Дальнейшее увеличение межэлементного расстояния приводит к возникновению в ДН дополнительных максимумов, по уровню сравнимых с уровнем главного лепестка, таким образом, АР теряет однонаправленность излучения.

Направления, в которых отсутствует излучение АР, называют минимумами (нулями) ДН. Они находятся из условия равенства нулю числителя множителя системы, т.е. $(0,5nkd)\sin\theta_0=N$, откуда $\sin\theta_0 = N\lambda/(nd)$, где $N = 1, 2, 3, \dots$.

Таким образом, нули ДН определяются по формуле

$$\theta_{0N} = \arcsin\left(\frac{N\lambda}{nd}\right). \quad (3.4)$$

Направления максимумов боковых лепестков можно приближенно найти из условия максимума числителя множителя системы, так как знаменатель этого множителя при $kd \ll nkd$ (т.е. при большом числе вибраторов) с изменением угла θ изменяется значительно медленнее числителя. Это условие записывается в виде $\sin[(nkd/2)\sin\theta_{max}] = \pm 1$, откуда $(nkd/2)\sin\theta_{max} = (2N+1)\pi/2$, где $N=1, 2, 3, \dots$.

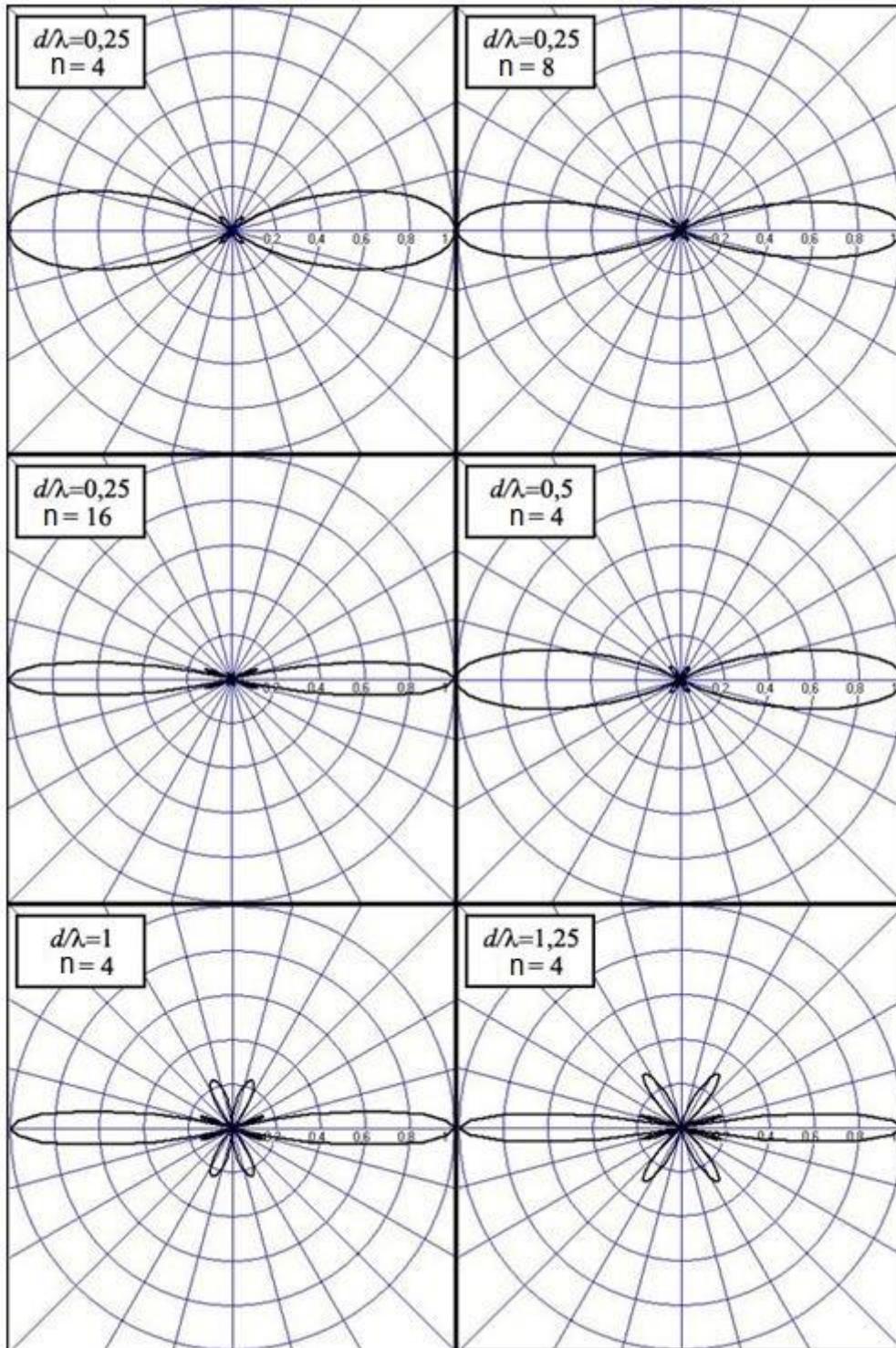


Рис.3.4 Диаграммы направленности антенных решеток

Таким образом, направления максимумов боковых лепестков ДН определяются по формуле

$$\theta_{\max N} = \arcsin \left[\frac{(2N + 1)\lambda}{2nd} \right] . \quad (3.5)$$

Ширину главного лепестка по уровню нулевого излучения определяют по формуле

$$2\theta_0 \approx 115^\circ \frac{\lambda}{nd} , \quad (3.6)$$

а его ширину по половинной мощности излучения по формуле

$$2\theta_{0,5} \approx 51^\circ \frac{\lambda}{nd} . \quad (3.7)$$

Уровни боковых лепестков определяют по формуле (N – номер лепестка)

$$\xi_N = \frac{1}{n \sin \left(\frac{2N + 1}{n} \cdot \frac{\pi}{2} \right)} . \quad (3.8)$$

Уровень первого бокового лепестка ДН АР приблизительно равен 2,14 (-13,3 дБ). Уровень второго лепестка ДН АР равен 0,13.

При введении фазового сдвига ψ между токами в соседних элементах АР ее ХН в меридиональной плоскости имеет вид

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos kl}{\cos \theta} \cdot \frac{\sin(0,5nkd \sin \theta - \psi)}{\sin(0,5kd \sin \theta - \psi)} . \quad (3.9)$$

В результате этого главный лепесток ДН отклоняется от нормали к АР на угол, определяемый как

$$\theta_{\max \psi} = \arcsin \frac{\psi \lambda}{2\pi d} . \quad (3.10)$$

Таким образом, линейный закон изменения фазы токов возбуждения элементов АР приводит к изменению направления ее максимального излучения. Главный лепесток ДН поворачивается обязательно в сторону отставания фазы возбуждающего тока.

3.3. Плоские антенные решетки поперечного излучения

Плоские АР позволяют формировать узкий луч ДН в двух плоскостях, в отличие от линейных АР. Чаще всего в современных беспроводных системах телекоммуникаций применяются квадратные или прямоугольные плоские АР, иногда круглые, шестиугольные и др. Структура АР определяется требованиями, предъявляемыми к форме ДН, а также конструктивными особенностями решетки (виды ее элементов, система питания и т.п.).

Рассмотрим эквидистантную, равноамплитудную, плоскую АР прямоугольной структуры (рис.3.5), расположенную в плоскости xoy . Ее элементы размещены в узлах прямоугольной сетки.

