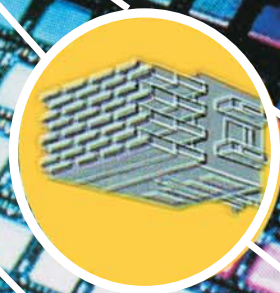


АНТЕННЫ С ЭЛЕКТРОННЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

О.Г. ВЕНДИК, М.Д. ПАРНЕС
под редакцией Л.Д. Бахраха



*Посвящается памяти нашего учителя
профессора Юрия Яковлевича Юрова*

**АНТЕННЫ
С ЭЛЕКТРОННЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА
ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ**

О.Г. ВЕНДИК

М.Д. ПАРНЕС

Под редакцией Л.Д. Бахраха

2001 г.

ВЕНДИК О.Г., ПАРНЕС М.Д.
АНТЕННЫ С ЭЛЕКТРОННЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА
(ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ)

ISBN

Эта книга посвящена теоретическому обобщению и исследованию вопросов формирования диаграммы направленности и изменения направления излучения системы излучателей, образующих антенну с электронным сканированием. В частности, такая система излучателей рассматривается как фазированная антенная решётка (ФАР). В наиболее общей форме представлены свойства таких систем излучателей и даются рекомендации по построению систем, удовлетворяющих заданным требованиям.

Книга рассчитана на научных и инженерно-технических работников, занятых исследованием и разработкой антенных устройств современных радиотехнических систем. Книга может быть полезна аспирантам и студентам старших курсов соответствующих специальностей.

ISBN

УДК 621.396

ББК

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора (Л.Д. Бахрах)
От авторов настоящего издания
Предисловие к изданию 1965 г.

Введение

Глава 1. Особенности антенн с электронным движением луча

§ 1.1. О структуре антенн с электронным движением луча	10
§ 1.2. Классификация антенн с электронным движением луча	13
§ 1.3. Переходные процессы при электрическом движении луча антенны Квазистатический режим работы	16
§ 1.4. Шумовые характеристики антенны	20
§ 1.5. Сверхнаправленные антенны и антенны уменьшенных размеров	24

Глава 2. Свойства системы излучателей

§ 2.1. Диаграмма направленности антенны	29
§ 2.2. Излучатель в составе решетки	35
§ 2.3. Взаимная связь между излучателями	38
§ 2.4. Количественная оценка взаимной связи между слабонаправленными излучателями	47
§ 2.5. Максимум коэффициента направленного действия системы излучателей	52
§ 2.6. Оценка уровня бокового излучения и величина КНД при амплитудно-фазовом распределении, отличающемся от оптимального	56
§ 2.7. Свойства фазовой диаграммы направленности системы излучателей, обеспечивающей максимум коэффициента направленного действия	63
§ 2.8. Статистическая оценка смещения луча системы излучателей	66

Глава 3. Оптимальные системы излучателей с электронным движением луча в одной плоскости

§ 3.1. Линейка излучателей	75
§ 3.2. Синтез линейки излучателей с движением луча	84
§ 3.3. Линейка с минимальным числом управляющих устройств. Матричные схемы	92
§ 3.4. Некоторые свойства формирующих многополюсников. Теоретические ограничения по отношению к диаграммам направленности многолучевых антенн	104

Глава 4. Оптимальные системы с двумерным движением луча

§ 4.1. Минимальное число элементов в антенне с двумерным движением луча	106
§ 4.2. Плоские решётки излучателей с двумерным движением луча	109
§ 4.3. Неравномерное пространственное расположение излучателей на плоскости.....	115
§ 4.4. Линейное частотное сканирование	126
§ 4.5. Нелинейное сканирование на основе двух частот (двухчастотное сканирование)	129

Глава 5. Искажение диаграммы направленности антенны с электронным движением луча

§ 5.1. Положение луча антенны при известном амплитудно-фазовом распределении токов в плоской решетке излучателей	134
§ 5.2. Систематические угловые ошибки линейки излучателей. Вклад квантования фазового распределения	141
§ 5.3. Оценка уровня боковых лепестков плоской решетки излучателей.....	145
§ 5.4. Число разрядов дискретного фазовращателя в составе плоской решётки излучателей	150
§ 5.5. Влияние взаимной связи между излучателями на форму диаграммы направленности системы	154
§ 5.6. Влияние взаимной связи между излучателями на коэффициент направленного действия и коэффициент усиления системы.....	159
§ 5.7. Широкополосность антенны с электронным движением луча.....	170

Глава 6. Управляющие устройства в составе антенны с электронным движением луча

§ 6.1. Коммутационное качество управляющего устройства в составе антенны с электронным движением луча	174
§ 6.2. Дискретные фазовращатели на основе $p-i-n$ диодов	180
§ 6.3. Фазовращатели на полевых транзисторах.....	186
§ 6.4. Фазовращатели на микроэлектромашинных системах (МЭМС)	190
§ 6.5. Фазовращатели на основе намагниченного феррита	193
§ 6.6. Сегнетоэлектрические фазовращатели и бездисперсионные линии задержки	200

Глава 7. Вопросы конструирования

§ 7.1. Основные схемы построения антенн с электронным движением луча.....	207
§ 7.2. Энергетические характеристики антенных решеток	218
§ 7.3. Примеры построения антенных решеток.....	227

Литература	245
-------------------------	-----

Текст книги и программа на базе приведенных в книге соотношений для вычисления основных характеристик антенных решеток (компакт-диск для Windows 98)

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Первое издание предлагаемой читателю книги [1.1] хорошо знакомо специалистам по антенной технике старшего поколения, тем, кто работал в 60 — 70-х годах с фазированными антенными решётками (ФАР) и другими антеннами с электронным сканированием.

Первая антенна с электронным сканированием была разработана под руководством Ю. Я. Юрова в 1955 г. [1.2]. Автору настоящих строк довелось быть в составе Правительственной комиссии, принимавшей работу группы Ю.Я. Юрова в Ленинградском электротехническом институте (ЛЭТИ) весной 1955 г. Работы по антеннам с электронным сканированием были продолжены в ЛЭТИ и в последующие годы, что находило отражение в докладах, представляемых Ю.Я. Юровым и его учениками на Всесоюзные конференции по теории и технике антенн, которые в то время созывались практически ежегодно. В 1965 г. в издательстве «Советское Радио» вышла упомянутая выше книга, в которой были изложены теоретические основы принципа действия антенн с электронным сканированием, их синтеза и проектирования. Книга была написана О.Г. Вендиком, выпускником ЛЭТИ 1954 г., учеником Ю.Я. Юрова.

В начальный период ФАР находили применение исключительно в военной аппаратуре. В настоящее время ФАР и другие варианты антенн с электронным сканированием широко используются в различных видах и невоенной радиоаппаратуры — это радионавигационных системах обеспечения аэропортов, системах спутникового вещания и связи с искусственными спутниками земли, системах связи с подвижными объектами и системах обеспечения безопасности движения автомобиля.

После длительного перерыва в 1998 г. в Москве была созвана XXVIII Конференция по теории и технике антенн. Теперь конференция стала международной. Среди докладчиков и участников конференции были специалисты из США, Франции, Швеции и других стран. Значительная часть докладов была посвящена ФАР. В кулуарах конференции многие специалисты из Российских научных центров говорили о том, что книга О.Г. Вендика до сих пор сохранила свое значение как пособие по разработке антенн с электронным сканированием, хотя и стала библиографической редкостью. Высказывались пожелания о том, что хорошо было бы книгу переиздать. Действительно, несмотря на то, что после издания книги прошло более тридцати лет, в новейших публикациях часто встречаются ссылки на материал книги. Так в Трудах упомянутой XXVIII Конференции по теории и технике антенн находим две ссылки на книгу [1.1]: в докладе, посвящённом оценке взаимной связи между антеннами [1.3], и в докладе, посвящённом оптимизации элемента антенной решётки [1.4]. В статьях, опубликованных за последние годы в сборнике «Антенны», журналах «Радиотехника», «Радиотехника и Электроника», также можно встретить ссылки на книгу [1.1]. Это значит, что она до сих пор нужна, и её новое издание несомненно принесёт пользу.

В новом издании книга имеет двух авторов (О.Г. Вендик и М.Д. Парнес) и получила изменённое название «Антенны с электронным движением луча (Введение в теорию)». В основу второго издания положен текст первого издания, при этом текст отредактирован и существенно дополнен (см. Предисловие авторов второго издания). Книга оснащена ссылками на современную литературу по проблеме.

Несколько слов об авторах второго издания книги.

О.Г. Вендик — профессор С.-Петербургского электротехнического университета «ЛЭТИ», известный специалист в области техники СВЧ университета «ЛЭТИ». Заметим, что на XXVIII Конференции по теории и технике антенн он сделал пленарный (приглашённый) доклад по элементной базе антенн с электронным сканированием [1.5]. Начиная с 1988 г., О.Г. Вендик — активный участник Европейской Конференции по Технике СВЧ (European Microwave Conference). На этой конференции им сделаны три пленарных (приглашённых) доклада. В 1992-1997 гг. он член Программного комитета конференции. О.Г. Вендик неоднократно работал в зарубежных университетах в Англии, Швеции, Германии.

М.Д. Парнес, также ученик Ю.Я. Юрова, выпускник ЛЭТИ 1980 г., кандидат технических наук, в настоящее время руководит фирмой «Аскор», осуществляющей разработку и производство СВЧ антенн. Высокий теоретический уровень и практический опыт авторов говорит о том, что новое издание книги безусловно отвечает современным требованиям к книге, которая должна обеспечить фундаментальные основы разработки и использования современных антенн с электронным управлением диаграммой направленности.

Надеюсь, что новое издание книги будет содействовать дальнейшему развитию техники антенн в нашей стране.

Чл. корр. РАН, Л.Д. Бахрах, Москва, 2001 .

ОТ АВТОРОВ НАСТОЯЩЕГО ИЗДАНИЯ

Предлагаемая читателю книга представляет собой частично переработанное издание книги «Антенны с немеханическим движением луча (введение в теорию)», увидевшей свет в издательстве «Советское Радио» в 1965 г. Во Введении к первому изданию содержался абзац: *«Представив ближайшие перспективы развития радиотехники, мы легко можем прийти к выводу, что антенны с медленным и инерционным механическим движением должны уступить место антеннам с немеханическим управлением, подобно тому, как диск Нипкова уступил место электронным трубкам»*. Развитие антенной техники за прошедшие годы подтвердило правильность высказанного предположения. За это время опубликовано много монографий и учебных пособий, посвящённых антеннам с электронным управлением и в особенности фазированным антенным решёткам (ФАР). Как показал опыт общения со специалистами, занятыми разработкой и применением антенн с электронным управлением, основные положения теории таких антенн, развитые в начальный пионерский период освоения нового направления, сохранили своё значение. Это и стало причиной того, что мы решились объединить наши усилия и переиздать книгу после её некоторой переработки.

Переработка коснулась тех разделов, в которых применение современной вычислительной техники позволило упростить расчётные процедуры и отказаться от громоздких аналитических преобразований. В новом издании книги добавлены разделы, посвящённые принципам действия и характеристике качества управляющих устройств ФАР, расширен раздел, посвящённый влиянию квантования фазового распределения на свойства диаграммы направленности ФАР, более подробно рассмотрены неэквидистантные решётки излучателей, включён раздел, посвящённый сверхнаправленным антеннам и антеннам уменьшенных размеров. В новом издании приведены примеры современных конструкторских решений ФАР, устранены замеченные опечатки, раскрыты некоторые абзацы, которые начинались словами: «легко видеть, что...», а также обновлён список литературы.

Мы открываем список литературы перечнем монографий и учебных пособий на русском и английском языках [2.1 2.30], которые оказались в поле нашего зрения. Мы не можем утверждать, что этот список полон. Однако и в таком виде он может быть полезен читателю, который ставит своей целью получить представление о современном состоянии теории и практической реализации антенных систем с электронным управлением диаграммой направленности. Мы рекомендуем обратить внимание на обзор Эли Брукнера, опубликованный в Трудах 28-й Московской конференции по теории и технике антенн [4.28], а также на статью о пионерских работах группы Юрова Ю.Я. в 1955–1960 гг., которая была опубликована в сборнике «Антенны» [1.2].

Авторы весьма признательны Л.Д. Бахраху за помощь в работе над новым изданием книги, а также за предоставленные материалы о новых методах частотного сканирования, включенные в книгу как §4.3, 4.4, 4.5. Разделы по управляющим устройствам § 6.1, 6.2, 6.3 написаны И.Б.Вендик, а параграфы 7.1, 7.2, 7.3 написал М.Д.Парнес.

Авторы благодарны Г.А.Ивановой за дизайн книги, подготовку всех рисунков, а также за большую работу по компьютерной верстке.

О.Г. Вендик, М.Д. Парнес, С.-Петербург, 2001.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ИЗДАНИЮ 1965 г.

В периодической литературе имеется много работ, посвященных антеннам с немеханическим движением луча. Интерес к ним вызван непрерывным ростом объема информации, которую должны перерабатывать современные радиотехнические системы. Их антенны должны позволять быстро и гибко изменять направление максимума приема или излучения электромагнитных волн зачастую по весьма сложным законам, основанным на требованиях теории информации. Эти требования, предъявляемые к антеннам, оказываются в большинстве случаев невыполнимыми с помощью старой техники антенн с механическим приводом. Кроме решения задач, предъявляемых требованиями теории информации, немеханическое движение луча антенны позволяет получить новое эффективное решение таких технических задач, как стабилизация луча антенны при качке корабля, а также убрать тяжелые электромеханические приводы антенн с обычным медленным круговым обзором и за счет этого повысить надежность системы в целом. Электрическое управление излучением антенны позволяет придать антенне ряд качественно новых свойств. Такая антенна в составе радиотехнической системы выполняет функции не только приема или излучения электромагнитной энергии. Она используется как активный элемент обработки информации о распределении источников энергии в окружающем антенну пространстве.

Появление и быстрое внедрение в жизнь антенн этого типа поставило новые задачи перед инженерами, занятыми разработкой антенных устройств. Несмотря на обилие периодической литературы, в настоящий момент нет руководств, обобщающих теоретический и практический опыт изучения и разработки антенн с немеханическим движением луча. Журнальные статьи, посвященные этим вопросам, можно разделить на две группы: 1) описание конкретных конструкций и их технических характеристик; 2) теоретические работы, посвященные анализу общих свойств антенн с электрическим управлением диаграммой направленности, а также вопросам синтеза таких антенных систем. Непосредственное использование журнальных статей для инженера-разработчика, как правило, затруднительно из-за отсутствия системы, разноречия в обозначениях и т.д. Настоящее издание является попыткой создать пособие, в котором обобщены основные положения теории, выведены математические соотношения, необходимые для анализа и синтеза антенн с немеханическим движением луча.

При разработке всякой антенны с движением луча приходится решать две основные группы вопросов:

1. Компоновка антенной системы.
2. Разработка системы, осуществляющей обработку сигнала.

Первая группа охватывает вопросы формирования диаграммы направленности системой излучателей, из которых составлена антенна и исследования закономерностей ее движения, расчет ошибок, возникающих при движении диаграммы направленности, вопросы подавления боковых лепестков и т. п.

Вторая группа содержит вопросы, связанные с обработкой сигналов, поступающих в отдельные излучатели. Система обработки сигнала может представлять собой совокупность управляющих устройств, воздействующих на поток электромагнитной энергии в фидерном тракте (фазовращатели, коммутаторы), и электронной схемы для управления ими. В некоторых случаях обработка сигнала может осуществляться единой электронной схемой, включающей в себя различные комбинации следующих элементов: приемников, усилителей, преобразователей и умножителей частоты, фазосдвигающих элементов, систем памяти, систем кодирования сигналов и их цифровой обработки. Построение системы излучателей должно вестись параллельно с разработкой устройств, осуществляющих обработку сигнала. Может оказаться, что удачно разработанная система излучателей практически трудно реализуется из-за невыполнимости требований, которые она предъявляет к управляющим устройствам. К сожалению, мы еще не располагаем устройствами, способными управлять амплитудой и фазой электромагнитной волны, с достаточно высокой скоростью, которые удовлетворяли бы всем предъявляемым к ним требованиям: стабильности,

точности, низкому уровню шумов, надежности, умеренной стоимости и достаточной долговечности. Поэтому конструктору антенн с немеханическим движением луча для удовлетворения противоречивых требований приходится идти по пути компромиссного решения ряда вопросов. Первым шагом в этом направлении является изучение свойств систем излучателей, из которых построена антенна, законов формирования управляемых диаграмм направленности.

Эта книга посвящена изучению свойств систем излучателей, предназначенных для немеханического движения луча. Таким образом, она охватывает вопросы первой группы, связанные с компоновкой антенной системы. В ней почти не рассматриваются вопросы, связанные с системами обработки сигналов, т. е. принципы действия и методы расчета фазовращателей, коммутаторов, электронных схем для управления ими или электронных схем для непосредственной обработки сигнала, будут только вкратце затронуты общие характеристики управляющих устройств и основные параметры некоторых из них.

Такое содержание книги совершенно не означает, что построение хорошей системы обработки сигнала в антенне с немеханическим управлением диаграммой направленности — простая задача, не требующая углубленной научной разработки соответствующих вопросов.

Изучение свойств систем излучателей позволяет создать основу для решения вопроса о компоновке антенных систем с немеханическим движением луча. В настоящее время этот вопрос, как правило, решается интуитивно в основном на основе представлений, полученных при анализе решеток с неподвижной диаграммой направленности. Даже такой первоочередной вопрос, как выбор числа отдельных излучателей, из которых должна состоять антенна, вызывает споры и недоумения. Число излучателей может достигать несколько тысяч, и ошибка в 1,5 — 2 раза приводит к существенному усложнению антенны. Важной характеристикой, системы излучателей является также точность, с которой система может выдерживать заданное положение луча в пространстве при определенных погрешностях в работе управляющих устройств. Серьезные трудности возникают при расчете взаимной связи между излучателями и учете ее влияния на свойства антенны.