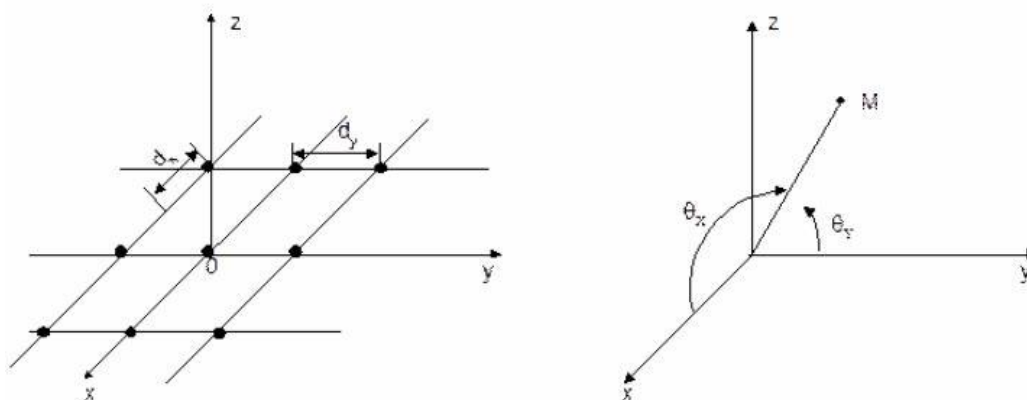


Рис.3.5 Плоская антенная решетка

Пусть n_x и n_y – число излучателей в столбцах и рядах; d_x и d_y – расстояния между соседними излучателями по осям ox и oy соответственно; θ_x и θ_y – углы, отсчитываемые на точку наблюдения соответственно от осей ox и oy .

Каждый столбец излучателей (столбец, будем считать, состоит из излучателей, расположенных вдоль оси ox) представляет собой прямолинейную, эквидистантную, равноамплитудную АР.

Множитель системы такой АР, в соответствии с (3.2), можно записать в виде

$$f(\theta_x) = \frac{\sin(0,5n_xkd_x \sin \theta_x)}{\sin(0,5kd_x \sin \theta_x)}. \quad (3.11)$$

Если произвести эквивалентную замену каждого столбца плоской АР на одиночный гипотетический излучатель, с собственной ДН, совпадающей с выражением (3.11), то получим также линейную решетку, но ориентированную вдоль оси ou

$$f(\theta_y) = \frac{\sin(0,5n_ykd_y \sin \theta_y)}{\sin(0,5kd_y \sin \theta_y)}. \quad (3.12)$$

Множитель системы в сферической системе координат является функцией углов θ (меридиональная плоскость) и φ (экваториальная плоскость), а не θ_x и θ_y . Определяя связь между этим углами (по сути, связь между прямоугольной и сферическими системами координат), можно получить окончательное выражение для множителя системы плоской АР

$$f(\theta, \varphi) = \frac{\sin(0,5n_xkd_x \sin \theta \cos \varphi)}{\sin(0,5kd_x \sin \theta \cos \varphi)} \cdot \frac{\sin(0,5n_ykd_y \sin \theta \cos \varphi)}{\sin(0,5kd_y \sin \theta \cos \varphi)}. \quad (3.13)$$

Из выражения (3.13) следует, что сечение пространственной ДН плоской АР в главных плоскостях xoz и yoz совпадает с формой ДН линейной АР.

Основные выводы:

- множитель плоской АР представляет собой произведение множителей двух линейных АР; первая из них представлена излучателями, образующими столбец, вторая – строку;
- анализ множителя плоской АР изначально сводится к анализу множителей линейных АР, который можно производить совершенно независимо друг от друга.

При введении фазового сдвига между токами, возбуждающими элементы решетки, выражение (3.13) принимает вид

$$f(\theta, \varphi) = \frac{\sin(0,5n_xkd_x \sin \theta \cos \varphi - \psi_x)}{\sin(0,5kd_x \sin \theta \cos \varphi - \psi_x)} \cdot \frac{\sin(0,5n_ykd_y \sin \theta \cos \varphi - \psi_y)}{\sin(0,5kd_y \sin \theta \cos \varphi - \psi_y)}. \quad (3.14)$$

Направления главных лепестков ДН можно определить, исходя из выражений для соответствующих линейных АР:

$$\cos(\theta_{zlx}) = \frac{2m_x\pi}{kd_x} + \frac{\psi_x}{kd_x}, \text{ где } m_x = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.15)$$

$$\cos(\theta_{zly}) = \frac{2m_y\pi}{kd_y} + \frac{\psi_y}{kd_y}, \text{ где } m_y = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.16)$$

Из (3.15) и (3.16) следует, что независимое управление положением главного лепестка плоской АР можно осуществлять, изменяя величины фазовых сдвигов токов возбуждения в элементах строки (ψ_y) и столбца (ψ_x). При этом будет происходить отклонение главного лепестка либо от оси ox , либо от оси oy .

Плоская АР будет иметь только один главный лепесток при условии, что каждая линейная АР (образующая строку или столбец) имеет только один главный лепесток, т.е. должны выполняться неравенства:

$$d_x < \frac{1}{1 + \cos \theta_{zlx}} \text{ и } d_y < \frac{1}{1 + \cos \theta_{zly}}. \quad (3.17)$$

Важное замечание: плоская АР (как и линейная АР) в случае использования СВ в качестве излучающих элементов решетки будет иметь два главных лепестка – в переднем и в заднем полупространствах.

Для ограничения излучения в заднее полупространство, сзади линейной или плоской АР устанавливается рефлектор, представляющий собой плоское полотно (сплошной или сетчатой структуры), выполненное из металла.

3.4. Антенные решетки осевого излучения

Рассмотрим линейную, эквидистантную АР, в которой ее элементы (в данном случае используются СВ) параллельны друг другу и расположены на одной оси (рис.3.6). Каждый вибратор излучает максимум поля вдоль оси ox .

Если создать определенное фазовое распределение токов на вибраторах, то можно получить однонаправленное излучение вдоль оси ox .

Дальнейшая задача состоит в определении зависимости направленных свойств рассматриваемой АР от ее размеров (длины) и параметров возбуждения.

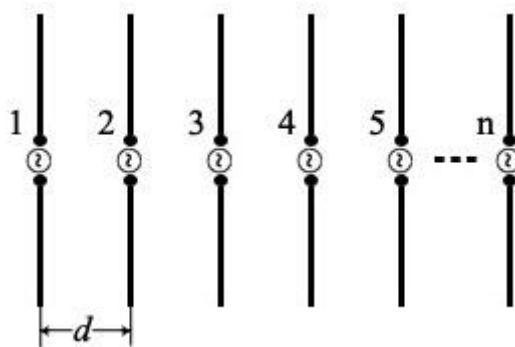


Рис.3.6 Антенная решетка осевого излучения

Ее решение сводится к определению такого фазового сдвига между токами в вибраторах решетки, который позволил бы сформировать однонаправленное излучение вдоль оси решетки с максимальной эффективностью.

Необходимый сдвиг фаз токов в элементах решетки (ψ) можно создать с помощью системы фазовращателей, однако схема питания при этом получается довольно сложной.

Значительно упрощает ее конструкцию последовательное возбуждение вибраторов с помощью бегущей электромагнитной волны. Волна при этом распространяется от начала решетки (первый вибратор) к ее концу с определенной фазовой скоростью. Таким образом, первый вибратор создает начальное возбуждение волны, которая затем от элемента к элементу перемещается к последнему элементу.

При этом ток в последующем вибраторе отстает по фазе от тока в предыдущем на величину $\psi = \beta d$, где d – расстояние между вибраторами, $\beta = kc/v$ – коэффициент фазы, где k – волновое число, c – скорость света, v – фазовая скорость волны. Параметр c/v носит название коэффициент замедления.