Для изучения общих свойств системы излучателей в книге использованы общие соотношения, развитые по теории синтеза антенных систем А. А. Пистолькорсом и Л. Д. Бахрахом. При выяснении предельных соотношений для КНД системы и для минимального числа элементов в ней использована работа М. И. Конторовича и Ю. В. Петрунькина. При анализе свойств решеток использованы работы М. фон Аулока и Дж. Аллена.

В значительной части материал книги основан на оригинальных научных результатах, полученных на кафедре Теоретических основ радиотехники ЛЭТИ им. В. И. Ульянова (Ленина) в течение 1954 — 1963 гг. Эти результаты частично были использованы при чтении лекций по курсу «Антенно-фидерные устройства», в программу которого впервые в 1958 г. был включен раздел «Антенны с немеханическим качанием луча». Большинство этого материала было опубликовано или доложено на всесоюзных сессиях НТОР и Э им. А. С. Попова и на научно-технических конференциях в ЛЭТИ. Отдельные результаты впервые публикуются в этой книге. Это относится к расчету влияния взаимной связи между излучателями на свойства системы, а также к выводу матричных соотношений для формирующих многополюсников в сложных антенных системах.

Считаю своим долгом выразить благодарность зав. кафедрой Теоретических основ радиотехники Ю. Я. Юрову, по инициативе которого в 1954 г. в ЛЭТИ были начаты работы по немеханическому качанию луча антенны, а также сотрудникам кафедры: Р. И. Кипперу, И. Г. Мироненко, В. А. Степанову, Ю. В. Егорову, Е. С. Саблину, участие которых в работах по антеннам с управляемыми диаграммами направленности сделало возможным получение результатов, положенных в основу этой книги. При подготовке рукописи к изданию были использованы советы и замечания Ю. В. Петрунькина, М. Б. Заксона, Г. М. Месропова и М. Е. Старика, за которые я им весьма признателен.

Настоящая книга является первой попыткой систематического изложения теории антенн с немеханическим движением луча, поэтому совершенно ясно, что в будущем потребуется большая работа по ее совершенствованию. В связи с этим прошу читателей дать свои замечания как по существу рассматриваемых вопросов, так и по характеру их изложения.

О.Г. Вендик, Ленинград, 1964.

ВВЕДЕНИЕ

Под *антенной с электронным движением луча* понимается антенное устройство, способное при помощи действия электрических элементов схемы изменять в пространстве направление главного максимума или в некоторых случаях форму диаграммы направленности, оставаясь механически неподвижным.

Назначение всякой антенны состоит в том, чтобы принимать или излучать электромагнитные волны. Большинство антенн современных радиотехнических устройств имеет ярко выраженные направленные свойства, что позволяет сконцентрировать энергию излученных радиоволн в заданном секторе. Естественно, что сектор, в котором антенна концентрирует энергию, может быть произвольно сориентирован в пространстве, причем эта ориентация может изменяться по мере выполнения задач, поставленных перед радиотехническим устройством, в состав которого входит данная антенна.

Изменение направления приема или передачи электромагнитных волн можно производить по-разному. На первый взгляд проще всего механически поворачивать всю антенну так же, как поворачивают прожектор или телескоп.

При конструировании антенных систем такой способ движения луча часто оказывается на практике неосуществимым в силу ряда причин, носящих самый разнообразный характер. Поэтому приходится применять механически неподвижные конструкции антенн, направление приема или передачи которых изменяются с помощью действия электрических элементов схем.

Физической основой немеханического управления диаграммой направленности антенны служит следующее: излучаемая всякой антенной энергия концентрируется в том направлении, в котором излученные различными частями антенны волны складываются, имея оптимальное соотношение фаз. Естественно, что если в отдельных частях антенны фазы токов изменяются под воздействием каких-либо управляющих устройств, то изменяется и направление, в котором соотношение фаз оказывается оптимальным. По существу, управление диаграммой направленности антенны — это управление процессами интерференции волн, излученных отдельными частями антенны [3.1 — 3.5].

Одна из первых антенн с немеханическим управлением диаграммой направленности была построена в 1937 г. для трансатлантической радиотелефонной линии связи [3.6 – 3.8]. Эта антенна, обладая довольно высокой направленностью, позволяла изменять направление приема в вертикальной плоскости и таким путем избирать направление прихода лучей, наименее ослабленных при отражениях от ионосферы. Так как благодаря направленным свойствам антенны осуществлялся прием только одного отраженного луча, то резко уменьшались замирания сигнала. Эта антенна представляла собой систему ромбических антенн, расположенных вдоль прямой на участке около 1,5 км. Естественно, что о механическом наклоне такой системы для изменения направления приема не могло быть и речи. Поэтому управление диаграммой направленности осуществлялось немеханическим способом путем изменения фазовых соотношений между токами в отдельных ромбах. В данном случае немеханическое движение луча пришлось применить из-за невозможности механического управления антенной огромных размеров.

Аналогичное положение получается при сооружении гигантских радиотелескопов в виде системы зеркал или радиоинтерферометров, имеющих размеры, измеряемые многими километрами. Иногда и при меньших размерах антенн масса конструкции, а также усилия, возникающие при сильном ветре, делают очень сложным механическое управление антенной. Тогда также приходится переходить к электронному движению луча. Как было сказано выше, принципиальная возможность электронного управления лучом антенны была известна в 20 — 30-х годах, т. е. в период зарождения и первоначального развития антенной техники [3.1 — 3.5]. Антенны с управляемой диаграммой стали получать широкое применение, начиная с 1953 — 1955 гг., когда развитие авиационной и ракетной техники выдвинуло новые требования к антенным устройствам. С появлением и развитием таких отраслей радиотехники, как радионавигация, радиолокация, радиоастрономия, направленные свойства антенн стали использовать для того, чтобы определять направление на источник излученной или отраженной электромагнитной волны.

Использование антенн для определения направления на источник излучения и для исследования распределения этих источников в окружающем пространстве приводит к необходимости осуществлять обзор окружающего пространства, сопровождение движущихся объектов, быстро изменять направление максимального приема или передачи, чтобы работать с несколькими объектами. Наиболее эффективно эти задачи могут решаться только в том случае, когда направление максимального приема или передачи может изменяться быстро и по любому закону, предписанному требованиями оптимального сбора информации о распределении и движении источников в окружающем антенну пространстве. В этом случае, даже если размеры антенны невелики, быстрое и безынерционное управление направленными свойствами антенны возможно только немеханическим способом. К настоящему времени основным конструктивным решением антенны с управляемой диаграммой направленности стала фазированная антенная решётка (ФАР). Первая ФАР, правда с механическими роторными фазовращателями, была, по-видимому, реализована в 1947 г. [3.7].

Антенна с электронным управлением диаграммой направленности входит в состав радиотехнической системы. Наличие такой антенны определяет структуру всей радиотехнической системы. Недавно прозвучало образное выражение «ФАР — глаза радиотехнической системы» [4.33]. Развитие антенной техники привело к созданию адаптивных антенн [2.22, 5.28], у которых не только изменяется направление приёма или передачи сигнала, но и в соответствии с задачами, решаемыми радиотехнической системой, изменяется форма диаграммы направленности. Например, в диаграмме направленности могут формироваться нули в тех направлениях, откуда приходят шумы или организованные помехи. В последнее время планируется использование адаптивных антенн в системах связи с подвижными объектами [4.34].

Приведенные примеры показывают, что причины, побудившие конструкторов антенн применять электронное управление лучом антенны, различны, области применения этих антенн также весьма широки: от систем радиотелефонной связи до радиотелескопов.

Значительную роль в развитии техники антенн с электронным управлением играют управляющие устройства – элементы СВЧ цепей, в которых происходит управление амплитудой или фазой волны. В связи с этим в книгу включена новая глава «Управляющие устройства в составе антенны с электронным движением луча».

Если к середине 60-х годов основные принципы построения и оптимизации антенн с электронным управлением были сформулированы и в достаточной степени разработаны, то развитие техники управляющих устройств не завершилось ещё и сегодня. Первые ФАР были осуществлены на основе ферритовых фазовращателей, в конце 60 – х годов им на смену пришли фазовращатели на

p-i-n диодах, затем появились фазовращатели на полевых транзисторах, сегнетоэлектрических элементах и, наконец, фазовращатели на основе микроэлектромеханических систем (МЭМС). Микроэлектромеханические системы – это механические ключи, изготавливаемые на основе микроэлектронной технологии. Они обеспечивают время переключения 5...10 мкс и имеют размеры в пределах нескольких десятков микрометров. Среди возможных конструктивных решений ФАР следует выделить активные ФАР (АФАР), которые в цепях питания каждого излучателя содержат усилители мощности в режиме передачи или маломощные усилители в режиме приёма. Естественно, что конструктивные решения АФАР имеют свои особенности, однако, с точки зрения формирования диаграммы направленности и управления её АФАР не имеет принципиальных отличий от ФАР с пассивными управляющими устройствами. Мы не будем касаться технико-экономических факторов, связанных с использованием антенн с электронным движением луча, а рассмотрим только особенности самих антенн и их технические характеристики.

ГЛАВА 1

ОСОБЕННОСТИ АНТЕНН С НЕМЕХАНИЧЕСКИМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

ВВЕДЕНИЕ

Получение направленных свойств любой антенны основано на явлении интерференции электромагнитных волн. В том направлении, в котором волны, излученные различными участками антенны, усиливают друг друга, образуется главный максимум излучения, в других направлениях волны, излученные различными участками антенны, в большей или меньшей мере гасят друг друга. Для получения главного максимума излучения в требуемом направлении нужно управлять процессами интерференции, т. е. распределением амплитуд и фаз напряженности излучающих полей.

Конструктивные решения системы, в которой могут быть созданы нужные распределения амплитуд и фаз, могут быть чрезвычайно разнообразными. Столь же разнообразен и круг вопросов, который приходится решать при теоретическом исследовании или конструировании антенны с немеханическим движением луча. Прежде чем приступить к последовательному изложению теории этих антенн, необходимо дать общую характеристику их структуры, рассмотреть технические средства, с помощью которых достигается немеханическое движение луча, и ввести некоторую систему, с помощью которой будет легче ориентироваться в многообразии этих сведений. Рассмотрению этих вопросов посвящены два первых параграфа этой главы.

Применение антенн с немеханическим движением луча способствует увеличению скорости получения информации о распределении источников излучения в окружающем антенну пространстве. Объем информации, полученной в единицу времени, зависит не только от скорости обзора, но и от соотношения сигнал/шум в системе в целом. Антенная система является первым звеном в цепи обработки информации. При использовании современных усилителей, обладающих малыми собственными шумами, шумы антенны становятся соизмеримыми с шумами входных цепей приемных устройств. Поэтому одной из важных характеристик современной антенной системы является ее эквивалентная шумовая температура. Длительность переходных процессов управления лучом и шумовые параметры антенн также вошли в круг вопросов, обсуждаемых в этой главе.

§ 1.1. О СТРУКТУРЕ АНТЕНН С НЕМЕХАНИЧЕСКИМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

Цель этого параграфа - ознакомить читателя со структурными элементами антенны с немеханическим движением луча, рассказать о роли этих элементов в образовании основных характеристик антенны и о принятом в данной книге подходе к изучению этих характеристик. Во всякой антенне с немеханическим движением луча можно выделить три основные части

- 1) излучающую систему;
- 2) управляющие устройства;
- 3) распределитель.

Поступающая от генератора электромагнитная энергия разветвляется в распределителе на отдельные части. Каждая из этих частей поступает в соответствующее управляющее устройство и, пройдя его, — в излучающую систему антенны. Таким образом, напряженность электромагнитного поля или ток в излучающей системе формируются путем сложения напряженности полей или токов, подведенных к ней по нескольким каналам, каждый из которых питается через свое управляющее устройство.

Излучающая система антенны с немеханическим движением луча представляет собой совокупность излучателей, обеспечивающих получение в раскрыве антенны управляемого амплитудно-фазового распределения, которое может изменяться в заданных пределах.

Управляющие устройства управляют потоком электромагнитной энергии, в результате чего происходит изменение распределения амплитуд и/или фаз волн в каналах, по которым энергия подводится к излучающей системе. В простейшем случае это пассивные многополюсники-

фазовращатели или коммутаторы, встроенные в систему волноводов или передающих линий. В общем случае система управляющих устройств может содержать в себе более сложные элементы, в том числе и активные, преобразователи частоты, усилители мощности и умножители.

Распределитель — важный элемент антенны с немеханическим движением луча. При передаче он осуществляет распределение энергии между каналами, таким образом, от него зависит исходное амплитудно-фазовое распределение полей и токов в излучающей системе. При приеме в распределителе происходит суммирование волн, пришедших по различным каналам от излучающей системы. В случае пассивных управляющих устройств с малыми потерями свойства распределителя как многополюсника сказываются еще в том, что при некотором рассогласовании излучающей системы между ней и распределителем образуются стоячие волны, режим которых в значительной мере зависит от свойств распределителя.

Положение луча антенны зависит от того, в каком состоянии находятся управляющие устройства. Состояние управляющих устройств определяется электронной схемой, вырабатывающей напряжения или токи, поступающие на управляющие устройства антенны. На вход этой системы подводится сигнал (напряжение, ток, кодовые группы импульсов), который в дальнейшем мы будем называть *управляющим воздействием*. Таким образом, положение луча антенны является функцией управляющего воздействия. В некоторых случаях выделенные нами структурные части антенны с немеханическим движением луча конструктивно могут представлять одно целое. Тем не менее, физические процессы, происходящие в системе при излучении, управлении или распределении электромагнитной энергии, различны, и поэтому функции элементов, связанные с излучением, управлением или распределением всегда могут быть разделены.

Различные структурные элементы антенны по-разному влияют на параметры системы в целом. Так, например, параметры диаграммы направленности и ее движения определяются особенностями излучающей системы; скорость управления лучом, возникающие в системе потери СВЧ энергии, как правило, зависят от особенностей управляющих устройств и связанной с распределителем схемы их включения. В то же время такой весьма важный параметр антенны с немеханическим движением луча, как угловые ошибки, зависит в равной мере от свойств излучающей системы, точности работы управляющих устройств и схемы их включения.

В следующем параграфе будет рассмотрена классификация антенн с немеханическим движением луча, в которой мы используем сделанное сейчас разделение антенны на ее структурные элементы. Далее приведем наиболее распространенные виды управляющих устройств, что даст представление о технических средствах, с помощью которых достигается управление амплитудно-фазовым распределением поля в излучателях.

Задачи теоретического исследования любой антенны как с управляемой, так и с неуправляемой диаграммой направленности обычно разделяют на внутреннюю и внешнюю. Внутренняя задача - это задача о получении требуемого амплитудно-фазового распределения на излучающей апертуре антенны. Внешняя задача - это задача о формировании диаграммы направленности антенны. Решая последнюю задачу, приходится исследовать связь между амплитудно-фазовым распределением в раскрыве и зависимостью амплитуды и фазы электромагнитного поля в дальней зоне антенны от угловых координат, характеризующих направление от антенны на заданную точку пространства. В случае антенны с немеханическим движением луча осложняются как внутренняя, так и внешняя задачи. Внутренняя задача осложняется наличием управляющих устройств. Элементы антенны, расположенные между входным фланцем антенны и излучающей апертурой, должны уже не просто обеспечивать требуемое фиксированное амплитудно-фазовое распределение в раскрыве, а управлять этим распределением по определенному закону. Внешняя задача имеет дело с диаграммой направленности, которая становится функцией не только углов, но и управляющего воздействия. Поэтому все характеристики диаграммы направленности антенны должны рассматриваться при различных положениях луча или в процессе его движения.

Конструктивные особенности антенны с немеханическим движением луча в значительной мере зависят от принципа действия и конструктивных особенностей конкретных излучателей и управляющих устройств, использованных в системе. В конце книги приведено несколько

иллюстраций конструктивных решений антенн с немеханическим движением луча, из которых видно, что конструкции этих антенн внешне отличаются друг от друга. Одновременно с этим легко обнаружить и общность этих систем, если основное внимание уделить исследованию излучающей системы в рамках внешней задачи, используя только лишь принципиальные характеристики управляющих устройств и распределителя. Общность различных конструкций антенн с немеханическим движением луча обуславливается тем, что параметры движения диаграммы направленности зависят от свойств излучающей системы, которая в любой антенне с немеханическим движением луча представляет собой систему излучателей, амплитуда и фаза токов в которых изменяются под действием управляющих устройств. Таким образом, общность различных конструкций рассматриваемых антенн определяется общностью закономерностей формирования и управления диаграммы направленности системы излучателей

Каждый излучатель антенны с немеханическим движением луча представляет собой самостоятельную элементарную антенну. Излучение i -го излучателя характеризуется его диаграммой направленности $\varphi_i(\theta, \alpha)$. Во второй главе более подробно рассмотрим характеристики диаграмм направленности отдельных излучателей. Здесь заметим, что, складывая в дальней зоне поля, можно получить суммарное поле, которое будет характеризоваться суммарной диаграммой направленности антенны:

$$\Phi(\hat{e}, \hat{a}) = \sum_{i=1}^m \varphi_i(\hat{e}, \hat{a}) \quad (1.1.1)$$

где m - число излучателей в антенне.

Антенна с немеханическим движением луча входит в состав радиотехнической системы, обрабатывающей сигнал. Можно считать, что сама антенна не только принимает электромагнитную энергию, но и является первым звеном обработки информации, поступающей в систему из окружающего пространства. Действительно, на антенну могут поступать электромагнитные волны с различных направлений, однако только волны, пришедшие с одного направления, создадут сигнал на входе приемного устройства, подключенного к антенне. Таким образом, антенна разделяет сигналы, поступающие на нее из внешнего пространства. Это разделение совершается путем подбора фазовых сдвигов в системе «управляющие устройства – распределитель», которые отвечают распределению фаз в плоской волне, падающей на антенну с заданного направления. Возможны схемы весьма сложной обработки сигналов, при которой до того, как происходит сложение или сравнение сигналов, поступающих от различных излучателей, они претерпевают многократные преобразования. Однако общие закономерности, которым подчиняется система излучателей, в этом случае оказываются теми же, что и в элементарных схемах.

Как при теоретическом исследовании, так и при конструировании антенны с немеханическим движением луча основное внимание исследователя или конструктора на первом этапе работы уделяется формированию излучающей системы, способной обеспечить заданную форму диаграммы направленности и ее структурной схеме антенны, является первым и в цепи теоретических построений или конструкторских расчетов.

Желая оптимизировать антенную систему в целом, т. е. получить или предельно простую, или надежную, или дешевую конструкцию при выполнении всех предъявляемых к ней требований, прежде всего, необходимо знать закономерности, управляющие связями параметров диаграммы направленности антенны и ее движения с параметрами излучающей системы. Использование этих закономерностей позволяет ограничить круг принципиально возможных схем излучающей системы, удовлетворяющих поставленным требованиям. После этого можно выработать требования к управляющим устройствам и распределителю. Найдя определенное решение, пригодное для осуществления этих структурных элементов антенны, нужно снова вернуться к исследованию свойств излучающей системы с учетом ее взаимодействия с конкретными управляющими устройствами и распределителем.

Таким образом, основа как теоретической, так и конструкторской работы в области антенн с немеханическим движением луча закладывается при изучении общих закономерностей системы излучателей.

§ 1.2. КЛАССИФИКАЦИЯ АНТЕНН С НЕМЕХАНИЧЕСКИМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

Все многообразие антенн с немеханическим движением луча можно классифицировать по некоторым общим признакам. В качестве таких отличительных признаков примем: 1) характер изменения амплитудно-фазового распределения излучающих токов или полей в антенне, 2) способ обработки сигнала.

Классификация по характеру изменения амплитудно-фазового распределения

Говоря о распределении токов в антенне, будем понимать под ними токи в широком смысле, т. е. имея в виду и эквивалентные поверхностные токи в случае дифракционных антенн, и эквивалентные токи смещения в случае диэлектрических антенн. Амплитудно-фазовое распределение токов в антенне может быть *непрерывной* или *разрывной* функцией координат. В первом случае его изменение под действием управляющих факторов происходит таким образом, что функция остается непрерывной. Во втором случае антенна в целом представляет собой систему излучателей, в пределах каждого из которых амплитудно-фазовое распределение остается неизменным, а действие управляющих устройств приводит к изменению распределения амплитуд и фаз от излучателя к излучателю. Очевидно, что для антенны в целом амплитудно-фазовое распределение в этом случае описывается *ступенчатой разрывной* функцией. В соответствии со сказанным, разделим антенны по характеру изменения амплитудно-фазового распределения на два вида: с *непрерывным* и с *дискретным* распределением токов в раскрыве. Примером антенны с непрерывным распределением может служить излучатель, представляющий собой раскрыв волновода [3.9, 3.10], заполненный ферритом. При подмагничивании феррита характер амплитудно-фазового распределения в раскрыве изменяется, что и приводит к управлению диаграммой направленности антенны. Аналогично действует и антенна, представляющая собой круглый рупор, в раскрыве которого расположена ферритовая сфера [3.11], намагничивание которой в различных направлениях приводит к изменению распределения поля в рупоре и его диаграммы направленности. Во всех случаях непрерывного распределения среда (в приведенных примерах феррит), изменяющая свои свойства под воздействием управляющих факторов, находится непосредственно в излучающем раскрыве. Таким образом, излучающий и управляющий элементы совмещены. С одной стороны, это является положительным фактором, так как конструкция получается компактной, но, с другой стороны, — отрицательным фактором, так как усложняется управление антенной. Как будет ясно из дальнейшего, при больших секторах качания требования к изменению функции распределения тока в раскрыве будут довольно сложными, поэтому необходимо воздействие на среду, заполняющую раскрыв антенны, осуществить очень трудно.

Антенны с дискретным распределением токов в раскрыве представляют собой систему расположенных в пространстве излучателей, в цепях питания которых включены управляющие устройства. Эти устройства регулируют амплитуду или фазу токов в излучателях, изменяя, таким образом, амплитудно-фазовое распределение в антенне. На Рис. 1.2.1 и 1.2.2 показаны простейшие схемы построения таких антенн. В результате действия управляющих устройств (фазовращателей) в антенне (Рис.1.2.1) происходит изменение фаз токов излучателей, а амплитуда остается постоянной.

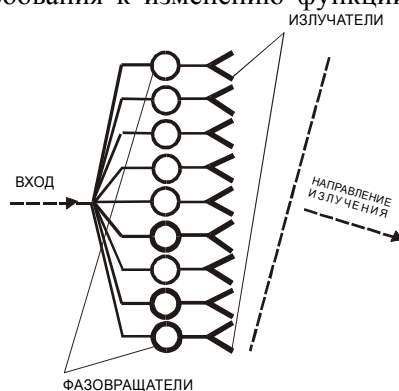


Рис.1.2.1

Линейка излучателей с управляемой фазой токов (фазовый вариант антенны с немеханическим движением луча)

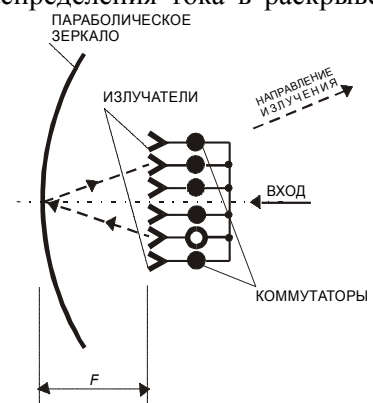


Рис.1.2.2

Антенна с коммутируемыми лучами (амплитудный вариант антенны с немеханическим движением луча)

В результате действия управляющих устройств (фазовращателей) в антенне (Рис.1.2.1) происходит изменение фаз токов излучателей, а амплитуда остается постоянной.

В антенне (Рис.1.2.2) при действии управляющих устройств (коммутаторов) в излучателях изменяется амплитуда, а фаза токов остается постоянной. Эти два варианта использования системы излучателей будем называть чисто фазовым (Рис.1.2.1) и чисто амплитудным (Рис.1.2.2). Существуют конструкции, в которых в процессе движения луча происходит изменение и амплитуд, и фаз токов в излучателях. Примером может служить кольцевая антенна [3.17] (рис. 1.2.3). Амплитудное распределение в этой антенне подбирается таким образом, чтобы питание каждого

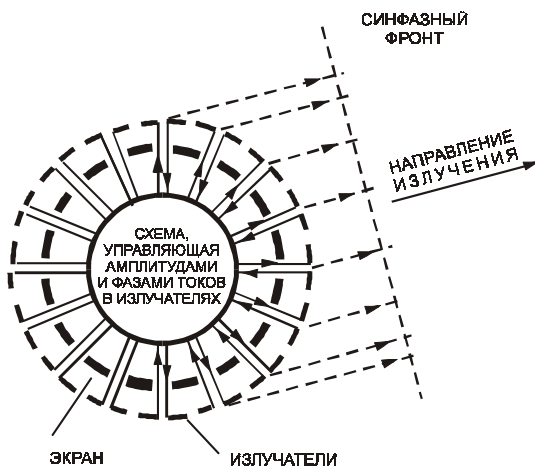


Рис. 1.2.3.
Схема кольцевой антенны

излучателя было пропорционально той доле, которую он вкладывает в суммарное излучение антенны. Как будет видно из дальнейшего, такой режим питания обеспечивает максимальную направленность антенны.

Распределение энергии между дискретными излучателями осуществляется различными способами. Наиболее очевидный из них - это применение системы волноводных разветвителей-тройников или последовательное отведение энергии из волновода так, как это делается в щелевых волноводных антеннах. При большом числе элементов излучающей системы волноводный распределитель получается сложным, требует специальной настройки для обеспечения равномерности распределения амплитуд или фаз в раскрыве антенны.

Говоря о схемах питания излучателей, следует особо упомянуть схему [2.26], которую будем называть квазиоптической схемой питания (Рис. 1.2.4). Каждое управляющее устройство (фазовращатель) с обеих сторон соединено с рупором, который, с одной стороны, служит для приема, с другой — для передачи электромагнитной энергии. Такие схемы резко упрощают разводку питания, особенно в случае большого числа элементов, из которых составлена антенна.

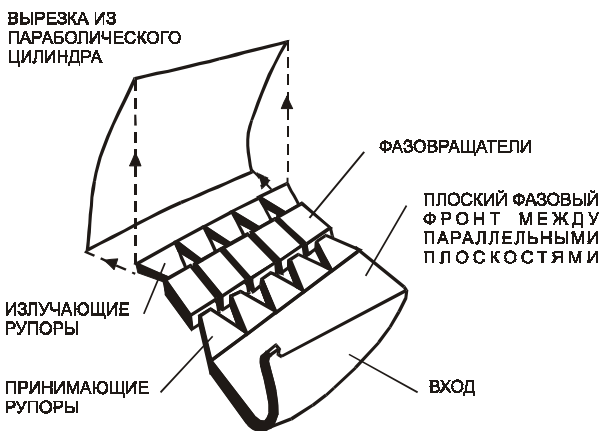


Рис. 1.2.4
Квазиоптическая схема питания линейки излучателей

В некоторых случаях в антенных системах с управляемой диаграммой направленности также применяются матричные схемы [5.17 — 19], представляющие собой систему разветвленных волноводов (или коаксиальных линий), связанных между собой через гибридные кольца или

направленные ответвители. В общем случае число входов и выходов такой матричной схемы может быть разным.

Связь токов на входе (I_i) и выходе (I'_i) матричной схемы задается системой уравнений:

$$I'_{-m} = I_{1,-m,1}^{\alpha} + I_{2,-m,2}^{\alpha} + \dots + I_{n,-m,n}^{\alpha}$$

$$I'_1 = I_{1,1,1}^{\alpha} + I_{2,1,2}^{\alpha} + \dots + I_{n,1,n}^{\alpha}$$

$$I'_2 = I_{1,2,1}^{\alpha} + I_{2,2,2}^{\alpha} + \dots + I_{n,2,n}^{\alpha}$$

$$I'_m = I_{1,m,1}^{\alpha} + I_{2,m,2}^{\alpha} + \dots + I_{n,m,n}^{\alpha}$$

(1.2.1)

в которой набор коэффициентов a_{ii} (матрица системы уравнений) зависит от вида соединений и длин волноводов в схеме.

Энергия в такой схеме с *любого входа* распределяется на *все выходы*, а длина пути, который проходит волна от различных входов до различных выходов, оказывается *различной*.

По мере рассмотрения систем с управляемыми диаграммами направленности мы будем обращаться к матричным схемам и использовать их свойства. Здесь отметим только, что матричная схема расширяет возможности конструктора антенн с немеханическим движением луча: она позволяет, например, использовать коммутаторы в чисто фазовых вариантах построения системы излучателей и, наоборот, — фазовращатели в чисто амплитудных вариантах. Поясним сказанное. Допустим, что на входе матричной схемы включены коммутаторы, причем энергия проходит только через один из них. Пройдя разный путь по волноводам и разветвлениям схемы, волна выйдет через все выходы схемы, но ее пути до разных выходов будут разными. Можно так подобрать элементы матричной схемы, что сдвиги фаз токов на выходе будут пропорциональны номеру выхода, а коэффициент пропорциональности, т. е. наклон фазового распределения, будет зависеть от номера входа, через который поступает энергия.

Пусть к выходам матричной схемы подключены какие-либо излучатели. Образование на них наклонного фазового фронта приведет к образованию диаграммы направленности, направление максимума излучения которой определяется наклоном фазового распределения. Таким образом, у системы излучателей, используемой в фазовом варианте антенны в качестве управляющих устройств, включены коммутаторы, причем включение одного из них приводит к появлению главного максимума антенны в определенном направлении.

Рассмотрим обратный случай. На вход схемы через фазовращатели поданы токи, создающие фазовые сдвиги, пропорциональные номеру входа. В этом случае энергия соберется на одном или двух выходах схемы, причем их номера будут зависеть от наклона фазового распределения на входе.

Классификация по способу обработки сигнала

Как уже говорилось, сигналы, поступающие на отдельные излучатели, из которых составлена антенна, при передаче специально подготавливаются управляющими устройствами, создающими на выходе требуемое амплитудно-фазовое распределение. При приеме этот процесс управления амплитудами и фазами сигнала повторяется в обратном порядке: до того как сигналы, принятые разными излучателями, будут сложены в распределителе, их амплитуда и фаза будут изменены соответствующим устройством. Процесс изменения амплитуд и фаз сигналов в отдельных излучателях назовем *обработкой сигнала*.

Способы обработки сигнала можно разделить по двум признакам:

- 1) по принципу самой обработки;
- 2) по тому, какие технические средства или физические процессы используются для воздействия на амплитуду и фазу сигнала.

Можно назвать два различных принципа, используемых при обработке сигнала:

1. Использование линейных систем с неизменными во времени параметрами. Такие системы позволяют получить антенну со многими выходами. Каждому такому выходу соответствует своя диаграмма направленности, свой луч. Такие системы называют *многолучевыми*.

2. Использование линейных систем с произвольно меняющимися параметрами. Это обычные фазовращатели или коммутаторы, действие которых позволяет луч антенны перемещать в пространстве, сохраняя в основном его форму. Это и есть антенны *с движением луча*.

По существу оба способа обработки сигналов эквивалентны. В первом случае сигналы, поступающие к антенне с различных направлений, разделяются при поступлении на различные выходы антенны, т. е. разделяются в пространстве. Во втором случае они разделяются во времени, так как в результате действия управляющих устройств главный максимум диаграммы направленности в разные моменты времени может быть сформирован в различных направлениях. Особо следует обратить внимание на так называемые адаптивные антенны [2.22]. Это антенны с электронным направлением, при котором происходит управление не только положением главного луча антенны, но и положением нулей диаграммы направленности, т. е. направлений, с которых приём сигналов сильно подавлен.

Это позволяет поднять помехозащищённость радиотехнической системы при наличии источников шумов или других паразитных сигналов.

Несколько слов о технических средствах управления лучом антенны.

В первых антеннах, в которых неподвижная система излучателей создавала диаграмму, движущуюся в пространстве, использовались механические системы фазовращателей или коммутаторов, выполненные в виде подвижных штырей или пластин в волноводах. Такие системы не давали существенного увеличения скорости управления диаграммой, а только позволяли уменьшить мощность, затрачиваемую на управление. В самое последнее время появились оригинальные конструкции [2.28-29] механических коммутаторов, использующих микроэлектронные плёночные структуры для замыкания или размыкания СВЧ цепи. Фазовращатели на основе таких структур получили название «микроэлектромеханические фазовращатели».

На первом этапе разработки антенн с немеханическим движением луча большое распространение получили устройства, в которых активной средой, воздействующей на электромагнитные колебания, служит феррит. Позже им на смену пришли полупроводниковые фазовращатели на основе $p-i-n$ диодов. В настоящее время в качестве ключевых элементов часто применяются полевые транзисторы на основе полупроводников $A^{III}B^V$. Различным управляющим устройствам, используемым в антеннах с немеханическим движением луча, посвящена VI глава настоящей книги.

Описанные принципы действия управляющих устройств одинаково используются для систем, построенных как по фазовому, так и по амплитудному вариантам, потому что все эти принципы в равной мере пригодны для осуществления как фазовращателей, так и коммутаторов.

Особо следует отметить схемы СВЧ фазовращателей, в которых используется так называемый цифровой принцип управления фазой. Такие схемы представляют собой систему ключей и пассивных элементов СВЧ цепи, переключение которых позволяет изменять электрическую длину всего устройства. Известны конструкции таких фазовращателей, использующих в качестве коммутирующих элементов полупроводниковые диоды, полевые транзисторы, ключи на основе ВТСП плёночных или «микроэлектромеханических структур» (МЭМС). Преимуществом таких фазовращателей является их устойчивая работа, так как управляющие элементы работают по принципу «да» - «нет», а фазосдвигающие цепи никаких нестабильных элементов не содержат. Принципиальным свойством таких фазовращателей является дискретность (квантованность) фазового сдвига, приводящая к особому рода ошибкам в фазовом распределении на апертуре антенны (см. глава V).

§ 1.3. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ДВИЖЕНИИ ЛУЧА АНТЕННЫ. КВАЗИСТАТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ РАБОТЫ

Обычно диаграмму направленности антенны снимают следующим образом: антенну поворачивают, задавая различные значения азимута и угла места, и измеряют значения амплитуды, фазы и угла поляризации. Если луч антенны движется, то в каждый момент времени диаграмма направленности различна, поэтому установить форму диаграммы направленности только что описанным способом нельзя. Чтобы говорить о форме диаграммы направленности в процессе ее движения, нужно ввести понятие мгновенной диаграммы направленности.

Под *мгновенной диаграммой направленности* будем понимать функцию, описывающую зависимость от угловых координат амплитуды, фазы и поляризации поля в дальней зоне в некоторый фиксированный момент времени. Если бы понадобилось экспериментально получить мгновенную диаграмму направленности, то нужно было под разными углами вокруг антенны расположить большое число измерительных устройств и в нужный момент времени одновременно произвести измерения всеми приборами.

Естественно, что при достаточно медленном немеханическом движении диаграмма направленности антенны переходит от одного направления в пространстве к другому, практически не изменяя своей формы. Если будем снимать форму мгновенной диаграммы направленности при все

убыстряющемся движении луча, то заметим, что в одних случаях при достаточно больших скоростях луч антенны будет двигаться медленнее, чем это должно было быть, исходя из скорости изменения управляющего воздействия; в других случаях при больших скоростях управляющего воздействия мгновенная диаграмма направленности начинает сильно искажаться и в пределе просто «рассыпается» (антенна теряет свои направленные свойства). В этом проявляются переходные процессы, происходящие в антенне с немеханическим движением луча.

Рассмотрим, в каких элементах антенны происходят переходные процессы, приводящие к изменениям свойств антенны при больших скоростях управления ее диаграммой направленности. Таких элементов антенны три: управляющие устройства, фидерный тракт, апертура антенны. Рассмотрим их порознь.