Если считать, что токи в вибраторах одинаковы, а их количество равно n , то:

$$I_2 = I_1 \exp\left(-ikd \cdot \frac{c}{v}\right),$$

$$I_3 = I_2 \exp\left(-i2kd \cdot \frac{c}{v}\right),$$

$$I_n = I_1 \exp \left[-ik(n-1)d \left(\frac{c}{v} \right) \right]. \quad (3.18)$$

Так как каждый последующий вибратор возбуждается позже предыдущего, но находится ближе к точке наблюдения, то сдвиг фаз между полями соседних вибраторов в этой точке (фаза поля первого вибратора принимается за нулевую) равен

$$\psi_1 = \psi_p - \psi = kd \cos \theta - kd \frac{c}{v} = kd \left(\cos \theta - \frac{c}{v} \right). \quad (3.19)$$

Сдвиг фаз между полями крайних вибраторов определяется как

$$\Psi_n = (n-1)kd(\cos \theta - c/v). \quad (3.20)$$

Учитывая предыдущие рассуждения, можно получить формулу для ХН АР в меридиональной плоскости (плоскость вектора E)

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos kl}{\cos \theta} \cdot \frac{\sin \left[\frac{knd}{2} \left(\frac{c}{v} - \cos \theta \right) \right]}{\sin \left[\frac{kd}{2} \left(\frac{c}{v} - \cos \theta \right) \right]}. \quad (3.21)$$

В экваториальной (азимутальной) плоскости (плоскость вектора H) СВ не обладает направленными свойствами, поэтому ХН АР в этой плоскости имеет вид

$$f(\varphi) = (1 - \cos kl) \cdot \frac{\sin \left[\frac{knd}{2} \left(\frac{c}{v} - \cos \varphi \right) \right]}{\sin \left[\frac{kd}{2} \left(\frac{c}{v} - \cos \varphi \right) \right]}. \quad (3.22)$$

Как видно из (3.22), ХН в плоскости H определяется только множителем системы $f_c(\varphi)$. В плоскости E ХН зависит также и от направленных свойств одного элемента решетки, но, в основном, определяется множителем системы $f_c(\theta)$. Поэтому при анализе направленных свойств АР следует рассматривать только этот множитель.

Данная АР излучает максимум поля вдоль своей оси, поэтому она получила название «антенная решетка осевого излучения».

В данной решетке результирующее поле формируется за счет волны, перемещающейся от ее первого элемента к последующему, поэтому она также получила название «антенна бегущей волны», или АБВ.

Важно! Направленные свойства АБВ зависят от числа элементов решетки n , расстояния между ними d и от фазовой скорости питающей волны v .

Возможна работа АБВ в трех режимах:

- 1) $v = c$; $c/v = 1$ (волна свободного пространства);
- 2) $v > c$; $c/v < 1$ (быстрая волна);
- 3) $v < c$; $c/v > 1$ (медленная волна).

В режиме волны свободного пространства множитель системы максимален и равен n при $\theta = 0^\circ$, выражение для ХН имеет вид

$$f(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{knd}{2} (1 - \cos \theta) \right]}{\sin \left[\frac{kd}{2} (1 - \cos \theta) \right]}, \quad (3.23)$$

а ДН имеет вид, показанный на рис.3.7.

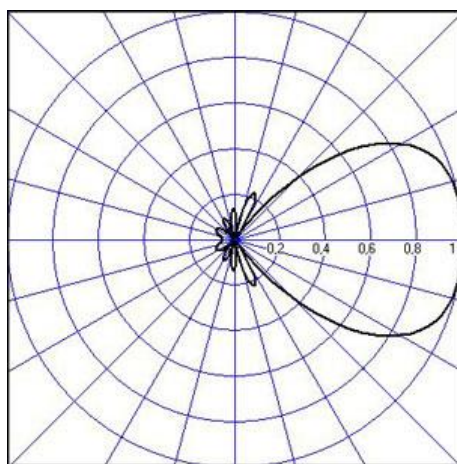


Рис.3.7 Диаграмма направленности решетки в режиме волны свободного пространства

Уровень первого бокового лепестка $\xi_1 = 0,214$, т.е. такой же, как у синфазной линейной АР поперечного излучения (см. параграф 3.2).

Ширина главного лепестка ДН по нулевой мощности излучения (при малых значениях λ/L , где $L=(n-1)d$ – длина решетки) определяется как

$$2\theta_0 = 2\sqrt{\frac{2\lambda}{L}} \approx 162^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \quad (3.24)$$

Ширина ДН по половинной мощности может быть определена по приближенной формуле

$$2\theta_{0,5} \approx 108^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \quad (3.25)$$

Сравнивая АБВ с равномерной синфазной АР, следует отметить, что хотя ее ДН получается шире, чем у синфазной АР такой же длины, но зато один ряд вибраторов, возбуждаемых бегущей волной тока, обладает направленными свойствами в любой плоскости, проходящей через ось антенны. В тоже время один ряд синфазной АР обладает направленными свойствами только в одной плоскости.

Если элементы АБВ не обладают направленным действием или оно невелико, то ее ДН можно считать осесимметричной. При этом ее КНД при $L/\lambda > 1$ можно определить по формуле

$$D \approx 4L/\lambda. \quad (3.26)$$

В режиме *быстрой волны* ХН множителя системы имеет вид

$$f_c(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{kL}{2} \left(\frac{c}{v} - \cos \theta \right) \right]}{\frac{kL}{2} \left(\frac{c}{v} - \cos \theta \right)}. \quad (3.27)$$

Из (3.27) видно, что условие $\cos \theta = c/v$ может выполняться при двух значениях угла $\theta = \pm \theta_{max}$, следовательно, имеются два направления максимального излучения, не совпадающие с осью антенны, ДН показана на рис.3.8.

Данный режим работы является невыгодным, так как направленные свойства антенны ухудшаются. Однако антенны, работающие в таком режиме, находят применение для формирования ДН специальной формы, а также ее качания (сканирования) в определенных секторах углов.

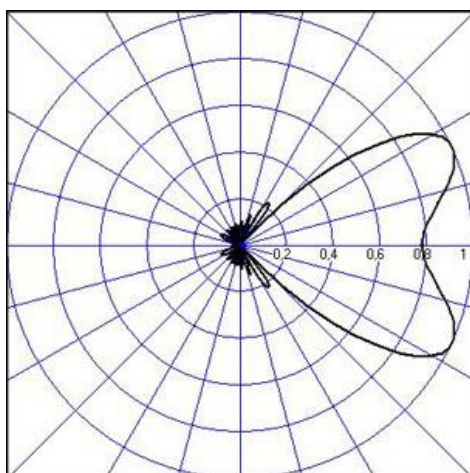


Рис.3.8 Диаграмма направленности решетки в режиме быстрой волны

В режиме *медленной волны* отсутствует направление, в котором поля отдельных элементов антенны складываются синфазно, так как ни при каком значении θ отношение c/v не может стать равным $\cos\theta$ и сдвиг фаз не может обратиться в нуль.

Наименьший фазовый сдвиг между полями отдельных вибраторов $\Psi_{min} = kd(c/v - 1)$ получается в направлении $\theta=0^\circ$, т.е. вдоль оси антенны. Поля отдельных вибраторов в точке наблюдения, лежащей в направлении $\theta = 0^\circ$, в данном случае складываются геометрически.

Анализ выражения для ХН (3.23) показывает, что уменьшение фазовой скорости, начиная от $v=c$, сопровождается постепенным сужением главного лепестка ДН и ростом боковых лепестков. Излучение в главном направлении $\theta=0^\circ$ сначала растет, достигая максимума при некоторой определенной (для данного значения $L=nd$) величине c/v , а затем начинает уменьшаться и обращается в нуль при критической величине c/v

$$\left(\frac{c}{v}\right)_{кр} = 1 + \frac{\lambda}{nd} = 1 + \frac{\lambda}{L}. \quad (3.28)$$

Сужение главного лепестка ДН приводит к росту КНД антенны, а увеличение уровня боковых лепестков – к его уменьшению. При увеличении c/v , начиная от $c/v = 1$, сначала увеличивается КНД из-за сужения ДН. После достижения некоторой определенной величины c/v дальнейший ее рост приводит к уменьшению КНД из-за увеличения уровня боковых лепестков. Следовательно, имеется оптимальная величина c/v (при заданной длине антенны L), при которой КНД

достигает максимального значения.