Длительность переходных процессов в управляющих устройствах (t_y)

Постоянная времени управляющего устройства в основном определяется скоростью протекания физического процесса, определяющего собой воздействие на электромагнитные колебания в волноводной системе. В случае механических управляющих устройств постоянная времени определяется инерцией подвижных деталей, в случае ферритов — скоростью перемагничивания магнитной цепи, в случае управляющих устройств с диодами — временем нарастания напряжения на паразитных емкостях подводящих проводников (см. Главу VI). Постоянную времени управляющих устройств обозначим через τ_y . Обычно считается, что длительность переходного процесса равна $3\tau_y$, т. е. $t_y = 3\tau_y$.

Длительность переходных процессов в фидерном тракте (t_ϕ)

Переходные процессы в фидерном тракте антенны могут привести к задержке во времени изменения амплитудно-фазового распределения и, следовательно, к искажениям характера движения и формы мгновенной диаграммы направленности по двум причинам:

- 1) затягивание переходного процесса из-за ограниченной полосы пропускания тракта;
- 2) различие времени прохождения сигнала от входа антенны до различных излучателей.

Полоса пропускания фидерного тракта у различных антенн может колебаться от нескольких мегагерц (коротковолновые антенны и антенны метрового диапазона) до нескольких тысяч мегагерц (антенны сантиметрового диапазона). Правда, и у антенн сантиметрового диапазона полоса пропускания может оказаться сравнительно узкой, если по какой-либо причине в состав фидерного тракта входят резонансные элементы: фильтры, узкополосные согласующие устройства и т. п.

Постоянная времени одиночного колебательного контура связана с шириной полосы в герцах Δf следующей формулой:

$$\tau = \frac{1}{\pi \Delta f}.$$

Для приближенной оценки постоянной времени переходного процесса в фидерном тракте можно использовать тоже эту формулу:

$$\tau_\phi = \frac{1}{\pi \Delta f}, \quad t_\phi \approx \frac{1}{\Delta f}, \quad (1.3.1)$$

где Δf - полоса пропускания фидерного тракта. Легко подсчитать, что

$$\tau_\phi = 10^{-6} \dots 10^{-9} \text{ сек}$$

Различие в длине фидерных трактов может оказаться весьма существенным в случае антенн с частотным управлением (Рис. 1.3.1). Для того, чтобы изменить положение луча, изменяют частоту генератора, при этом должно изменяться распределение фаз. Из-за того, что для прохождения сигнала по фидеру требуется некоторое время, распределение фаз на излучателях будет устанавливаться постепенно. Поэтому окончательному изменению положения луча будет предшествовать некоторый переходный процесс, длительность которого равна длительности

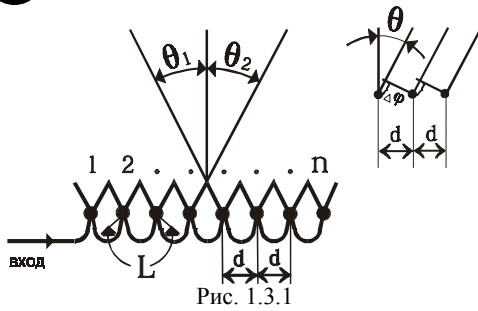


Рис. 1.3.1

Линейка излучателей с управлением лучом за счет изменения частоты сигнала

прохождения сигнала по фидеру. Для увеличения углочастотной чувствительности¹ антенны увеличивают дисперсию в фидере или делают достаточно большой длину отрезков фидера l (увеличивают геометрическую длину фидера, либо электрическую длину за счет замедления волн).

В первом случае мала групповая скорость волны, во втором случае велика длина фидера. Так или иначе, это приводит к увеличению времени прохождения по фидеру любого изменения сигнала (амплитуды, фазы или частоты). Это время определится формулой

$$t_l = nl / v_{гр} \quad (1.3.2)$$

где $v_{гр}$ — групповая скорость волн в волноводах.

Найдем $v_{гр}$. Заметим, что сектор качания луча антенны (Рис. 1.3.1) определяется из формулы

$$\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_1 - \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_2 \cong \frac{2\pi d}{\lambda} (\theta_1 - \theta_2) = \Delta\varphi$$

где $\Delta\varphi$ — изменение набега фаз на длине l при изменении частоты на $\Delta\omega$:

$$\Delta\varphi = \frac{d\varphi}{d\omega} \Delta\omega = l \frac{dk_g}{d\omega} \Delta\omega$$

где k_g — фазовая постоянная фидерной линии.

Обозначим сектор качания $\theta_1 - \theta_2 = \theta_k$. Ширина луча всей линейки излучателей определяется приближенно так:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{nd}$$

Тогда

$$\frac{2\pi}{n} \frac{\theta_k}{\Delta\theta} = l \frac{dk_g}{d\omega} \Delta\omega, \quad (1.3.3)$$

Известно, что

$$v_{gp} = \frac{1}{\frac{dk_g}{d\omega}}$$

Определив, таким образом, $v_{гр}$ и подставив ее в (1.3.2), получим

$$t_l = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \frac{\theta_k}{\Delta\theta}$$

¹ Отношение, показывающее, на сколько градусов смещается луч при изменении частоты питающего генератора на 1 МГц.

Отношение $\theta_k / \Delta\theta$ показывает, сколько раз ширина диаграммы направленности укладывается в секторе качания; $\Delta\omega$ — изменение частоты, необходимое для получения заданного сектора качания¹:

$$t_l \cong \frac{1}{\Delta f} \frac{\theta_k}{\Delta\theta}. \quad (1.3.4)$$

Допустим, что при изменении частоты на $\Delta f = 100$ Мгц луч антенны перемещается на 30 ширины луча ($\theta_k / \Delta\theta = 30$), тогда $t_l = 0,3$ мкс.

Для антенн с немеханическим движением луча, в которых применяются другие управляющие устройства, с целью увеличения широкополосности длины всех фидерных трактов делаются по возможности равными, и поэтому практически $t_l = 0$.

Длительность переходных процессов в апертуре антенны (τ)

Представим себе, что в какой-то момент времени в апертуре антенны мгновенно (т. е. за пренебрежимо малый отрезок времени) произошло изменение амплитудно-фазового распределения. Выясним, как при этом произойдет переход от диаграммы направленности, соответствующей первоначальному распределению амплитуд и фаз, к диаграмме направленности, соответствующей новому, измененному распределению. Пусть новому амплитудно-фазовому распределению соответствует некоторое направление главного максимума, определяемое углом θ_0 (Рис. 1.3.2). Суть переходного процесса в апертуре антенны состоит в том, что после момента изменения амплитудно-фазового распределения волнам, идущим в направлении θ_0 от левого и правого краев апертуры, нужно разное время для прихода в точку, расположенную в дальней зоне, значение напряженности поля в которой нас интересует.

Из Рис. 1.3.2 легко установить, что

$$t_a = \frac{L}{c \sin \theta_0}. \quad (1.3.5)$$

Максимальная разность хода двух лучей от крайних точек апертуры антенны равна размеру этой апертуры L . Таким образом,

$$t_a \leq L/c. \quad (1.3.6)$$

Для антенн с очень большим размером апертуры это время может оказаться значительным. Для радиотелескопов или интерферометров, достигающих километровых размеров, оно измеряется несколькими микросекундами. Однако для обычных антенн это время имеет достаточно малую величину: при $L = 3$ м из (1.3.5) получаем $t_a = 10^{-8}$ с.

Переходный процесс в апертуре антенны может играть существенную роль при формировании неподвижного луча антенны в случае коротких импульсных сигналов. Если длительность импульса меньше t_a , то может оказаться, что при определенной схеме питания излучателей для такого сигнала при некоторых θ_0 никогда не будет использована вся площадь апертуры антенны. Таким образом

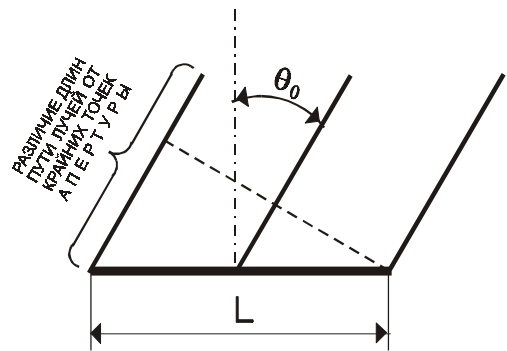


Рис. 1.3.2
К пояснению переходного процесса в апертуре антенны

¹ Отметим, что t_l зависит только от отношения $\theta_k / \Delta\theta$ и не зависит от ширины луча и величины сектора качания в отдельности. В дальнейшем мы увидим, что многие важные характеристики антенн с немеханическим движением луча зависят только от величины этого отношения.

возникает специальный круг вопросов, связанный с излучением коротких импульсов, т.е. широкополосных сигналов.

Таким образом, мы провели оценку длительности переходных процессов в антенне с немеханическим движением луча, вызванных тремя основными причинами: инерционностью управляющих устройств, переходными процессами в фидере и в апертуре антенны. В некоторых случаях все три причины могут привести к переходным процессам примерно одинаковой длительности. Тогда длительность переходного процесса, вызванного всеми тремя факторами, можно оценить по формуле:

$$t_{\Sigma} = \sqrt{t_y^2 + t_{\phi}^2 + t_a^2}. \quad (1.3.7)$$

Минимальная длительность полного переходного процесса может достигать $10^{-8} \dots 10^{-7} \text{ с}$. В большинстве случаев длительность полного переходного процесса определяется инерционностью управляющих устройств.

Представляет интерес также выяснить характер переходного процесса, т.е. ответить на вопрос, что делается с мгновенной диаграммой направленности во время переходного процесса. На Рис. 1.3.3 показаны три разновидности переходных процессов, сопровождающих немеханическое перемещение диаграммы направленности антенны.

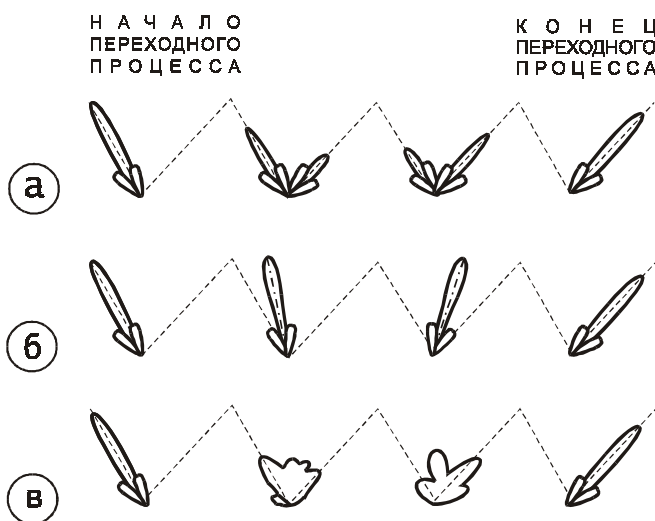


Рис. 1.3.3 Виды переходных процессов в антеннах с немеханическим движением луча

Первый случай (Рис. 1.3.3,а) получается, например, при чисто амплитудном варианте движения луча с использованием достаточно инерционных коммутаторов, когда после переключения один коммутатор постепенно открывается, а другой постепенно закрывается.

Второй случай (Рис. 1.3.3,б) соответствует чисто фазовому варианту, но при условии, что фазовый фронт не изломан, т.е. фазовращатели работают без сброса 360-градусного сдвига. В этом случае инерция фазовращателей приводит к постепенному изменению фазовых сдвигов в них и в результате — к постепенному наклону луча.

Третий случай (Рис. 1.3.3, в) возникает, когда в течение переходного процесса фазовый фронт ломается и происходит полная расфазировка антенны. Это наиболее часто встречающийся вид переходного процесса.

В последующих главах не будем затрагивать вопросы, касающиеся переходных процессов в антеннах. Будем предполагать, что рассматриваем такие скорости движения луча антенны, при которых переходные процессы не могут существенно влиять на форму диаграммы направленности и характер ее движения. Такой режим работы антенны, при котором характер движения луча и возможные изменения формы диаграммы направленности в процессе движения не зависят от скорости движения луча, назовем *квазистатическим режимом*. Другими словами, при квазистатическом режиме работы антенны каждому распределению управляющих напряжений или токов однозначно соответствует диаграмма направленности антенны, которая является функцией только координат θ и α и не зависит от их производных по времени.

§ 1.4. ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕННЫ

При разработке любой радиотехнической системы большое значение имеет анализ шумовых характеристик всех составных частей системы. Антенна как составная часть системы также должна быть исследована с точки зрения ее шумовых характеристик.

Существуют следующие основные источники шумов, характерные для любой антенны:

1. Внешние по отношению к антенне источники, создающие:

◇ тепловые шумы, связанные с поглощением радиоволн в атмосфере;

◇ тепловые шумы, связанные с поглощением радиоволн в окружающих антенну предметах, в частности в почве;

◇ космические шумы.

2. Внутренние по отношению к антенне источники, создающие:

◇ тепловые шумы, связанные с поглощением электромагнитной энергии в элементах конструкции самой антенны;

тепловые шумы, связанные с поглощением электромагнитной энергии в фидерных линиях.

Кроме того, у антенн с немеханическим движением луча имеются специфические источники шумов — это управляющие устройства, причем шумы управляющих устройств в некоторых случаях могут быть значительными.

Применение антенны с немеханическим движением луча улучшает многие технические характеристики радиотехнических систем. Само собой разумеется, что эти улучшенные технические характеристики должны относиться не только к времени быстрого действия, точности обнаружения координат источника и т. п., но и к шумовым параметрам. В противном случае антенна с немеханическим движением луча в большинстве случаев не сможет быть использована в современных радиотехнических системах.

Далее рассмотрим не только специфические вопросы, связанные с движением луча, но и общие сведения по шумовым характеристикам антенн, так как в современной радиотехнике этот вопрос является одним из основных. Учет малых шумов стал особенно важным после разработки малошумящих усилителей, способных реализовать предельную чувствительность радиотехнических систем.

Обычно шумовая характеристика радиоприемной системы задается в виде фактора шума N , показывающего, во сколько раз мощность шумов всей системы превышает мощность шумов, испускаемых согласованной нагрузкой, подключенной к входу системы и находящейся при нормальной температуре $T_0 = 290\text{К}$. Мощность шумов согласованной нагрузки пропорциональна ее абсолютной температуре. Поэтому увеличение шумов приемного устройства по сравнению с шумами согласованной нагрузки можно характеризовать некоторой эффективной температурой. Эта температура не имеет смысла как физическая величина, характеризующая температуру какой-либо среды или тела, она является величиной, показывающей долю шумовой мощности, вносимой приемным устройством:

$$N = \frac{T_{\text{вх}}}{T_0} + 1, \quad (1.4.1)$$

где $T_{\text{вх}}$ — эффективная температура радиоприемной системы.

У приемных устройств, использующих современные усилители на малошумящих транзисторах, эффективная шумовая температура может иметь следующие величины [6.12]:

На частотах 1 ...3 ГГц	5 ... 30 К
На частотах 5 ...15 ГГц.....	30 ... 50 К
На частотах 20 ...60 ГГц.....	50 ... 100 К
На частотах 100 ...300 ГГц....	150...300 К

Таким образом, при использовании наиболее совершенных усилителей на входе приемного устройства возникает ничтожная мощность шумов, позволяющая реализовать высокую чувствительность всей системы в целом. Очевидно, что антенная система не должна добавлять своих шумов, т. е. эффективная шумовая температура антенны также должна быть достаточно малой и уж, во всяком случае, не превышать температуры шумов усилителя.

Пусть антенна имеет эквивалентную схему, показанную на Рис. 1.4.1. В этом случае ее полная шумовая температура определится так [2.26, 6.1, 6.2]:

$$T_a = T_A \eta_y \eta_\Phi + T_y \eta_\Phi + T_\Phi (1 - \eta_\Phi), \tag{1.42}$$

где T_A — эквивалентная шумовая температура апертуры антенны;
 T_y — эквивалентная температура управляющих устройств;
 T_Φ — физическая температура фидеров;

η_y, η_Φ — кпд управляющих устройств и фидеров. Эквивалентная температура окружающего пространства может быть учтена следующей формулой:

$$T_A = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi T(\theta, \alpha) P(\theta, \alpha) \sin\theta d\theta d\alpha}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(\theta, \alpha) \sin\theta d\theta d\alpha}, \tag{1.4.3.}$$

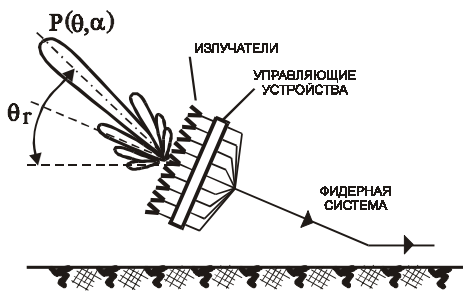


Рис. 1.4.1 К пояснению шумовых характеристик антенны

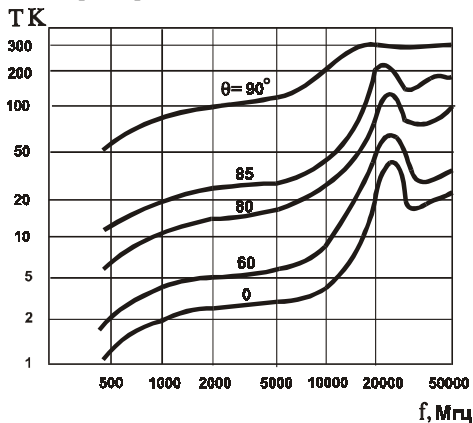


Рис. 1.4.2 Зависимость шумовой температуры атмосферы от частоты и зенитного угла

где $T(\theta, \alpha)$ — эффективная температура окружающей антенну материи (атмосферы, поверхности земли) вдоль направления, заданного углами θ, α ;

$P(\theta, \alpha)$ — диаграмма направленности антенны по мощности (см. § 2.1).

Чтобы получить обоснованные сведения о величине T_A , приведем график, показывающий зависимость $T(\theta, \alpha)$ для атмосферы в функции от зенитного угла θ [6.4, 6.7] для разных частот (Рис. 1.4.2). Заметим, что эквивалентная температура почвы и других, достаточно хорошо поглощающих предметов, имеет величину, достигающую 290° К. Точная величина эквивалентной температуры почвы зависит от коэффициента отражения, который является функцией проницаемости почвы и угла падения электромагнитной волны.