Оптимальную величину c/v при заданной длине антенны L можно рассчитать по формуле

$$\left(\frac{c}{v}\right)_{opt} = 1 + \frac{\lambda}{2L} . \quad (3.29)$$

Оптимальную длину антенны при заданной фазовой скорости можно рассчитать по формуле

$$\left(\frac{L}{\lambda}\right)_{opt} = \frac{1}{2\left(\frac{c}{v} - 1\right)} . \quad (3.30)$$

Как видно из (3.30), оптимальная длина антенны увеличивается при увеличении фазовой скорости. В случае $\psi_n = \psi_{nopt}$ КНД определяется по формуле

$$D_{max} \approx (1,8...2)D_0 = (7...8)\frac{L}{\lambda} , \quad (3.31)$$

где D_0 – КНД антенны бегущей волны данной длины при $c/v = 1$.

ДН АБВ с пониженной фазовой скоростью, имеющей оптимальную длину, изображена на рис.3.9.

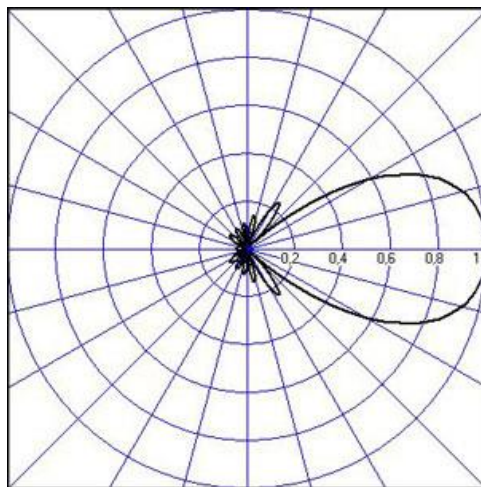


Рис.3.9 Диаграмма направленности решетки в оптимальном режиме

Получение максимального значения напряженности поля в точке приема, лежащей на продолжении оси решетки ($\theta = 0^\circ$), получается тогда, когда величина результирующего сдвига фаз между полями, создаваемыми крайними (первым и последним) элементами решетки, равна 180° , т.е. поля должны находиться в противофазе.

Таким образом, условием получения максимального КНД является

$$\psi_{\text{ном}} = kL \left(\frac{c}{v} - 1 \right) = \pi, \quad (3.32)$$

Ширина главного лепестка ДН по нулевой мощности излучения решетки, работающей в оптимальном режиме, определяется по формуле

$$2\theta_0 \approx 2\sqrt{\frac{\lambda}{L}} \approx 115^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \quad (3.33)$$

Сравнивая (3.33) с (3.24), видно, что в оптимальном режиме АБВ имеет ДН в $\sqrt{2}$ раз уже, чем антенна той же длины при $c/v = 1$.

Ширина главного лепестка ДН по половинной мощности излучения может быть приближенно определена (для антенны, у которой $L/\lambda \gg 1$) по формуле

$$2\theta_{0,5} \approx 61^\circ \sqrt{\frac{\lambda}{L}}. \quad (3.34)$$

Уровень первого бокового лепестка ДН оптимальной антенны равен $\xi_1=0,33$.

При увеличении длины антенны по сравнению с оптимальной излучение в главном направлении уменьшается и растут боковые лепестки. При $L = 2L_{\text{ном}}$ излучение в главном направлении полностью пропадает.

При уменьшении длины антенны по сравнению с оптимальной главный лепесток ДН расширяется, уровень боковых лепестков уменьшается. Для того чтобы ДН становилась уже, надо увеличивать длину антенны. Вместе с тем, чтобы при удлинении АБВ ее длина оставалась оптимальной, необходимо увеличивать фазовую скорость волны в антенне.

Основные выводы:

- АР позволяют формировать узкие ДН, также они позволяют управлять направлением главного лепестка ДН;
- направленные свойства АР зависят от числа элементов, межэлементных расстояний и параметров возбуждения элементов;
- ХН АР с однотипными элементами представляет собой произведение ХН одного элемента на множитель системы;
- основной вклад в результирующую ДН (при условии использования слабонаправленных элементов) вносит множитель системы;
- линейные АР, состоящие из СВ, обладают направленными свойствами только в меридиональной плоскости (в плоскости вектора E); в экваториальной плоскости (в плоскости вектора H) направленными свойствами они не обладает;
- линейные АР, состоящие из СВ, формируют два главных лепестка, перпендикулярных оси решетки (при условии синфазного возбуждения элементов);
- при введении фазового сдвига между токами, возбуждающих элементы решеток, главный лепесток ДН поворачивается в сторону отставания фазы;
- для формирования однонаправленного излучения позади линейных АР, состоящих из СВ, необходимо устанавливать рефлектор;
- плоские АР формируют узкие ДН в обеих плоскостях;
- плоские АР, состоящие из СВ, излучают два главных лепестка, перпендикулярных полотну решетки (при условии синфазного возбуждения элементов);
- изменяя фазы токов, питающих элементы решетки, можно управлять направлением главного лепестка ДН;
- для формирования однонаправленного излучения позади плоских АР, состоящих из СВ, необходимо устанавливать рефлектор;
- АР продольного (осевого) излучения формируют главный лепесток ДН вдоль своей оси;
- для однонаправленного излучения вдоль оси решетки необходимо создать определенное фазовое распределение между токами, возбуждающих ее элементы;
- в АР продольного излучения можно устанавливать три режима ее работы: режим волны свободного пространства, режим медленной волны, режим быстрой волны;
- формирование максимального излучения в главном направлении решетки происходит при разности фаз между первым и последним элементом решетки, равным 180 градусов;
- максимальное значение КНД получается в режиме медленной волны, при установлении в решетке заданной длины такой фазовой скорости, которая является для нее оптимальной.

4. ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

4.1. Свойства возбужденной поверхности

Узкая ДН может быть сформирована при помощи антенны, представляющей собой излучающую поверхность, т.е. поверхность, на которой распределены взаимно перпендикулярные составляющие векторов E и H .

Такая возбужденная поверхность называется апертурой. По сути, апертура – это часть фронта волны, ограниченная размерами раскрыва антенны, и активно участвующая в излучении (или приеме) электромагнитного поля.

Апертуры бывают разной формы и зависят от конфигурации излучающего отверстия или отражающей или преломляющей электромагнитные волны поверхности.

Возбужденную поверхность рассматривают как совокупность элементарных площадок, называемых источниками Гюйгенса. Существующие на элементарной площадке dS значения векторов поля E_y и H_x на основании принципа эквивалентных токов можно представить как суперпозицию полей двух взаимно перпендикулярных поверхностных токов – электрического I_3 и магнитного I_M .

Ввиду малости размеров площадки совокупность указанных токов можно рассматривать как два взаимно перпендикулярных элементарных диполя длиной dy и dx с токами I_3 и I_M (рис.4.1).

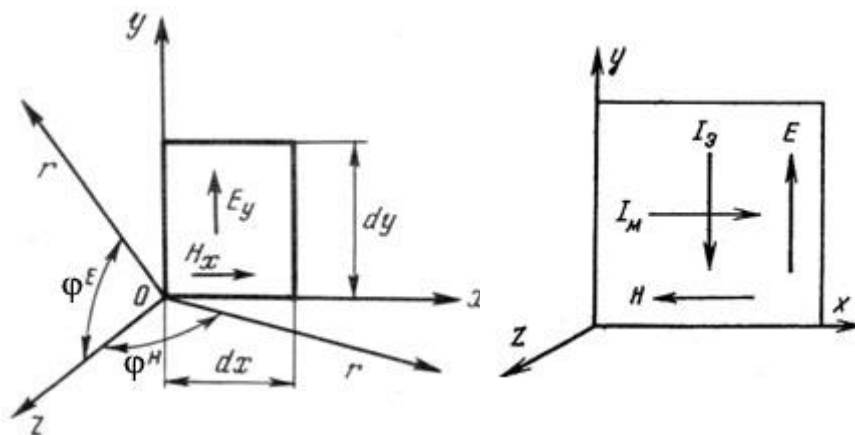


Рис.4.1 Источник Гюйгенса

Излучение источника Гюйгенса направлено по нормали к элементарной площадке, его ХНти в обеих плоскостях одинаковы и определяются по формулам:

$$\begin{aligned} \text{в плоскости E} \quad F(\varphi^E) &= (1 + \cos \varphi^E) / 2, \\ \text{в плоскости H} \quad F(\varphi^H) &= (1 + \cos \varphi^H) / 2. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Таким образом, ДН источника Гюйгенса одинаковы в обеих плоскостях и имеют форму кардиоиды (рис.4.2).

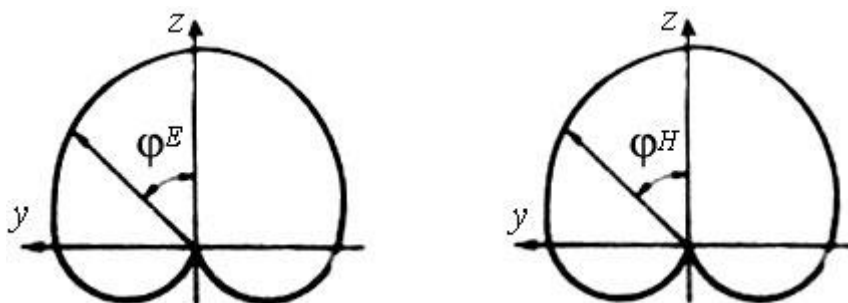


Рис.4.2 Диаграммы направленности источника Гюйгенса

Амплитудная ДН источника Гюйгенса является слабонаправленной, поэтому практически не влияет на форму основного и первых боковых лепестков ДН остронаправленных антенн с плоским излучающим раскрывом. Исходя из этого, основной вклад в результирующую ДН возбужденного раскрыва вносит не направленность одного источника Гюйгенса, а совокупное действие всех источников, расположенных на рассматриваемой поверхности.

Таким образом, возбужденную поверхность можно рассматривать, как плоскую АР поперечного излучения, состоящую из бесконечного числа элементов, расстояние между которыми стремится к нулю.

В общем случае, как амплитуда, так и фаза возбуждающего поля могут являться функциями координат точки излучающей поверхности, т.е.

$$E_s = E_0 f(x, y) e^{i\Psi(x, y)} = E_s e^{i\Psi(x, y)}, \quad (4.2)$$

где E_s – комплексная амплитуда возбуждающего поля в данной точке прямоугольной возбужденной поверхности;

E_0 – амплитуда возбуждающего поля в центре антенны;
 $f(x,y)$ – функция, характеризующая зависимость амплитуды возбуждающего поля от координат (амплитудное распределение);
 $\psi(x,y)$ – функция, определяющая зависимость фазы возбуждающего поля от координат точки излучающей поверхности (фазовое распределение).

Следует иметь в виду, что в ряде случаев амплитудное или фазовое распределения бывают функциями только одной координаты.

Антенны типа излучающей поверхности особенно широко применяются в диапазоне сантиметровых волн (антенна в виде открытого конца волновода, рупорные антенны, линзовые антенны, зеркальные антенны и др.).

4.2. Излучение плоского раскрыва

Рассмотрим наиболее простой случай возбужденной поверхности – идеальную излучающую поверхность (идеальную плоскую антенну), которая представляет собой синфазную равноамплитудную АР поперечного излучения из элементов Гюйгенса (рис.4.3). Стороны прямоугольной поверхности обозначим через a и b . Вектор E параллелен стороне b , а вектор H – стороне a .

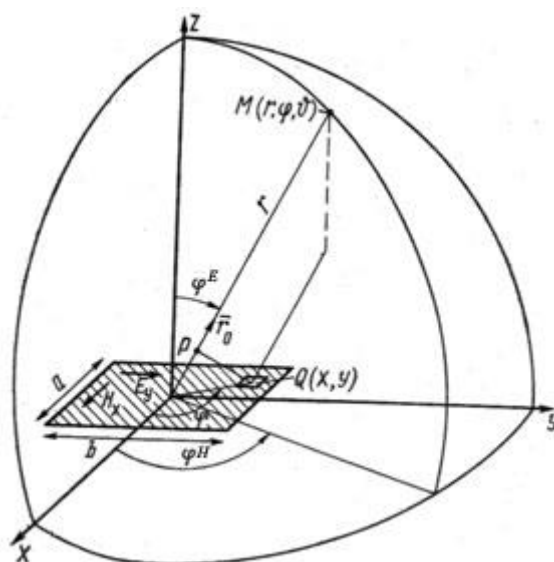


Рис.4.3 Идеальная излучающая поверхность

Идеальной плоской антенной называется плоская возбужденная поверхность, в каждой точке которой тангенциальные составляющие векторов E и H имеют одинаковые направления, амплитуды и фазы, т.е. не зависят от координат.

Выражение для расчета ХН идеальной плоской антенны в плоскости E (плоскости yoZ) имеет вид

$$f(\varphi^E) = (1 + \cos \varphi^E) \frac{\sin[(kb/2) \sin \varphi^E]}{(kb/2) \sin \varphi^E} . \quad (4.3)$$

Выражение для расчета ХН идеальной плоской антенны в плоскости H (плоскости yoZ) имеет вид

$$f(\varphi^H) = (1 + \cos \varphi^H) \frac{\sin[(ka/2) \sin \varphi^H]}{(ka/2) \sin \varphi^H} . \quad (4.4)$$

Как видно из (4.3) и (4.4), ХН идеальной плоской антенны в обеих плоскостях (при условии $a = b$) одинаковы и состоят из двух множителей.

Первый множитель $(1 + \cos \varphi)$ – ХН одного элемента излучающей поверхности (источника Гюйгенса). Этот множитель определяет однонаправленные свойства возбужденной поверхности в плоскостях E и H .

Второй множитель – множитель системы, который определяет совокупное действие всех источников Гюйгенса, расположенных на рассматриваемой поверхности.

Сравнив (4.3), (4.4) с (3.1) и (3.2), можно прийти к выводу, что существует явная аналогия между свойствами возбужденной поверхности и АР: ХН возбужденной поверхности определяется как произведение ХН одного элемента на множитель решетки.

Множитель системы при изменении углов φ^E и φ^H изменяется значительно быстрее, чем первый множитель. Поэтому ХН идеальной плоской антенны, в основном, определяется множителем системы.

Так как источник Гюйгенса излучает с максимальной интенсивностью в направлении нормали к своей поверхности, то направления максимумов множителя системы и ХН источника Гюйгенса совпадают. Поэтому идеальная плоская антенна излучает с максимальной интенсивностью в направлении к своей нормали.

На рис.4.4 показана ДН идеальной излучающей поверхности, она имеет многолепестковый характер, что подтверждает – множитель системы этой антенны незначительно отличается от аналогичного множителя синфазной равноамплитудной АР.

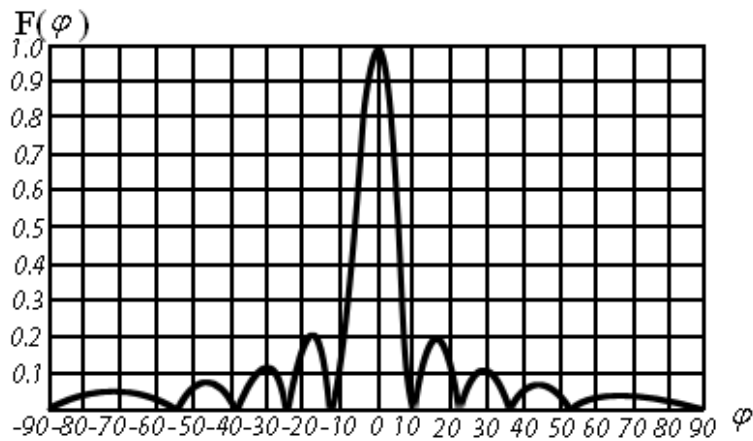


Рис.4.4 Диаграмма направленности идеальной излучающей поверхности

Таким образом, ХН этих антенн (при малом расстоянии между элементами решетки) по существу отличаются только множителями, характеризующими направленные свойства одного элемента антенны.