Эти сведения позволяют сделать следующий вывод: если все части диаграммы направленности $P(\theta, \alpha)$, существенно отличные от нуля, расположены в направлениях, достаточно возвышающихся над горизонтом, то величина T_A невелика и лежит в пределах $10 \dots 60$ К; если же существенная часть $P(\theta, \alpha)$ направлена на землю, то T_A может резко возрасти. Это повышение T_A из-за шумов земли — одна из существенных причин, побуждающих бороться за уменьшение боковых лепестков.

Так же обстоит дело и с шумами космических источников: если максимум диаграммы направленности совпадает с направлением на космический источник, шумы антенны резко возрастают.

Важной характеристикой антенны является коэффициент рассеяния ρ :

$$\rho = 1 - \frac{\int_{\Omega_{\text{гл}}} P(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} P(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha}, \quad (1.44)$$

где $\Omega_{\text{гл}}$ — телесный угол, занимаемый главным лепестком диаграммы направленности.

Малая величина ρ гарантирует слабый прием сигналов с направлений, не входящих в сектор, занимаемый главным лепестком диаграммы направленности.

У специально выполненных антенн величина ρ может быть уменьшена до 0,05 ... 0,15.

Если в системе применены управляющие устройства, шумовая температура которых достаточно велика, то в этом случае шумовая температура антенны почти целиком определяется шумами управляющих устройств. В самом лучшем в отношении шумов случае шумы управляющего устройства определяются потерями, т. е. его эквивалентная шумовая температура выражается формулой

$$T_y = T_0(1 - \eta_y), \quad (1.4.5)$$

где T_0 — физическая температура управляющего устройства.

Такой случай реализуется на практике, например, в случае пассивных управляющих устройств с ферритом. Если при этом еще и $T_{\Phi} = T_y$, то (1.4.2) несколько упростится:

$$T_a = T_A \eta_y \eta_{\Phi} + T_0(1 - \eta_y \eta_{\Phi}). \quad (1.4.6)$$

В этом случае решающую роль играет повышение кпд системы, то есть повышение произведения кпд управляющих устройств на кпд фидерной системы. Из сказанного можно заключить, что существует два направления, по которым следует оценивать влияние кпд антенны на параметры радиотехнической системы в целом. Во-первых, в режиме передачи кпд показывает долю мощности генератора, которая излучается антенной; остальная часть мощности уходит на разогрев антенны. С этой точки зрения кпд порядка 80% (потери 1 дБ) можно считать хорошим. Во-вторых, в режиме приема кпд антенны характеризует не только долю мощности приходящего сигнала, которая пройдет через антенну к приемнику, но и шумовые свойства антенны.

Наличие шумов в системе приводит к тому, что при достаточно слабом сигнале падает точность определения координат его источника. Как мы уже говорили, антенна является своего рода угломерным инструментом, позволяющим с высокой точностью определять угловые координаты источника излучения. Наличие шумов в радиотехнической системе, естественно, снижает эту точность. Имеются подробные исследования, посвященные точности определения координат источника при наличии шумов [9.9]. Полученные результаты в равной мере применимы как к антеннам с механическим, так и немеханическим движением луча. Ухудшение точности определения координат источника излучения из-за шумов не имеет специфических особенностей, характерных для немеханического движения луча антенны. В дальнейшем более подробно рассмотрим угловые ошибки антенн с немеханическим движением луча. Однако они не связаны с шумами, их источником служат в основном ошибки управляющих устройств. Поэтому в последующих параграфах, посвященных расчету угловой точности, шумы учитываться не будут.

Заметим, что шумы входных цепей различных каналов антенны с немеханическим движением луча некоррелированы. Наличие в каждом канале некоррелированных шумов, которые складываются с полезным сигналом, приводит к эффекту, эквивалентному некоторому разбросу фазы, что в конечном итоге приводит к угловым ошибкам. Действительно, шумы в радиотехнической системе с ограниченной полосой пропускания можно рассматривать как гармоническое колебание со случайными амплитудой и фазой, причем среднее значение амплитуды определяется мощностью шумов, а все значения фазы равновероятны. Суммарное колебание шумов и полезного сигнала выразится формулой

$$e(t) = E_c \cos \omega t + E_{\text{ш}} \cos[\omega t + \varphi(t)]$$

Нужно ответить на вопрос, каков разброс фазы суммарного колебания? Этот вопрос подробно изучен в теории случайных процессов [6.11]. При не очень малом сигнале ($E_c > 3 E_{ш}$) закон распределения фаз оказывается нормальным с дисперсией, равной отношению шум/сигнал. Таким образом, в канале каждого излучателя антенны появляется ошибка в величине фазового сдвига, распределенная по нормальному закону с известной дисперсией, причем фазовые ошибки в разных каналах некоррелированы. Соотношения, позволяющие рассчитать угловые ошибки положения луча при известной дисперсии фазовых ошибок в излучателях, см. в § 2.8.

§ 1.5. СВЕРХНАПРАВЛЕННЫЕ АНТЕННЫ И АНТЕННЫ УМЕНЬШЕННЫХ РАЗМЕРОВ

Когда ставится задача отыскать максимум коэффициента направленного действия системы излучателей, то часто возникает вопрос о сверхнаправленных системах. Действительно, известно, что уравнения Максвелла допускают решение, при котором теоретически сколь угодно малый по размерам излучатель может сконцентрировать излученную энергию в сколь угодно узком конусе [7.1]. Из этого следует, что, подбирая специальные амплитудно-фазовые распределения, теоретически можно получить весьма большие значения КНД при ограниченных размерах системы и ограниченном числе излучателей [7.2].

Принято подразделять сверхнаправленные антенны на две группы:

1. Антенны, диаграмма направленности которых отвечает магнитному или электрическому диполю. Однако при этом размеры антенны много меньше длины волны.
2. Антенны, диаграмма направленности которых заключена в узком конусе, причем размеры антенны меньше длины волны.

В первом случае антенна фактически не является сверхнаправленной, правильнее такую антенну назвать «сверхизлучателем», особенность которого заключается в том, что при очень малом сопротивлении излучения антенна имеет достаточно малое внутреннее затухание. Такие антенны мы будем называть *антеннами уменьшенных размеров*.

Во втором случае сверхнаправленность возникает тогда, когда амплитуды и фазы токов подобраны так, что почти под всеми углами в дальней зоне волны, излученные отдельными излучателями, гасят друг друга, и только в незначительном секторе это гашение оказывается неполным — в этом направлении и формируется главный луч диаграммы направленности системы. Этот вид антенн называется «сверхнаправленные антенны» (СНА). Поскольку полезное излучение СНА строится на разностном эффекте, то для получения достаточно большого поля излучения в антенне нужно создать весьма большие токи, которые в основном создают реактивное поле около нее. Токи большой амплитуды могут образовать большие потери в фидерной системе и излучателях. Подавление этих потерь требует особых мер, что и объединяет антенны первой и второй групп. Подавление потерь в сверхнаправленных антеннах, как правило, основывается на использовании сверхпроводимости [7.3 – 7.9]. Техническая реализация сверхпроводящих элементов антенн стала практически достижимой после открытия высокотемпературной сверхпроводимости [7.10 – 7.16].

Режим сверхнаправленного излучения неустойчив. При незначительном изменении амплитуд или фаз токов в излучателях диаграмма сверхнаправленного излучения системы разрушается, а КНД резко падает. Таким образом, сверхнаправленность антенн осуществить трудно, так как требуется жесткая стабилизация амплитудно-фазового распределения, что особенно трудно осуществить в диапазоне частот. В этом смысле условия реализации сверхнаправленной антенны и антенны с немеханическим движением луча совмещаются с большим трудом. Поэтому для систем с немеханическим движением луча использование сверхнаправленности хотя теоретически возможно, но практически реализовано ещё не было.

Антенна малых размеров

На Рис. 1.5.1 показан штыревой излучатель, расположенный над проводящим экраном и соединённый с индуктивным элементом, обеспечивающим согласование малого сопротивления излучения штыря с волновым сопротивлением фидерной линии. Известно [2.1,2.2.,2.16], что сопротивление излучения штыря, короткого по сравнению с длиной волны в окружающем пространстве, определяется как:

$$R_{изл} = 10 \cdot (kh_d)^2 \tag{1.5.1}$$

где $k = 2\pi/\lambda$; численный коэффициент 10 имеет размерность Ом; h_d – действующая длина излучателя (если на конце штыря нет ёмкостной нагрузки, то $h_d = l/2$, где l длина штыря).

Реактивная часть импеданса ненагруженного штыря находится из теории линий передачи:

$$X = -i Z_0 \text{ctg} kl \cong -i Z_0 \frac{\lambda}{2\pi l} \tag{1.5.2}$$

где Z_0 – волновое сопротивление штыря.

Отношение мнимой и вещественной частей импеданса определяет излучательную добротность антенны. Из (1.5.1) и (1.5.2) при $Z_0 = 50$ Ом получаем:

$$Q_{изл} \cong 20 \cdot \left(\frac{\lambda}{2\pi l} \right)^3 \tag{1.5.3}$$

Введем добротность, определяемую потерями в штыре и проводящем экране Q_A и добротность согласующих цепей $Q_{согл.}$. Тогда можно определить КПД антенны, как отношение излученной мощности к полной мощности, подведенной к антенне:

$$\eta = \frac{Q_{изл}^{-1}}{Q_{изл}^{-1} + Q_A^{-1} + Q_{согл.}^{-1}} \tag{1.5.4}$$

При $l = 0,05\lambda$ из (1.6.3) получаем $Q_{изл} = 750$. В случае, если все элементы антенны сделаны из нормально проводящего металла (медь, серебро), то на частоте 1...2 ГГц получим $Q_A \cong Q_{согл.} \cong 150$ и соответственно $\eta = 9\%$. В случае, если все нормально проводящие элементы заменены на сверхпроводники, то имеем: $Q_A \cong Q_{согл.} \cong 10^4$ и, соответственно, $\eta = 85\%$.

На Рис. 1.5.2 показана схема устройства малоразмерной антенны на основе высокотемпературного сверхпроводника [7.14 — 7.16]. Излучатель представляет собой микрополосковую линию, замкнутую на ёмкостные нагрузки. Размер излучателя 6×6 мм². Излучатель согласован с фидером на частоте 2.36 ГГц ($\lambda = 12,7$ см), при этом $l \cong 0,05\lambda$. На Рис. 1.5.2б приведена зависимость от частоты коэффициента отражения, из которой можно заключить, что полоса согласования составляет 0,15% ($Q_{изл} = 670$). Измерения показали, что КПД антенны составляет $\approx 60\%$. Такой же излучатель на основе медной плёнки имеет $\eta \approx 5\%$.

На Рис. 1.5.3а показана схема антенны, в которой излучающий проводник свёрнут в виде меандра. Меандр выполнен из высокотемпературного сверхпроводника и работает при температуре жидкого азота ($T = 77$ К). Благодаря высокой диэлектрической проницаемости подложки ($\epsilon = 24$), волна вдоль

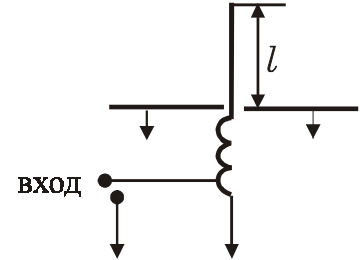


Рис. 1.5.1 Штыревой излучатель, расположенный над проводящим экраном и соединённый с индуктивным элементом, обеспечивающим согласование с фидерной линией

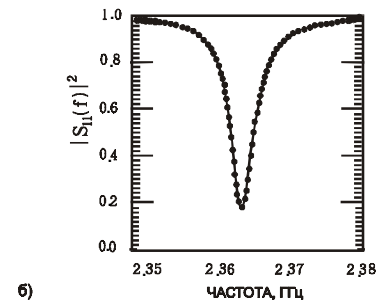
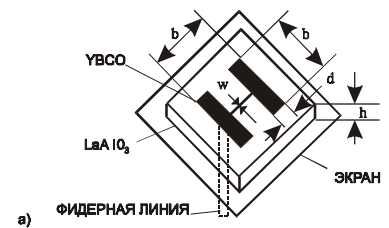


Рис 1.5.2 Малоразмерная антенна на основе высокотемпературного сверхпроводника (YBCO): а) Схема конструктивного решения, размеры -b = 6 мм, d = 1,5 мм, w = 0,15 мм, h = 1 мм; подложка - алюминат лантана, б) коэффициент отражения в функции от частоты

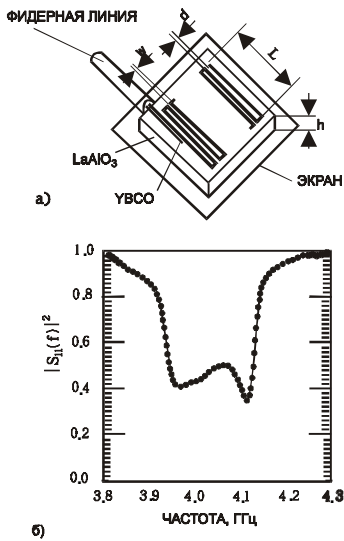


Рис. 1.5.3

Малоразмерная антенна на основе высокотемпературного сверхпроводника (YBCO), в которой излучающий проводник свёрнут в виде меандра: а) Схема конструктивного решения, размеры - $l = 8$ мм, $d = 0,25$ мм, $w = 0,15$ мм, $h = 1$ мм; подложка - алюминат лантана, б) коэффициент отражения в функции от частоты

меандра замедлена так, чтобы период меандра составлял $\lambda/2$ в линии. При этом все плечи меандра несут синфазные токи, и фактически излучающий ток оказывается в M раз больше тока на входе антенны. В эксперименте [7.15 – 7.16] получено: $M = 20$, размеры излучающего меандра 8×8 мм² при частоте 4 ГГц ($l \cong 0,13\lambda$). На Рис. 1.5.3б показана зависимость от частоты коэффициента отражения, полоса согласования составляет 4%. Излучатель представляет собой многоэлементный фильтр, обеспечивающий полосу согласования по форме близкую к прямоугольнику. Приведённый пример показывает возможности осуществления сравнительно широкополосного согласования излучателей, имеющих малые размеры по сравнению с длиной волны в свободном пространстве. Дальнейшее уменьшение размера излучателя может быть достигнуто при использовании подложки с ещё большей величиной диэлектрической проницаемости.

В [7.15 – 7.16] обсуждается возможность использования малоразмерных излучателей в составе ФАР. При этом размеры решётки не уменьшены. Однако площадь, занимаемая излучателями, сильно сокращена. Это позволяет уменьшить эффективную отражающую поверхность антенны, в том числе и на частотах, лежащих за пределами полосы согласования излучателей, что может существенно снизить радиолокационную заметность такой ФАР.

Сверхнаправленные решётки излучателей

В этом разделе рассмотрим действительно сверхнаправленные антенны, обеспечивающие при размерах, малых по сравнению с длиной волны, излучение в узком пространственном угле.

Напомним, что сверхнаправленность возникает тогда, когда амплитуды и фазы токов в излучателях подобраны так, что почти под всеми углами в дальней зоне волны, излученные отдельными излучателями, гасят друг друга, и только в незначительном секторе это гашение оказывается неполным — в этом направлении и формируется главный луч диаграммы направленности системы. Рассмотрим следующий пример, подтверждающий приведённое определение [2.2]. На Рис. 1.5.4 показано расположение четырёх элементарных излучателей, в которых распределение тока задано в виде коэффициентов бинома Ньютона. Излучатели расположены вдоль полярной оси z . Диаграмму направленности элементарного излучателя мы не принимаем в расчёт; важно что его излучение не зависит от азимутального угла φ . Найдём напряжённость электрического поля в функции от угла θ :

$$E_{\theta}(\theta) = i30 \cdot I \cdot kh_{д} \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \left[e^{-ik3a\cos\theta} - 3e^{-ikacos\theta} + 3e^{ikacos\theta} - e^{ik3acos\theta} \right] \quad (1.5.5)$$

Очевидно, что в направлении $\theta = \pi/2$ волны, излучённые отдельными диполями, гасят друг друга.

Применяя формулы Эйлера, вспомним, что $\sin 3\alpha = 3 \sin \alpha - 4 \sin^3 \alpha$. Тогда выражение, стоящее в квадратных скобках, преобразуется к следующему виду: $F(\varphi) = i8 \sin^3(kacos\theta)$. Полагая, что $ka \ll 1$, заменим синус аргументом. Используем обозначение $L = 6a$, где L – полная длина решётки излучателей. Тогда получаем:

$$E_{\theta}(\varphi, \pi/2) = i30 \cdot I \cdot kh_d \cdot \left(\frac{kL}{3}\right)^3 \cos^3 \theta \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \quad (1.5.6)$$

Подобным образом можно получить выражение для напряжённости в дальней зоне сверхнаправленной решётки при любом числе элементов. Для решётки из m элементов формула вида (1.5.6) будет содержать член

$$F_m(\vartheta) = \left(\frac{kL}{m-1}\right)^{m-1} \cos^{m-1} \vartheta. \quad (1.5.7)$$

С ростом числа элементов диаграмма направленности будет становиться более острой, а амплитуда поля — стремительно падать. Соответственно будет падать сопротивление излучения и расти излучательная добротность. Пусть решётка из m элементов расположена над проводящим экраном, перпендикулярным полярной оси. Диаграмму направленности решётки

следует умножить на $\cos\theta$ при $\theta \in (-\pi/2, \pi/2)$. Тогда можно получить однонаправленную диаграмму направленности вида:

$$F_m^{(1)}(\vartheta) = \cos^m \vartheta. \quad (1.5.8)$$

На Рис. 1.5.5 показан вид функции, заданной формулой (1.5.8) при $m = 4$.

Рассмотренная схема формирования сверхнаправленной решетки излучателей не позволяет осуществить электронное управление излучением. Наиболее существенной особенностью такой антенны является необходимость обеспечения высокой точности задания амплитуд и фаз токов в излучателях решётки. Незначительное нарушение амплитудно-фазового распределения ведёт к тому, что диаграмма направленности «рассыпается». Чем больше число элементов, тем выше требование к точности задания амплитудно-фазового распределения.