Как и в случае антенных решеток, направления, в которых отсутствует излучение, находится из условия равенства нулю числителей в выражениях (3.3), (3.4):

$$(kb/2)\sin\varphi_0^E = N\pi, \tag{4.5}$$

$$(ka/2)\sin\varphi_0^H = N\pi,$$

где $N=1,2,3, \dots$,

откуда

$$\varphi_0^E = \arcsin(N\lambda/b),$$

$$\varphi_0^H = \arcsin(N\lambda/a). \tag{4.6}$$

Направления нулевого излучения отсутствуют, если $\lambda > a$ или $\lambda > b$. Направлений нулевых излучений, т.е. боковых лепестков, тем больше, чем больше относительная ширина антенны (a/λ или b/λ).

При больших размерах излучающих поверхностей ($a/\lambda \gg 1$ и $b/\lambda \gg 1$) ширина ДН идеальной плоской антенны по нулевому излучению определяется по формулам:

$$\begin{aligned}
\text{в плоскости E} \quad 2\varphi_0^E &= 115^\circ \frac{\lambda}{b}; \\
\text{в плоскости H} \quad 2\varphi_0^H &= 115^\circ \frac{\lambda}{a}.
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Ширина ДН идеальной плоской антенны по половинной мощности определяется по формулам:

$$\begin{aligned}
\text{в плоскости E} \quad 2\varphi_{0,5}^E &= 51^\circ \frac{\lambda}{b}; \\
\text{в плоскости H} \quad 2\varphi_{0,5}^H &= 51^\circ \frac{\lambda}{a}.
\end{aligned} \tag{4.8}$$

Сравнивая (4.7), (4.8) с (3.6), (3.7), видно, что имеется аналогия между идеальной возбужденной поверхностью и синфазной АР, состоящей из вибраторов (при условии, что их число n велико).

ДН идеальной плоской антенны в данной плоскости тем уже, чем больше размер антенны, параллельный этой плоскости. Ширина ДН в данной плоскости не зависит от размера антенны, перпендикулярного этой плоскости.

Уровень первого лепестка ДН идеальной плоской антенны $\xi_l = 0,214$.

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

4.3. Влияние амплитудного распределения на направленные свойства плоского раскрыва

На практике, при конструировании апертурных антенн, используются возбужденные поверхности с неравномерным амплитудным распределением поля (в случае прямоугольного раскрыва) либо вдоль одной стороны поверхности, либо вдоль обеих сторон.

Наиболее типичный случай – использование в качестве облучателя зеркально-параболической антенны прямоугольного волновода, возбуждаемого волной типа H_{10} .

Поэтому рассмотрим синфазную прямоугольную излучающую поверхность с косинусоидальным амплитудным распределением поля вдоль оси ox и равномерным амплитудным распределением поля вдоль оси oy , что

соответствует волне H_{10} . Вид распределения поля по сторонам прямоугольного раскрыва показан на рис.4.5.

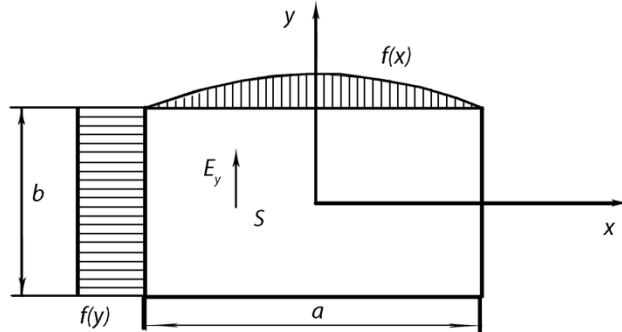


Рис.4.5 Неравномерное амплитудное распределение поля по сторонам прямоугольного раскрыва

Так как распределение возбуждающего поля вдоль оси oy в данном случае такое же, как у идеальной антенны (т.е. равномерное), то ХН рассматриваемой излучающей поверхности в плоскости вектора E (плоскости yoZ) не отличается от ХН идеальной плоской антенны в этой плоскости.

Вдоль оси ox поле распределено неравномерно: в середине оно максимально, к краям спадает до нуля; закон изменения амплитуды поля имеет вид

$$E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right). \quad (4.9)$$

Выражение для нормированной ХН в плоскости вектора H (плоскость xoz) имеет вид

$$F(\varphi^H) = \frac{\pi^2}{8} (1 + \cos \varphi^H) \frac{\cos[(ka/2) \sin \varphi^H]}{(\pi/2)^2 - [(ka/2) \sin \varphi^H]^2}. \quad (4.10)$$

Сравнивая (4.10) с (4.4), видно, что, по сравнению с идеальной плоской антенной, в данном случае изменился вид множителя системы.

Ширина главного лепестка ДН по нулевому излучению в плоскости вектора H определяется по формуле

$$2\varphi_0^H \approx 172^\circ \frac{\lambda}{a}, \quad (4.11)$$

а по половинной мощности – по формуле

$$2\varphi_{0,5}^H = 67^0 \frac{\lambda}{a}. \quad (4.12)$$

Ширина главного лепестка ДН в плоскости вектора E остается такой же, как и у идеального раскрыва.

Таким образом, при переходе от равномерного амплитудного распределения к распределению, спадающему к краям излучающей поверхности по закону косинуса, ширина ДН в соответствующей плоскости увеличивается примерно в 1,5 раза.

Одновременно с расширением главного лепестка ДН уменьшаются уровни боковых лепестков: уровень первого бокового лепестка составляет $\xi_1 = 0,066$, что в 3,2 раза меньше, по сравнению с идеальным раскрывом.

Расширение ДН объясняется тем, что в соответствии с амплитудным распределением по мере удаления от центра антенны в направлении оси ox возбуждение элементарных площадок становится слабее.

Очевидно, что поля, создаваемые близкими к краю поверхности площадками, из-за своей малости почти не влияют на величину результирующего поля антенны. Следовательно, уменьшение амплитуды возбуждающего поля к краям антенны эквивалентно уменьшению соответствующего размера антенны с равномерным распределением амплитуды возбуждающего поля.

Таким образом, можно сделать вывод: чем резче спадает амплитуда возбуждающего поля к краям излучающей поверхности, тем шире главный лепесток ДН и тем меньше уровень боковых лепестков. Это же положение может быть распространено и на АР.

Данное свойство излучающих поверхностей находит широкое практическое применение. Так, в тех случаях, когда требуются ДН с низким уровнем боковых лепестков, добиваются резко спадающего к краям антенны амплитудного распределения. Однако при этом расширяется главный лепесток ДН.

4.4.КНД излучающей поверхности

В случае идеальной плоской антенны выражение для КНД имеет вид

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2} S. \quad (4.13)$$

КНД идеальной плоской антенны тем больше, чем больше площадь этой антенны и чем короче длина волны. КНД антенны обратно пропорционален квадрату длины волны при постоянной площади антенны. Легко видеть, что с укорочением длины волны облегчается построение антенн с высоким КНД.

В случае неравномерного амплитудного распределения

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_D. \quad (4.14)$$

где S_D - действующая (эффективная) площадь антенны.

Выражая КНД излучающей поверхности с произвольным распределением возбуждающего поля через КНД идеальной плоской антенны, получаем

$$D = vD_0 = v \frac{4\pi}{\lambda^2} S, \quad (4.15)$$

где D_0 – КНД идеальной плоской антенны;

$v = S_D/S$ – коэффициент использования поверхности раскрыва (КИП).

Величина КИП раскрыва зависит от вида амплитудного и фазового распределения возбуждающего поля. КИП раскрыва тем меньше, чем резче амплитуда возбуждающего поля спадает к краям антенны.

В случае косинусоидального амплитудного распределения КИП равен 0,81, тогда КНД определяется как

$$D = 0,81 \frac{4\pi}{\lambda^2} S = 0,81D_0. \quad (4.16)$$

Уменьшение КНД излучающей поверхности со спадающим к краям амплитудным распределением по сравнению с идеальной излучающей поверхностью объясняется тем, что при одинаковой излучаемой мощности напряженность поля первой антенны в главном направлении будет меньше, чем напряженность поля второй антенны в этом же направлении, так как ДН первой антенны шире, чем второй.

В случае реальных излучающих поверхностей эффективная поверхность антенны S_D всегда меньше ее геометрической площади S .

Можно сказать, что действующей площадью реальной антенны называется площадь такой идеальной плоской антенны (излучающей поверхности с равномерным амплитудным распределением и синфазным возбуждением), КНД которой равен КНД данной реальной антенны.

4.5. Влияние фазового распределения на направленные свойства плоского раскрыва

Несинфазность излучающей поверхности может быть присуща данной антенне вследствие особенностей ее устройства, либо вызвана неточным выполнением антенны.

Фазовые искажения ухудшают направленные свойства антенны. Однако в некоторых случаях на излучающей поверхности специально устанавливают определенный закон распределения фазы для получения ДН специальной формы или управления ДН (изменение положения ДН в пространстве).

В самом общем случае фазовое распределение может являться функцией двух координат. Однако для упрощения исследования обычно рассматривают зависимость фазы от каждой координаты в отдельности.

Если начало прямоугольной системы координат поместить в центре прямоугольной излучающей поверхности, то распределение фазы поля на излучающей поверхности (по раскрыву) антенны имеет вид

$$\Psi(x) = \Psi_{1\max} \left[\frac{x}{a/2} \right] + \Psi_{2\max} \left[\frac{x}{a/2} \right]^2 + \Psi_{3\max} \left[\frac{x}{a/2} \right]^3 + \dots, \quad (4.17)$$

где $\Psi_{1\max}$, $\Psi_{2\max}$, $\Psi_{3\max}$ и т.д. – максимальные фазовые сдвиги соответствующих составляющих фазового распределения, получающиеся на краях излучающей поверхности $x = \pm a/2$, где a – размер поверхности (раскрыва) антенны.

Монотонные законы изменения фазы возбуждающего поля, как правило, могут быть с достаточной точностью представлены тремя первыми членами данного ряда: линейным, квадратичным и кубическим. В некоторых случаях фазовое распределение антенны хорошо описывается одним членом ряда.

Рассмотрим влияние на направленные свойства антенны наиболее простых фазовых распределений: линейного, квадратичного и кубического. При этом будем полагать, что амплитуда возбуждающего поля не зависит от координат.

Линейное фазовое распределение

При линейном распределении фазы $\psi(x) = \psi_{1max}(2x/a)$, напряженность возбуждающего поля изменяется по закону

$$E_s = E_y = E_0 \exp(-i\Psi_{1max} \frac{2x}{a}). \quad (4.18)$$

Вид распределения поля вдоль стороны a раскрыва показан на рис.4.6,а.

Так как фаза возбуждающего поля изменяется только вдоль размера a антенны, то интересно исследовать направленные свойства антенны только в плоскости xoz (рис.4.6,б).

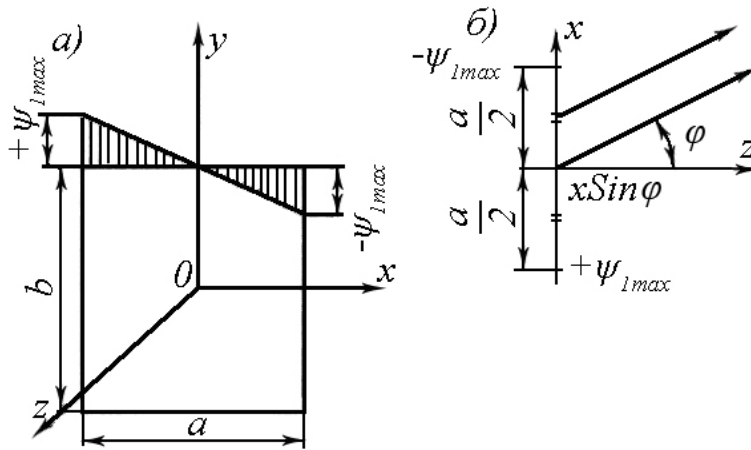


Рис.4.6 Линейный закон изменения фаз вдоль стороны a раскрыва

Для возбужденной поверхности с линейным фазовым распределением ХН раскрыва рассчитывается как

$$f(\varphi^H) = (1 + \cos \varphi^H) \frac{\sin[(ka/2) \sin \varphi^H - \Psi_{1max}]}{(ka/2) \sin \varphi^H - \Psi_{1max}}. \quad (4.19)$$

Направление максимального излучения находится как

$$\varphi_{max}^H = \arcsin(\psi_{1max} \frac{\lambda}{\pi a}). \quad (4.20)$$

Таким образом, следует, что ДН раскрыва с линейным фазовым распределением поворачивается, величина угла поворота определяется

величиной фазового сдвига. Поворот ДН происходит в сторону отставания фазы.

Аналогия между раскрывом с линейным фазовым распределением и несинфазной АР очевидна – свойства у них одинаковые.

Квадратичное фазовое распределение

При квадратичном распределении фазы $\psi(x) = \psi_{2max}(2x/a)^2$, напряженность возбуждающего поля изменяется по закону

$$E_s = E_y = E_0 \exp(i\Psi_{2max} (\frac{2x}{a})^2). \quad (4.21)$$

Вид распределения поля вдоль стороны a раскрыва показан на рис.4.7.

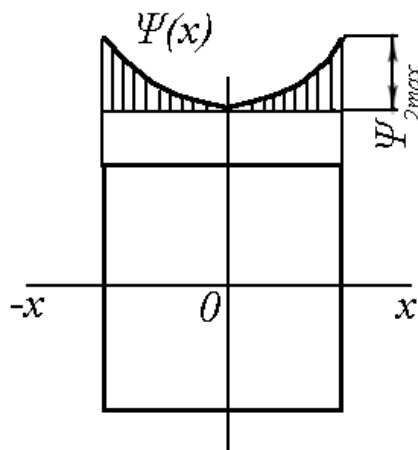


Рис.4.7 Квадратичный закон изменения фазы вдоль стороны a раскрыва

Вследствие симметричности фазового распределения относительно центра излучающей поверхности, ДН не поворачивается, причем она остается симметричной при любых значениях ψ_{2max} .

Влияние квадратичного изменения фазы на направленные свойства излучающей поверхности проявляется в следующем:

- исчезают нули между лепестками ДН;
- уровень боковых лепестков увеличивается: главный лепесток ДН расширяется и при больших значениях ψ_{2max} боковые лепестки полностью поглощаются расширяющимся главным лепестком;
- при значениях сдвигов фаз $\psi_{2max} \geq \pi$ происходит раздвоение главного лепестка: появляются два направления максимального излучения, излучение в направлении нормали уменьшается.

Таким образом, квадратичное фазовое распределение приводит к искажению ДН и ухудшению направленных свойств антенны.

При максимальных сдвигах фаз, не превышающих 45° , ДН как по ширине основного лепестка по половинной мощности, так и по уровню боковых лепестков почти не отличается от ХН идеальной плоской антенны.

ДН для нескольких значений фазовых сдвигов приведены на рис.4.8.