Представляет некоторый интерес сверхнаправленная решётка с кольцевой симметрией, в которой существенно облегчено задание амплитудно-фазового распределения с требуемой точностью [7.6 – 7.9]. На Рис. 1.5.6. показана схема расположения излучателей в виде кольцевых решёток с числом элементов $N = 2m$, где $m = 1, 2, 3, \dots$. Излучатели расположены над проводящим экраном в плоскости $z = 0$. Расчёт показывает, что напряжённость поля в дальней зоне представляется следующими выражениями:

$$E_{\theta}(\varphi, \vartheta) = \begin{cases} i30 \cdot I \cdot kh_d \cdot \sin \vartheta \frac{e^{-ikr}}{r} & \text{при } N = 1; \\ i^{m+1} 60 \cdot I \cdot kh_d \frac{(ka)^m}{2^{m-1}(m-1)!} \cdot \sin^{m+1} \vartheta \cdot \cos m\varphi \frac{e^{-ikr}}{r} & \text{при } N = 2m, \end{cases} \quad (1.5.9)$$

где $m = 1, 2, 3$ и т.д.

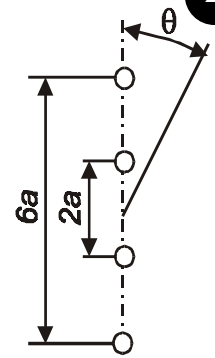


Рис. 1.5.4
Расположение четырёх элементарных излучателей вдоль полярной оси Z

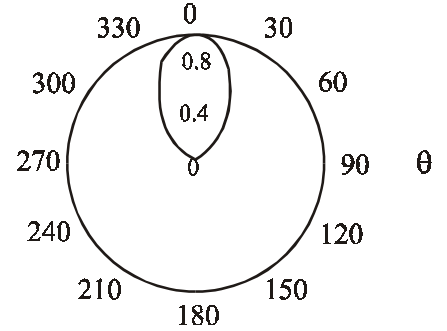


Рис. 1.5.5
Диаграмма направленности сверхнаправленной решётки, над проводящим экраном, формула (1.6.8), $m = 4$

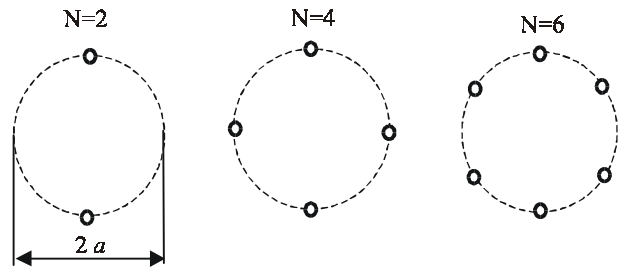


Рис. 1.5.6.
Схема расположения излучателей в виде кольцевых решеток с числом элементов $N=2m$, где $m=1, 2, 3, \dots$

Вычисляя интеграл по верхней полусфере, получим сопротивление излучения кольцевой системы излучателей:

$$R_{\text{изл}} = \begin{cases} 10 \cdot (kh_d)^2 & \text{при } N = 1 \\ 10 \cdot (kh_d)^2 \cdot \left(\frac{ka}{2}\right)^{2m} \cdot K_m & \text{при } N = 2m \end{cases} \quad (1.5.10)$$

Здесь принято $kh_d \ll 1$ и $ka \ll 1$ и использовано обозначение:

$$K_m = \frac{12}{[(m-1)!]^2} \int_0^{\pi/2} \sin^{2m+3} \vartheta \, d\vartheta. \quad (1.5.11)$$

Значения K_m приведены в Табл. 1.5.1.

Таблица 1.5.1

m	$K(m)$	m	$K(m)$
1	6,40	4	0,12
2	5,49	5	0,01
3	1,22		

Из формулы (1.5.10) и Табл. 1.5.1 следует, что с ростом числа излучателей сопротивление излучения резко убывает.

Квадрупольный сверхнаправленный излучатель ($m = 2, a = 0,035\lambda$) показал [7.6] устойчивую диаграмму направленности в виде $\sin 2\varphi$ и достаточно высокий КПД. Эксперимент проводился с излучателями, изготовленными из ниобия при температуре жидкого гелия.

Кольцевые решётки с разным числом элементов и разными диаметрами можно совместить на одной плоскости вокруг общего центра. Благодаря своей симметрии решётки с разным числом элементов не связаны между собой. Поэтому в каждой решётке можно сравнительно легко обеспечить требуемое амплитудно-фазовое распределение токов. Изменяя распределение амплитуд и фаз между решётками, можно управлять суммарной диаграммой направленности. На рис. 1.5.7 показана диаграмма направленности системы из одного ненаправленного излучателя ($N = 1$) и трёх кольцевых решёток сверхнаправленных излучателей ($N = 2, 4$ и 6): $F(\varphi) = 1 + \cos\varphi + \cos 2\varphi + \cos 3\varphi$.

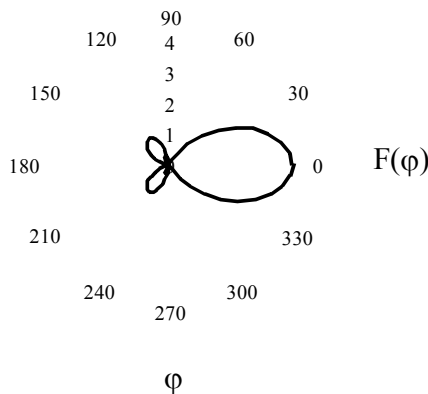


Рис.1.5.7

Диаграмма направленности системы из одного ненаправленного излучателя и трех кольцевых решеток сверхнаправленных излучателей

Таким образом, можно утверждать, что на основе кольцевых решёток может быть осуществлена малогабаритная антенна с управляемой диаграммой направленности. Очевидно, что приемлемый КПД такой антенны может быть осуществлён только на основе сверхпроводящих материалов. Высокая излучательная добротность такой антенны приводит к весьма узкой полосе пропускания антенны. Однако, можно предположить, что в определённых случаях антенна может играть роль узкополосного преселектора на входе приёмного устройства.

СВОЙСТВА СИСТЕМЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Эта глава посвящена изучению наиболее общих свойств антенн, представляющих собой систему излучателей. Всякая антенна с немеханическим движением луча представляет собой систему излучателей, в которых тем или иным способом изменяется распределение излучающих токов, что, в конечном счете приводит к управлению диаграммой направленности антенны (см. гл.1). Поэтому изучение общих свойств систем излучателей без учета конкретных особенностей самих излучателей даст нам наиболее общие закономерности, свойственные антеннам с немеханическим движением луча.

Приступая к систематическому изучению свойств антенн с немеханическим движением луча, прежде всего, дадим определения понятий и величин параметров, характеризующих антенну, подробно исследуем фазовую диаграмму направленности антенны. Это связано с тем, что фазовые соотношения в системе излучателей очень важны, и поэтому необходимо иметь четкие формулировки и численные оценки, характеризующие распределение фаз в излученном антенной поле.

Один из параграфов этой главы посвящен определению понятия «отдельный излучатель», т. е. дан ответ на вопрос о том, каким образом антенная система в целом подразделяется на самостоятельные излучатели.

Здесь также рассмотрены следующие характеристики системы излучателей: взаимная связь между излучателями, условие максимума КНД, статистическая оценка положения луча.

§ 2.1. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ

Основная характеристика всякой антенны — это функция, описывающая зависимость напряженности поля волны, излученной антенной, от углов. Определим поле волны в дальней зоне, т. е. на достаточно большом расстоянии от антенны там, где лучи, приходящие в некоторую произвольную точку пространства от любой точки антенны, можно считать параллельными¹. Как правило, мы будем говорить о напряженности электрического поля E , имея в виду, что в дальней зоне напряженность магнитного поля находится по простой формуле:

$$H = [e_r E] \sqrt{\hat{\mathbf{i}}_0 / \hat{\mathbf{a}}_0},$$

где e_r - орт сферической системы координат;

ϵ_0 и μ_0 - магнитная и диэлектрическая проницаемости свободного пространства.

Напряженность поля характеризуется амплитудой, фазой и поляризацией. Можно записать:

$$E = E_m e^{-jk r_0} |\Phi(\theta, \alpha)| e^{-j\psi(\theta, \alpha)} e(\theta, \alpha) \quad (2.1.1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; r_0 - расстояние от центра сферической системы координат до точки в дальней зоне (рис. 2.1.1).

¹ Строго говоря, лучи никогда не будут параллельными. Для использования понятия дальней зоны достаточно такое удаление от антенны, при котором длина любого луча отличается от длины его проекции на направление любого другого луча не больше, чем на четверть длины волны, причем нужно рассматривать лучи, проведенные от различных точек антенны к заданной точке в дальней зоне.

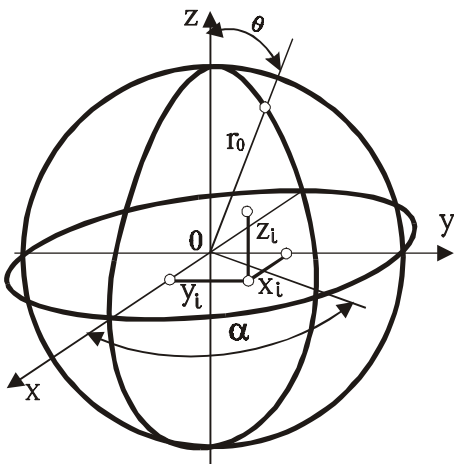


Рис. 2.1.1.

К пояснению свойств диаграммы направленности антенны. Система координат

Назовем соответственно; $\Phi(\theta, \alpha)$ - амплитудной; $\psi(\theta, \alpha)$ - фазовой; $\mathbf{e}(\theta, \alpha)$ - поляризационной диаграммами направленности. Последняя представляет собой единичный вектор, учитывающий направление вектора \mathbf{E} в дальней зоне. Используем обозначение:

$$\Phi(\theta, \alpha) = |\Phi(\theta, \alpha)| e^{-j\varphi(\theta, \alpha)} \mathbf{e}(\theta, \alpha) \quad (2.1.2)$$

Векторную функцию $\Phi(\theta, \alpha)$ называют комплексной векторной диаграммой направленности. Она объединяет в себе амплитудную, фазовую и поляризационную диаграммы направленности антенны. В большинстве случаев используем обозначение:

$$\Phi(\theta, \alpha) = |\Phi(\theta, \alpha)| e^{-j\varphi(\theta, \alpha)} \quad (2.1.3)$$

и назовем эту функцию *комплексной диаграммой направленности*

Амплитудная диаграмма направленности

Амплитудная диаграмма направленности $|\Phi(\theta, \alpha)|$ - функция, учитывающая зависимость напряженности поля излученной волны в дальней зоне от углов θ и α .

Нас интересуют антенны, концентрирующие энергию в узком конусе - главном луче антенны. В этом случае $|\Phi(\theta, \alpha)|$ имеет один *главный максимум*. Положение этого максимума характеризуется угловыми координатами θ_0 и α_0 . Будем считать, что углы θ_0 и α_0 определяют направление максимального излучения антенны. Главный луч антенны характеризуется шириной, которую принято измерять на уровне $0,707 |\Phi(\theta_0, \alpha_0)|$. Ширину луча обозначим через $\Delta\theta$ и $\Delta\alpha$.

Идеальная антенна должна концентрировать всю излученную энергию в главном луче, однако у реальных антенн часть энергии рассеивается за пределами главного луча, образуя боковое излучение, которое характеризуется либо отдельными лепестками, либо общим фоном, занимающим иногда достаточно большие пространственные углы. Боковое излучение будем характеризовать отношением максимальной напряженности поля за пределами главного луча² к напряженности поля в направлении максимального излучения; это отношение обозначим через ξ и назовем его *уровнем боковых лепестков*.

Амплитудная диаграмма направленности определяет распределение потока мощности, излучаемого антенной. Иногда бывает удобно говорить о диаграмме направленности антенны по мощности — $P(\theta, \alpha)$. Очевидно, что

$$P(\theta, \alpha) = |\Phi(\theta, \alpha)|^2 \quad (2.1.4)$$

Имея диаграмму направленности антенны по мощности, можно вычислить весьма важный параметр антенны - ее коэффициент направленного действия:

$$D = \frac{4\pi P(\theta_0, \alpha_0)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha} \quad (2.1.5)$$

² Зоной углов, принадлежащих главному лучу, можно считать зону, равную удвоенной ширине луча, измеренной на уровне $0,707$. То, что лежит за пределами этой зоны, следует считать боковым излучением.

Фазовая диаграмма направленности и фазовый центр антенны

Как видно из (2.1.1), фаза поля в точках дальней зоны определяется величиной фазового сдвига, складывающегося из двух слагаемых kr_0 и $\psi(\theta, \alpha)$. Первое из них определяет величину фазового сдвига, который получается за счет распространения волны от избранного начала отсчета до рассматриваемой точки. Второе характеризует зависимость фазовых сдвигов уже не от расстояния, а от угловых координат. Смысл зависимости, описываемой функцией $\psi(\theta, \alpha)$, таков: если двигаться по поверхности сферы радиусом r_0 , описанной вокруг исходного центра (начала отсчета), то зависимость фазовых сдвигов от углов θ и α как раз и будет описываться функцией $\psi(\theta, \alpha)$. Эту функцию принято называть *фазовой диаграммой направленности антенны*.

Для того, чтобы было легче представить себе все особенности, связанные с фазовой диаграммой направленности, полезно ввести в рассмотрение поверхности равных фаз, т. е. поверхности, на которых фаза волны неизменна под всеми углами θ и α . В сферической системе координат поверхности равных фаз описываются следующими функциями, показывающими зависимость от угловых координат длины радиус-вектора каждой точки поверхности:

$$\rho(\theta, \alpha) = r_0 + \frac{1}{k} \psi(\theta, \alpha) \quad (2.1.6)$$

причем центр сферической системы здесь тот же, что и центр, от которого отсчитывается r_0 .

Если $\psi(\theta, \alpha) = 0$, то это означает, что $\rho(\theta, \alpha) = r_0$, т. е. поверхность равных фаз - сфера. В этом случае говорят, что антенна имеет фазовый центр и этот центр расположен в центре избранной системы координат. *Фазовым центром* антенны называется точка, относительно которой фронт волны в дальней зоне имеет вид сферы (за вычетом скачков на $\lambda/2$ при переходе через ноль амплитудной диаграммы направленности).

Может оказаться, что поверхности равных фаз суть сферы, но их центры не совпадают с точкой, которая выбрана за начало отсчета. Тогда в формуле (2.1.1) $\psi(\theta, \alpha)$ не равна нулю, а имеет следующий вид:

$$\psi_{0,i}(\theta, \alpha) = k(x_i \cos\alpha \sin\theta + y_i \sin\alpha \sin\theta + z_i \cos\theta), \quad (2.1.7)$$

где x_i, y_i, z_i - координаты фазового центра антенны (рис. 2.1.1).

Как показал А. Р. Вольперт [5.23], антенна имеет фазовый центр в том и только в том случае, когда ее фазовая диаграмма направленности имеет вид (2.1.7). Иногда фазовую диаграмму направленности вида (2.1.7) называют фазовой диаграммой, полученной за счет переноса центра отсчета.

Известно [5.23], что в большинстве случаев антенны не имеют фазового центра в том смысле, как он определен в предыдущем пункте. Это объясняется тем, что поверхности равных фаз не являются сферами. Однако в большинстве случаев практически важно проанализировать фазовую диаграмму направленности в каком-либо ограниченном секторе, не охватывающем всего пространства. Может оказаться, что в таком ограниченном секторе поверхности равных фаз очень близки к кускам сферических поверхностей. Например, А. Р. Родс [5.21] назвал фазовым центром антенны центр сферы, которая совпадает с поверхностью равных фаз в пределах главного луча антенны. Вполне обоснованно стремление найти эквивалент фазового центра, когда в строгом смысле он отсутствует, потому что такая точка может рассматриваться как центр, откуда как бы исходит все излучение. Упомянутое определение А. Р. Родса не уточняет, что значит совпадение сферы и поверхности равных фаз. Такое определение не может служить основой для построения математических выражений, позволяющих вычислять координаты интересующей нас точки по известным характеристикам поверхности равных фаз. В этой связи необходимо ввести не только качественные понятия, но и определения, которые служили бы основой количественных характеристик фазовой диаграммы направленности антенны в случае отсутствия фазового центра при строгом определении этого понятия.

Частичный фазовый центр. Устойчивость частичного фазового центра

Частичным фазовым центром будем называть центр кривизны поверхности равных фаз в направлении, заданном углами θ и α . Центр кривизны поверхности - точка математически вполне определенная; она, действительно, представляет собой центр сферы, совпадающей с поверхностью равных фаз в точке, определенной направлением, заданным углами θ и α .

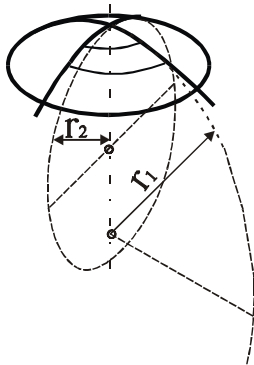


Рис. 2.1.2.
Вид поверхности равных фаз при наличии астигматизма

Может оказаться, что поверхность равных фаз волн, излученных антенной в данном направлении, вообще не имеет центра кривизны (рис. 2.1.2), т. е. - ее кривизна различна при измерении в различных сечениях. В этом случае говорят, что антенна обладает астигматизмом. Для астигматических антенн можно говорить о частичных фазовых центрах, полученных для линий равных фаз, лежащих в той или иной плоскости, секущей поверхность равных фаз. Термин «частичный фазовый центр» заимствован из оптики при использовании аналогии с частичным фокусом систем, лучи которых не сходятся в одной точке - фокусе. Найдем простые формулы, позволяющие определять центр кривизны плоской кривой равных фаз, полученной путем сечения поверхности равных фаз заданной плоскостью.

Пусть линия равных фаз описывается уравнением

$$\rho(\theta) = r + \frac{1}{k} \psi(\theta) \tag{2.1.8}$$

Найдем координаты центра кривизны линии равных фаз в направлении θ . Из анализа известны формулы для радиуса кривизны и центра кривизны кривой, заданной в полярной системе координат. Запишем их в такой форме:

$$\xi_0 = \rho \frac{\sin \theta \left[\left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 - \frac{1}{\rho} \frac{d^2\rho}{d\theta^2} \right] + \cos \theta \left[\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} + \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 \right]}{1 + 2 \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 - \frac{1}{\rho} \frac{d^2\rho}{d\theta^2}}, \tag{2.1.9}$$

$$\eta_0 = \rho \frac{\cos \theta \left[\left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 - \frac{1}{\rho} \frac{d^2\rho}{d\theta^2} \right] - \sin \theta \left[\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} + \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 \right]}{1 + 2 \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 - \frac{1}{\rho} \frac{d^2\rho}{d\theta^2}}$$

Обозначения даны на рис. 2.1.3.

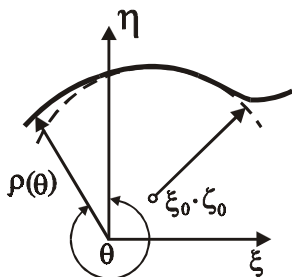


Рис. 2.1.3.
К пояснению понятия частичного фазового центра

Подставим в эти формулы $\rho(\theta)$ из (2.1.8) и учтем, что $r \gg (1/k)\psi(\theta)$. Тогда, пренебрегая малыми величинами, получаем:

$$\xi_0 = \frac{1}{k} [\cos \theta \psi'(\theta) - \sin \theta \psi''(\theta)];$$

$$\eta_0 = -\frac{1}{k} [\cos \theta \psi''(\theta) + \sin \theta \psi'(\theta)] \tag{2.1.10}$$

Эти простые формулы позволяют найти частичный фазовый центр одномерной фазовой диаграммы направленности через производные от функции, описывающей эту диаграмму. Чтобы проверить, как работают формулы (2.1.10), подставим в них

выражение для фазовой диаграммы, полученной за счет переноса начала отсчета, положив в них $\alpha = 0$ или $\pi/2$. При $\alpha = 0$ формулы (2.1.10) дадут $\xi_0 = x_i$, $\eta_0 = z_i$, при $\pi/2$ $\xi_0 = y_i$, $\eta_0 = z_i$. Очевидно, что в этом случае частичный фазовый центр совпадает с фазовым центром антенны и что координаты ξ_0 , η_0 не зависят от угла.

В случае, когда антенна не имеет фазового центра, может оказаться, что координаты частичного фазового центра существенно зависят от направления, в котором рассматривается излучение антенны. Представляет интерес выяснить, при каких условиях положение центра кривизны стабильно при изменении угла θ в некоторых пределах. В этом случае говорят, что частичный фазовый центр устойчив. Можно показать,³ что частичный фазовый центр устойчив, если после исключения из фазовой диаграммы членов, связанных с переносом начала отсчета, фазовая диаграмма симметрична относительно избранного направления.

Центр излучения антенны

Анализируя фазовые диаграммы направленности, на практике часто поступают следующим образом: подбирают окружность, которая в заданном секторе наилучшим образом аппроксимирует истинную фазовую диаграмму направленности; центр этой окружности и считают искомой точкой расположения эффективного излучателя. В этом случае аппроксимирующая окружность может нигде не совпадать точно с фазовой диаграммой, однако их среднее расхождение будет минимальным. Аппроксимацию фазовой диаграммы окружностью удобно производить, используя метод наименьших квадратов, т. е. подбирая аппроксимирующую окружность таким образом, чтобы интеграл от квадрата разности радиуса окружности и радиуса линии равных фаз был бы минимальным.

При использовании метода наименьших квадратов сразу же возникает вопрос о пределах интегрирования, т. е. о секторе, в котором стремятся получить наилучшую аппроксимацию. Очевидно, что изменение пределов этого сектора приведет к изменению координат центра аппроксимирующей окружности. Практически представляется целесообразным связать этот сектор с главным лучом диаграммы направленности антенны, т. е. добиться хорошей аппроксимации в тех пределах, в которых антенна излучает энергию. Чтобы исключить субъективность в выборе пределов аппроксимации, предлагается следующий способ отыскания центра аппроксимирующей окружности: при вычислении квадратичного отклонения аппроксимирующей окружности от фазовой диаграммы направленности интегрирование проводить в пределах $0 \dots 2\pi$, но под интеграл в качестве весовой функции ввести амплитудную диаграмму направленности. Таким образом, квадратичное отклонение будет иметь вид

$$\beta = \int_0^{2\pi} [\psi(\theta) - \psi_0(\theta)]^2 |\Phi(\theta)| d\theta \quad (2.1.11)$$

где $\psi_0(\theta) = \xi_0 \sin\theta + \eta_0 \cos\theta$ - аппроксимирующая фазовая диаграмма, имеющая фазовый центр в точке с координатами ξ_0 , η_0 . Этот расчет может быть применен к антенне, изображенной на Рис.1.2.3

Амплитудная диаграмма под знаком интеграла сама вырезает сектор, в котором происходит излучение, определяя тем самым пределы интегрирования.

Теперь нужно найти ξ_0 , η_0 , которые обеспечат минимальную величину β . Координаты центра найденной таким образом аппроксимирующей окружности назовем координатами *центра излучения антенны*. Ниже убедимся, что такой способ отыскания центра излучения не надуман, а отвечает определенным реальным задачам, имеющим практическое значение. Введение термина «центр излучения» можно объяснить тем, что подбор аппроксимирующей окружности сделан так, что наилучшая аппроксимация достигается под теми углами, под которыми находится основное излучение антенны.

Найдем координаты центра излучения. Приравняем нулю производные от β по ξ_0 и η_0 . Это даст систему уравнений относительно ξ_0 и η_0 :

³ См. первое издание настоящей книги.

$$\xi_0 \int_0^{2\pi} \sin^2 \theta |\Phi(\theta)| d\theta + \eta_0 \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \sin 2\theta |\Phi(\theta)| d\theta = \int_0^{2\pi} \psi(\theta) |\Phi(\theta)| \sin \theta d\theta; \quad (2.1.12)$$

$$\xi_0 \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \sin 2\theta |\Phi(\theta)| d\theta + \eta_0 \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta |\Phi(\theta)| d\theta = \int_0^{2\pi} \psi(\theta) |\Phi(\theta)| \cos \theta d\theta.$$

Если амплитудная диаграмма направленности антенны симметрична, а оси координат ξ и η расположены так, что направление $\theta = 0$ совпадает с максимумом $|\Phi(\theta)|$, то полученные формулы существенно упрощаются, так как обращаются в ноль интегралы, содержащие $\sin 2\theta$. Тогда получаем:

$$\xi_0 = \frac{\int_0^{2\pi} \psi(\theta) |\Phi(\theta)| \sin \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} \sin^2 \theta |\Phi(\theta)| d\theta} \quad \eta_0 = \frac{\int_0^{2\pi} \psi(\theta) |\Phi(\theta)| \cos \theta d\theta}{\int_0^{2\pi} \cos^2 \theta |\Phi(\theta)| d\theta} \quad (2.1.13)$$

Определение центра излучения таким способом учитывает интегральные характеристики диаграммы направленности антенны в отличие от учета дифференциальных характеристик, который проводился при нахождении частичного фазового центра.

Когда же могут быть полезны такие интегральные характеристики? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим следующий пример. Пусть зеркало (или линза) облучается группой излучателей (Рис. 1.2.2 - амплитудный вариант немеханического движения луча). Где находится эффективный центр группы излучателей, положение которого определяет положение луча антенны? Ответ на этот вопрос потребует интегрирования поля по раскрытию зеркала для нахождения диаграммы направленности и положения главного максимума. Заметим, что распределение амплитуд и фаз поля на зеркале определяется соответственно амплитудной и фазовой диаграммами направленности группы излучателей. Форма луча зеркала определяется интегралом от амплитудно-фазового распределения поля на раскрытии; таким образом, на положение луча зеркала влияют интегральные характеристики диаграмм направленности группы излучателей, расположенных в его фокальной плоскости.

В главе V будет показано, что направление максимального излучения антенны, имеющей плоский раскрыв, всегда перпендикулярно некоторому плоскому фазовому фронту, расположенному так, чтобы обеспечивался минимум интеграла по раскрытию от квадрата разности фаз реального фазового распределения и упомянутого плоского фазового фронта, причем весовой функцией служит амплитудное распределение на раскрытии. Исходя из этого, можно заключить, что в рассмотренном примере эффективный центр группы излучателей, определяющий положение луча, совпадает с центром излучения, определенным по формулам (2.1.13).

Здесь, как и в предыдущем разделе, мы отыскиваем центр одномерной фазовой диаграммы направленности. Для реальной объемной фазовой диаграммы эту операцию следует повторить для одномерных диаграмм, полученных в разных сечениях. В случае же, когда заведомо известно, что антенна астигматизмом не обладает, можно ограничиться вычислением центра излучения только для одной диаграммы.

Может оказаться полезным вычисление центра излучения как центра сферы, аппроксимирующей реальную фазовую диаграмму в смысле минимума квадратичного отклонения с весовой функцией в виде амплитудной диаграммы направленности антенны. Однако расчет трех координат центра излучения для произвольной объемной фазовой диаграммы получается очень громоздким.

Заканчивая этот параграф, заметим, что в дальнейшем будем использовать термин «фазовый центр» только в его строгом смысле, в остальных же случаях будем пользоваться понятиями «частичного фазового центра» или «центра излучения» в зависимости от того, какое из этих понятий больше соответствует существу рассматриваемой задачи.

§ 2.2. ИЗЛУЧАТЕЛЬ В СОСТАВЕ РЕШЁТКИ

Во всякой антенне с электронным движением луча можно выделить три основные группы элементов: излучающая система, управляющие устройства, распределительная система (рис. 2.2.1).

Распределение поля в раскрыве антенны зависит от действия управляющих устройств. Для изучения свойств системы излучателей, образующей антенну с немеханическим движением луча, удобно из общего поля, образованного излучающей системой, выделять ту часть поля, амплитуда и фаза которой управляются одним определенным управляющим устройством. Выделение такой части поля можно проиллюстрировать постановкой следующего эксперимента: подведем к излучающей системе

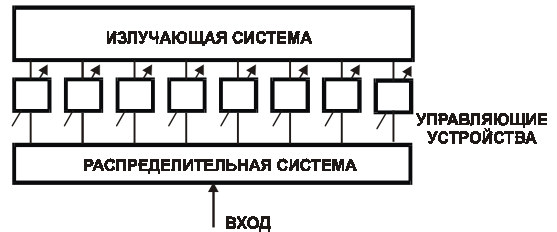


Рис. 2.2.1.

Структурная схема антенны с немеханическим движением луча

энергию только через одно управляющее устройство, а вместо остальных управляющих устройств включим согласованные нагрузки, как показано на рис. 2.2.2. Вся антенная система в этом случае будет представлять собой некоторый излучатель, обладающий определенной амплитудной и фазовой диаграммами направленности. Если менять номер управляющего устройства, через которое подводится энергия, то вид комплексной диаграммы направленности системы будет изменяться.

Диаграммы направленности системы, которые получаются при питании системы через одно управляющее устройство, назовем диаграммами направленности *отдельного излучателя*. Таким образом, отдельный излучатель - это часть системы, которая проявляется тогда, когда излучающие токи или поля в ней возбуждаются электромагнитной энергией, прошедшей через одно управляющее устройство. Разумеется, выделение отдельного излучателя возможно только тогда, когда все элементы антенны линейны, т. е. подчиняются принципу суперпозиции.

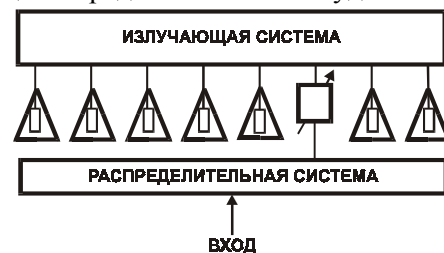


Рис. 2.2.2.

К пояснению понятия отдельного излучателя в системе

В любой антенной системе за счет наличия некоторой взаимной связи между ее излучателями понятие отдельного излучателя не совпадает с понятием элементарного конструктивного элемента антенной системы. Однако в дальнейшем, в случае необходимости рассмотреть излучение такого элемента системы (рупора, стержня и т. п.), будем пользоваться термином «*элементарный излучатель*».

Рассмотрим формальные математические выражения, связанные с понятием отдельного излучателя [5.9]. Пусть амплитудно-фазовое распределение токов в антенне описывается комплексной функцией координат $F(x,y,z)$. Представим эту функцию в виде суммы

$$F(x,y,z) = \sum_{i=1}^m A_i f_i(x,y,z) \quad (2.2.1)$$

где $f_i(x,y,z)$ - функции только координат; их вид не зависит от работы управляющих устройств;

A_i - комплексные коэффициенты, величина которых зависит от распределительной системы и управляющих устройств.

Таким образом, (2.2.1) представляет собой запись функции $F(x,y,z)$, зависящей от координат и управляющего воздействия, в виде суммы произведений двух функций, каждая из которых зависит только от координат $f_i(x,y,z)$ и только от управляющего воздействия A_i . Такая форма записи $F(x,y,z)$ имеет не только формально математический смысл, она тесно связана с разбиением антенны на отдельные излучатели. При работе управляющих устройств распределение тока в отдельном излучателе не изменяется, а изменяется только комплексная амплитуда тока, питающего

излучатель. В гл. I мы говорили о существовании двух типов антенн: с непрерывным и дискретным изменением амплитудно-фазового распределения.

Для антенн с дискретным изменением амплитудно-фазового распределения $f_i(x,y,z)$ представляет собой распределение тока в пределах i -го излучателя и равна нулю везде вне этих пределов; A_i является комплексной амплитудой тока в i -м излучателе. Для антенн с непрерывным изменением амплитудно-фазового распределения сумма (2.2.1) представляет собой отрезок ряда разложения $F(x,y,z)$ по $f_i(x,y,z)$, A_i — суть коэффициенты разложения. За счет изменения набора этих коэффициентов происходит изменение вида функции $F(x,y,z)$ и, в конечном счете, — движение луча антенны.

В общем случае $F(x,y,z)$ и $f_i(x,y,z)$ описывают распределение плотности тока в раскрыве антенны, т. е. являются векторами. Придав различным векторам $f_i(x,y,z)$ различные направления и меняя соотношения между коэффициентами A_i , можно описать не только изменение амплитуды и фазы, но и изменение направления плотности тока под действием управляющих устройств.

Весьма важным для дальнейшего является то, что все функции $f_i(x,y,z)$ между собой линейно независимы. Существует следующее определение линейной независимости функций: функции $f_i(x,y,z)$ линейно независимы, если не существует такой системы коэффициентов $\{a_i\}$, из которых хотя бы один не нуль, чтобы

$$\sum_{i=1}^m a_i f_i(x,y,z) \equiv 0$$

при всех x,y,z [5.26]. Другими словами, если $f_i(x,y,z)$ линейно независимы, то ни одну из них нельзя представить в виде линейной комбинации других.

Рассматривая два случая немеханического движения луча, заметим, что в первом случае (дискретное изменение амплитудно-фазового распределения) линейная независимость $f_i(x,y,z)$ очевидна, так как области, где каждая из $f_i(x,y,z)$ имеет свой максимум, не пересекаются. Во втором случае линейная независимость $f_i(x,y,z)$ обеспечивается тем, что, разлагая в ряд, всегда можно выбрать функции, по которым будем вести разложение, линейно независимыми. Например, в случае многоволновой системы функции $f_i(x,y,z)$ представляют собой распределение поля, соответствующее различным типам собственных волн волновода [5.22].

Таким образом, функция распределения тока в антенне $F(x,y,z)$ представлена в виде суммы m линейно независимых функций координат $f_i(x,y,z)$ коэффициенты при которых изменяются в зависимости от работы управляющих устройств.

Наряду с активными элементами, которые питаются от источника мощности через управляющие устройства, в антенне могут быть и пассивные элементы (проводники, проводящие поверхности, объемы, занятые диэлектриком), излучающие за счет токов, наведенных в них активными элементами. Очевидно, что амплитуда тока в каждом из пассивных элементов B_j будет линейной комбинацией амплитуд активных токов, т. е.

$$B_j = \sum_{i=1}^m C_{ji} A_i \quad (2.2.2)$$

Пусть распределение тока в антенне определяется m — активными и k — пассивными элементами, тогда

$$F(x,y,z) = \sum_{i=1}^m A_i f_i(x,y,z) + \sum_{j=1}^k B_j \varphi_j(x,y,z), \quad (2.2.3)$$

где все функции $f_i(x,y,z)$ и $\varphi_j(x,y,z)$ линейно независимы по тем же причинам, которые были приведены выше.

Подставим (2.2.3) в (2.2.2), поменяем порядок суммирования и вынесем за скобки A_i , тогда

$$F(x,y,z) = \sum_{i=1}^m A_i \left[f_i(x,y,z) + \sum_{j=1}^k C_{ji} \varphi_j(x,y,z) \right] \quad (2.2.4)$$

Выражение в квадратной скобке представляет собой новую функцию от x,y и z . Число этих новых функций по-прежнему m ; легко убедиться, что эти новые функции также линейно независимы между

собой. Таким образом, наличие пассивных элементов не меняет ни характера, ни числа членов суммы (2.1.1).

Члены в суммах (2.1.1) и (2.1.4) представляют собой линейно-независимые слагаемые в распределении тока. Каждое линейно-независимое слагаемое в распределении тока обуславливает существование одного из отдельных излучателей. Линейно-независимые функции координат в суммах (2.1.1) и (2.1.4) являются функциями распределения тока в отдельных излучателях.

На рис. 2.2.3. показана система Н-плоскостных рупоров. Благодаря незначительной взаимной связи между рупорами, отдельными излучателями в данном случае можно считать сами рупоры.