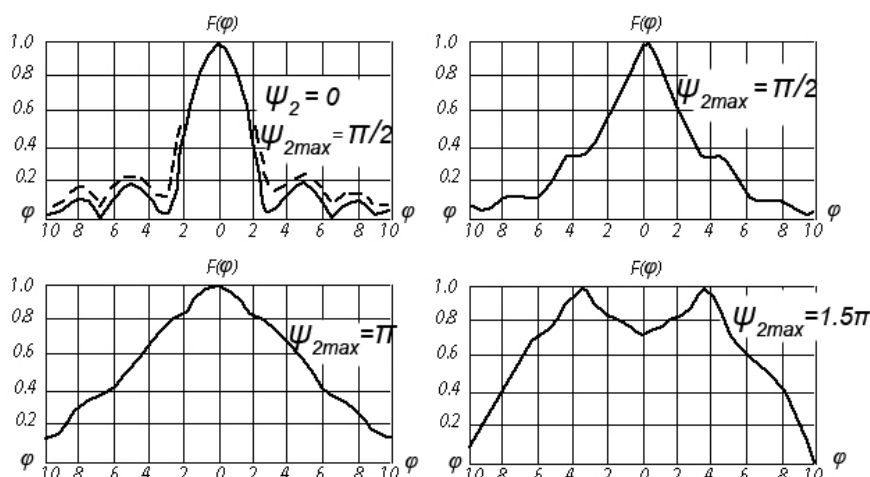


Рис.4.8 Диаграммы направленности площадки с квадратичным фазовым распределением

Кубическое фазовое распределение

При кубическом распределении фазы $\psi(x) = \psi_{3max}(2x/a)^3$, напряженность возбуждающего поля изменяется по закону

$$E_s = E_y = E_0 \exp(i\Psi_{3max} (\frac{2x}{a})^3). \quad (4.22)$$

Вид распределения поля вдоль стороны a раскрыва показан на рис.4.9.

Вследствие несимметричности фазового распределения (как и в случае линейных фазовых искажений), ДН раскрыва поворачивается, поворот происходит в сторону отставания фазы.

При небольших значениях ψ_{3max} (менее 180 градусов) угол отклонения ДН определяется как

$$\varphi_{max} \approx \arcsin(0,6\Psi_{3max} \frac{\lambda}{\pi a}). \quad (4.23)$$

ДН раскрыва с кубическим фазовым распределением показана на рис.4.10.

Все выводы относительно влияния различных фазовых распределений на направленные свойства плоского раскрыва относятся к случаю равномерного распределения амплитуды возбуждающего поля вдоль его сторон.

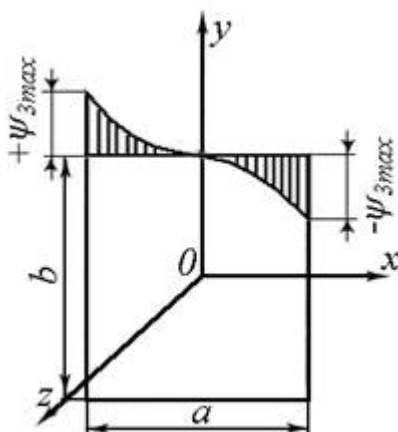


Рис.4.9 Кубический закон изменения фазы вдоль стороны a раскрыва

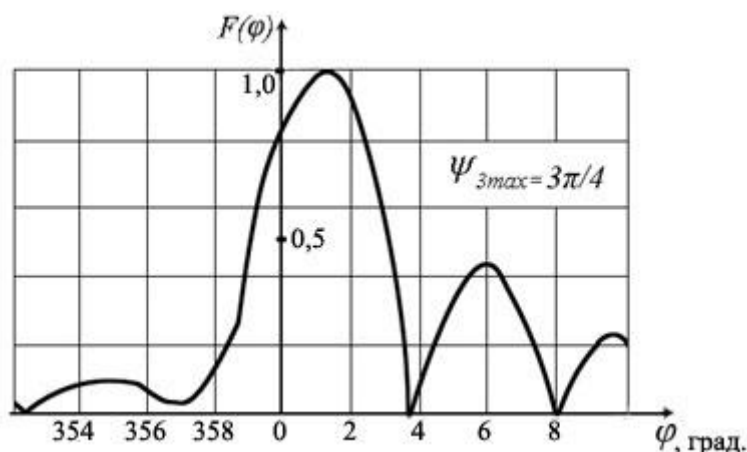


Рис.4.10 Диаграмма направленности раскрыва с кубическим фазовым распределением

При спадающем к краям распределении влияние изменения фазы на ДН уменьшается. Поскольку различные законы изменения фазы связаны с ухудшением направленных свойств раскрыва, то при наличии фазовых искажений его КИП уменьшается.

Основные выводы:

– плоская возбужденная поверхность (раскрыв, или апертура) формирует узконаправленную ДН;

- раскрыв представляет собой совокупность бесконечного числа элементарных площадок, называемых источниками Гюйгенса;
- источник Гюйгенса имеет ДН в виде кардиоиды, т.е. обладает однонаправленными свойствами, причем в обеих главных плоскостях;
- ХН раскрыва представляет собой произведение ХН источника Гюйгенса на множитель системы;
- направленные свойства раскрыва зависят от размеров его сторон, амплитудного и фазового распределения вдоль них;
- эффективность излучения раскрыва определяется величиной его КИП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная литература

1. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн. Под редакцией Ерохина Г.А. - М.:Горячая линия - Телеком, 2004.
2. Ерохин Г.А., Чернышев О.В., Козырев Н.Д., Кочержевский В.Г. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн. - М.:Радио и связь, 1996.
3. Антенны. Карл Ротхаммель - М.:Данвел, 2007.
4. Warren L. Stutzman , Gary A. Thiele. Antenna Theory and Design. 3rd Edition. John Wiley, 2012.
5. Ликонцев Д.Н. Конспект лекций по дисциплине “Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства мобильных систем связи” по направлению образования «Мобильные системы связи». – Т.: ТУИТ, 2012.
6. Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича ҳаракатлар стратегияси тўғрисида. Ўзбекистон Республикаси Перзидентининг ПФ-4947-сон фармони. Тошкент, 2017 йил 7 феврал.
7. Мирзиёев Ш.М. Буюк келажакимизини мард ва олижаноб халқимиз билан бирга қурамыз. 2017.
8. Мирзиёев Ш.М. Қонун устуворлиги ва инсон манфаатларини таъминлаш – юрт тараққиёти ва халқ фаровонлигининг гарови. 2017.
9. Мирзиёев Ш.М. Эркин ва фаровон, демократик Ўзбекистон двалатини биргаликда барпо этамыз. 2017.

Дополнительная литература

1. Ликонцев Д.Н. Антенно-фидерные устройства: Конспект лекций. – Т.: ТУИТ, 2002.
2. Дрaбкин А.Л., Зузенко В.Л., Кислов А.Г. Антенно-фидерные устройства. – М.: Советское радио, 1974.
3. Губенко В.А., Кан В.С. Исследование направленных свойств панельных антен: Учебный комплекс по дисциплине «Основы антенн». – Т.: ТУИТ, 2015.

ОСНОВЫ АНТЕНН. ЧАСТЬ 1
УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Рассмотрено на заседании кафедры СТРВ
24.04.2018 г. (протокол № 30)
и рекомендовано к печати.

Рассмотрено на Научно-методическом Совете ФТТ
01.05.2018 г. (протокол №9)
и рекомендовано к печати.

Рассмотрено на Научно-методическом Совете ТУИТ
23.05.2018 г. (протокол №10)
и рекомендовано к печати.

Составитель: В.А.Губенко

Рецензент: Ш.У.Пулатов

Отв. редактор: Р.И.Исаев

Корректор: С.Х.Абдуллаева

Заказ №

Печать

Тираж

Количество