Функции распределения тока в отдельных излучателях запишутся так:

$$f_i(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x > d/2 + id \\ (-1)^i \cos \frac{\pi x}{d} & \text{при } (-d/2 + id) \leq x \leq d/2 + id \\ 0 & \text{при } x < -d/2 + id \end{cases} \quad (2.2.5)$$

Зависимость поля в раскрывах всех рупоров от координаты y одинакова: напряженность поля постоянна в раскрыве (E - плоскость) и равна нулю при остальных значениях y . От координаты z поле не зависит совсем.

На рис. 2.2.4 показан еще один вариант антенны с качанием луча в одной плоскости. Как видно из рисунка, система щелевых излучателей состоит из 16 щелей, объединенных группами по четыре в отдельных волноводах. Ответ на вопрос, сколько же в данном случае отдельных излучателей, зависит от того, каким образом осуществляется качание луча. Если управляющими устройствами служат фазовращатели, включенные в цепи питания волноводов, то отдельных излучателей будет четыре. В этом случае величина амплитуд и фаз полей на щелях, прорезанных в одном волноводе, «жестко» связаны друг с другом и могут изменяться только одновременно. Если кроме фазовращателей, включенных в цепи питания волноводов, для качания луча использовать изменение частоты питающего генератора, то фаза поля в каждой отдельной щели может быть изменена по сравнению с фазой на соседних щелях за счет изменения длины волны в волноводе. В этом случае отдельных излучателей будет 16.



Рис. 2.2.4. Система щелевых излучателей

В антенне, изображенной на рис. 1.2.2, отдельным излучателем является каждый облучатель в совокупности с зеркалом, которое в данном случае играет роль пассивной системы. Как было показано выше, наличие пассивных систем не меняет количества отдельных излучателей, но зато, как мы видим на этом примере, резко меняет характер излучения каждого отдельного излучателя.

Наличие пассивного отражателя играет существенную роль при определении свойств отдельного излучателя и в примере с кольцевой антенной (рис. 1.1.3). Здесь отдельным излучателем служит диполь в совокупности с отражающим цилиндром.

Обратимся теперь к антеннам с непрерывным изменением амплитудно-фазового распределения. В одном из первых экспериментов по антеннам с управляемой диаграммой направленности исследовалось излучение из открытого конца волновода, заполненного ферритом [4.9]. Авторы показали, что наличие намагниченного феррита приводит к появлению моды TE_{02} в раскрыве волновода, помимо моды TE_{01} , т. е. функция, описывающая поле в раскрыве волновода, может быть представлена суммой двух функций координат:

$$E(x,y) = A_1 \sin \frac{\pi}{a} x + A_2 \sin \frac{2\pi}{a} x \quad (2.2.6)$$

где a - поперечный размер волновода.

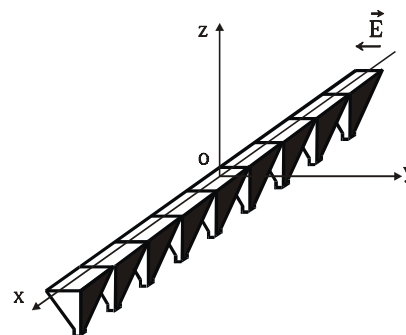


Рис. 2.2.3. Линейка рупорных излучателей

Величина коэффициентов A_1 и A_2 зависит от напряженности постоянного магнитного поля. Отсюда заключаем, что распределение излучающего тока представлено двумя линейно-независимыми слагаемыми ($m = 2$), т. е. раскрыв волновода, заполненный ферритом, представляет собой два отдельных излучателя. Если увеличить размеры раскрыва и подобрать закон подмагничивания феррита таким, чтобы можно было порознь управлять возбуждением в раскрыве нескольких различных типов полей, то мы могли бы получить систему с большим числом отдельных излучателей.

В литературе имелось несколько упоминаний об управлении амплитудно-фазовым распределением путем подмагничивания феррита, непосредственно помещенного в раскрыв антенны [4.9 – 4.11]. Во всех этих случаях число отдельных излучателей определяется числом собственных функций, по которым может быть разложено поле в раскрыве, комплексные коэффициенты при которых могут независимо друг от друга изменяться при подмагничивании феррита.

Обратимся теперь к диаграммам направленности отдельных излучателей, из которых составлена система. Естественно, что каждому i -му излучателю с распределением тока $f_i(x, y, z)$ соответствует своя диаграмма направленности $\varphi_i(\theta, \alpha)$. Такую диаграмму направленности будет иметь антенна в целом, если токи во всех излучателях, кроме i -го, равны нулю. Если же токи не равны нулю в нескольких излучателях, то диаграмма направленности антенны в целом будет представляться суммой

$$\Phi(\theta, \alpha) = \sum_{i=1}^m A_i \varphi_i(\theta, \alpha) \quad (2.2.7)$$

где A_i - по-прежнему комплексные амплитуды токов в излучателях;

$\varphi_i(\theta, \alpha)$ - диаграммы направленности отдельных излучателей.

Заметим, что фазовые диаграммы всех излучателей мы отсчитываем от одного центра отсчета фазы. Выражение для $\Phi(\theta, \alpha)$ жестко связано с выражением $F(x, y, z)$. Действительно, умножим $F(x, y, z)$ на соответствующий орт, определяющий направление вектора плотности тока, и подставим в формулу для диаграммы направленности [2.1, 2.2, 2.16]; это даст связь $\Phi(\theta, \alpha)$ и $F(x, y, z)$. Внесем интеграл под знак суммы и проинтегрируем каждую $f_i(x, y, z)$. Это даст диаграммы направленности отдельных излучателей $\varphi_i(\theta, \alpha)$, а суммы (2.2.1) и (2.2.3) перейдут в выражение (2.2.7).

Таким образом, m линейно-независимых функций $f_i(x, y, z)$ определяют собой m линейно-независимых функций $\varphi_i(\theta, \alpha)$. Свойства отдельных излучателей, из которых составлена система, можно характеризовать как законом распределения тока в них, т. е. функциями $f_i(x, y, z)$, так и их комплексными диаграммами направленности, т. е. функциями $\varphi_i(\theta, \alpha)$.

Обычно для изучения свойств системы излучателей используют диаграммы направленности отдельных излучателей. Поэтому все дальнейшее исследование систем излучателей будем проводить, анализируя свойства системы функций $\varphi_i(\theta, \alpha)$. Заметим, что распределение тока в отдельном излучателе определяет форму диаграмм направленности $\varphi_i(\theta, \alpha)$, а расположение отдельных излучателей сказывается на форме их фазовых диаграмм. Фазовые диаграммы всех отдельных излучателей будем отсчитывать от одной общей точки, поэтому в них будет учитываться несовпадение центров отдельных излучателей и общей точки отсчета.

§ 2.3. ВЗАИМНАЯ СВЯЗЬ МЕЖДУ ОТДЕЛЬНЫМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ

Широко известны методы расчета взаимных сопротивлений между вибраторными антеннами; для таких антенн величины взаимных сопротивлений вычислены и сведены в таблицы и графики. Однако этого недостаточно, так как часто приходится иметь дело с системами иных излучателей (рупоры, диэлектрические стержни и т. д.). Поэтому необходим общий способ расчета взаимных сопротивлений, пригодный для различных антенн. Для систем излучателей, представляющих собой антенну с электронным движением луча, наибольший интерес представляет вычисление взаимных импедансов излучателей, расположенных близко один от другого. Излучатели, взаимную связь между которыми необходимо найти, могут быть самыми разнообразными, причем наиболее полной

характеристикой каждого излучателя, которая имеется в нашем распоряжении, является его комплексная диаграмма направленности. Таким образом, перед нами стоит задача: по известным диаграммам направленности в дальней зоне найти взаимный импеданс между двумя излучателями [8.1, 8.2, 8.10].

Известно, что если проинтегрировать поток вектора Пойнтинга по бесконечно удаленной поверхности, то это даст возможность вычислить величину активной мощности, излучаемой антенной, а вместе с тем и активную составляющую сопротивления излучения антенны. Пусть теперь нам известны диаграммы направленности нескольких антенн, работающих одновременно. Если вычислить поток вектора Пойнтинга через бесконечно удаленную сферу, то можно вычислить активные составляющие не только собственных сопротивлений каждой антенны, но и активные составляющие взаимных сопротивлений между антеннами.

Очевидно, что этот метод не годится для вычисления реактивных составляющих как собственных, так и взаимных сопротивлений антенн. Однако из теории цепей известны методы определения реактивных составляющих сопротивлений по известной частотной зависимости активной составляющей. К соотношениям, характеризующим антенну, мы применим теоремы, известные из теории цепей, т. е. теоремы теории функций комплексного переменного. Этот математический аппарат для характеристики некоторых свойств антенн использовался в работах С. А. Щелкунова [2.2]. Вычисление реактивной составляющей собственного сопротивления антенны по известной диаграмме направленности антенны проводилось также С. А. Левисом [8.3].

Если существует возможность вычислить реактивное сопротивление антенны по известной частотной зависимости его активного сопротивления, то это означает, что структура поля в дальней зоне однозначно связана со структурой поля в ближней зоне антенны. Это положение подтверждается тем, что поле в ближней зоне может быть действительно рассчитано по известному полю в дальней зоне путем последовательных применений некоторого линейного дифференциального оператора [8.15]. Связь активной и реактивной составляющих сопротивления антенн имеет аналогии не только в теории цепей, но и в электродинамике сред с потерями, где по известной частотной зависимости вещественной части диэлектрической проницаемости можно вычислить величину ее мнимой части, т. е. потерь [8.21].

Вычисление активных составляющих взаимных сопротивлений

Пусть в некотором объеме распределены токи I_i , каждый из которых присущ одному из излучателей, образующих антенную систему в целом. Каждый из таких излучателей можно рассматривать как отдельную антенну. Как и в предыдущем параграфе, будем говорить о собственной диаграмме направленности каждой отдельной антенны-излучателя, в отличие от диаграммы направленности всей антенной системы.

Окружим каждый из токов поверхностью s_i , а всю антенну - поверхностью s_0 , удаленной настолько, чтобы можно было не учитывать реактивные поля антенн (Рис. 2.3.1).

К выделенному объему применим теорему Пойнтинга. В этом случае в выделенном объеме не будет токов, и поэтому теорема Пойнтинга запишется так:

$$j\omega \int_V (\mu_0 |H|^2 - \epsilon_0 |E|^2) dv + \int_{s_0 + \sum_{(i)} s_i} [EH^*] ds = 0. \quad (2.3.1)$$

Интегралы по поверхностям s_i будут равны мощностям, расходуемым каждым из токов, т. е.

$$- \int_{s_i} [EH^*] ds = U_i I_i^*, \quad (2.3.2)$$

где U_i и I_i - напряжение и ток на входе i -го излучателя. Минус связан с направлением нормали.

Этот прием выделения излучателей из объема V , а затем замены интегралов от вектора Пойнтинга по поверхности, окружающей ток, на произведение тока и напряжения на входе излучателя был использован С. А. Левисом [8.3].

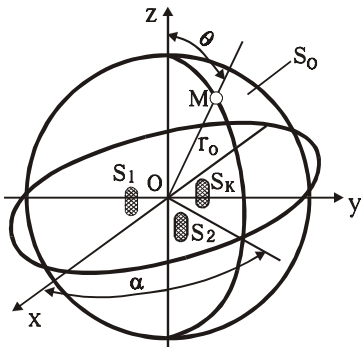


Рис. 2.3.1.
К расчету взаимных сопротивлений. Расположение отдельных излучателей

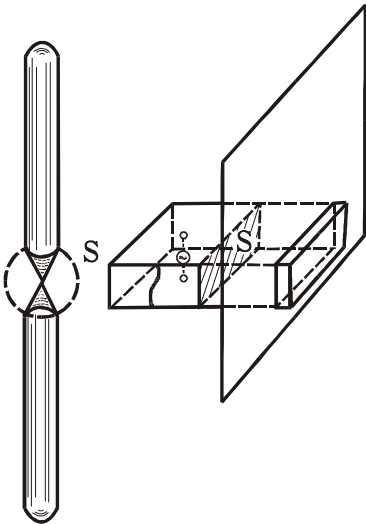


Рис. 2.3.2
Расположение поверхности, на которой определены напряжение и ток в излучателе

Поверхности s_i располагаются в том месте, где могут быть заданы ток I_i и напряжение U_i в излучателе. Например, в случае излучающего диполя поверхность s_i затягивает зазор между двумя половинками вибратора (рис. 2.3.1), в случае излучения из раскрыва волновода поверхность s_i затягивает этот раскрыв.

В случае с диполем величины U_i и I_i , имеют реальный физический смысл, так как в зазоре диполя можно рассматривать поле в квазистатическом приближении и ввести U_i и I_i как интегралы от соответствующих векторов напряженности поля.

В случае волноводных излучателей можно говорить об эквивалентных напряжениях и токе, таких, что их произведение равняется мощности, прошедшей через раскрыв, а отношение определяет величину z_i , которая позволяет рассчитать коэффициент отражения от раскрыва волновода.

Пусть каждый из излучателей создает в точке M (рис. 2.3.2) в дальней зоне напряженность поля

$$\mathbf{E}_i = I_i h_i \frac{60 e^{-jkr_0}}{\lambda r_0} \mathbf{e}_i(\theta, \alpha) e^{-j\psi_i(\theta, \alpha)} |\Phi_i(\theta, \alpha)| \quad (2.3.3)$$

где I_i - амплитуда тока в i -ом излучателе;

h_i - действующая длина излучателя;

60 - имеет размерность Ом.

При такой записи напряженности поля функции, описывающие диаграммы антенны, получаются безразмерными. Наличие в формуле для диаграммы направленности множителя $1/\lambda$ важно сохранить для дальнейшего, так как при вычислении реактивных составляющих взаимных сопротивлений важно знать зависимость параметров излучателя от частоты.

Система из m излучателей создаст в дальней зоне напряженность поля.

$$\mathbf{E}(\theta, \alpha) = \frac{60 e^{-jkr_0}}{\lambda r_0} \sum_{i=1}^m I_i h_i \Phi_i(\theta, \alpha) \quad (2.3.4)$$

В этом случае r_0 - расстояние от центра антенной системы до точки в дальней зоне. Разность фаз, образуемая за счет разноса фазового центра излучателя и точки начала отсчета r_0 , должна учитываться фазовой диаграммой $\psi_i(\theta, \alpha)$.

В дальней зоне, предполагая, что s_0 - сфера радиуса r_0 , и используя (2.3.4), получаем, поменяв местами порядок суммирования и интегрирования:

$$\int_{s_0} [E H^*] ds = \frac{30}{\pi \lambda^2} \sum_{l=1}^m \sum_{i=1}^m I_l I_i^* h_l h_i \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi_i(\theta, \alpha) \Phi_l^*(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha. \quad (2.3.5)$$

Аналогично получаем интеграл по объему

$$j\omega \int_v (\mu_0 |\mathbf{H}|^2 - \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2) dv = j\omega \sum_{l=1}^m \sum_{i=1}^m I_l I_i^* \int_v (\mu_0 \mathbf{H}_i \mathbf{H}_l^* - \epsilon_0 \mathbf{E}_i \mathbf{E}_l^*) dv, \quad (2.3.6)$$

где $\mathbf{H}_i, \mathbf{E}_i$ - поля, создаваемые антенной в окружающем пространстве при токе в i -ом излучателе, равном единице. Теперь можно получить следующее равенство:

$$\sum_{i=1}^m U_i I_i^* = \frac{30}{\pi} \sum_{l=1}^m \sum_{i=1}^m I_l I_i^* h_l h_i \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \Phi_i(\theta, \alpha) \Phi_l^*(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha +$$

$$+ j\omega \sum_{l=1}^m \sum_{i=1}^m I_l I_i^* \int_v (\mu_0 \mathbf{H}_l \mathbf{H}_i^* - \varepsilon_0 \mathbf{E}_l \mathbf{E}_i^*) dv$$
(2.3.7)

Система уравнений для токов в излучателях с учетом их взаимных сопротивлений имеет вид:

$$I_1 z_{11} + I_2 z_{12} + \dots + I_m z_{1m} = U_1$$

.....

$$I_1 z_{m1} + I_2 z_{m2} + \dots + I_m z_{mm} = U_m.$$
(2.3.8)

Помножим каждую строку на I_i^* , где i - номер строки. Тогда

$$\sum_{i=1}^m U_i I_i^* = \sum_{l=1}^m \sum_{i=1}^m I_l I_i^* z_{il}.$$
(2.3.9)

Подставим это выражение в (2.3.7). Полученное равенство должно выполняться при любых комбинациях I_i и I_l . Поэтому

$$z_{il} = \frac{30}{\pi \lambda^2} \left\{ \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \Phi_i(\theta, \alpha) \Phi_l^*(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha + j\omega \int_v (\mu_0 \mathbf{H}_l \mathbf{H}_i^* - \varepsilon_0 \mathbf{E}_l \mathbf{E}_i^*) dv \right\} h_l h_i.$$
(2.3.10)

Вследствие теоремы взаимности имеем

$$z_{il} = z_{li} = \frac{1}{2} (z_{il} + z_{li}).$$
(2.3.11)

Теперь можно записать активную z_{il} и реактивную x_{il} составляющие

$$r_{il} = \frac{15}{\pi \lambda^2} h_i h_l \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} [\Phi_i(\theta, \alpha) \Phi_l^*(\theta, \alpha) + \Phi_i^*(\theta, \alpha) \Phi_l(\theta, \alpha)] \sin \theta d\theta d\alpha$$

$$x_{il} = \frac{1}{2} \int_v [\omega \mu_0 (\mathbf{H}_l \mathbf{H}_i^* + \mathbf{H}_i^* \mathbf{H}_l) - \omega \varepsilon_0 (\mathbf{E}_l \mathbf{E}_i^* + \mathbf{E}_i^* \mathbf{E}_l)] dv$$
(2.3.12)

Активные составляющие взаимных сопротивлений вычислить сравнительно легко. Для этого нужно найти диаграммы направленности, получаемые от соответствующих излучателей и вычислить интеграл. Таким способом можно находить взаимные сопротивления отдельных групп излучателей. Для вычисления x_{il} объемный интеграл взять трудно, так как он выражается в основном через поля ближней зоны, вычисление которых для сложных антенн представляет большие трудности. Поэтому выражение x_{il} через объемный интеграл практического значения не имеет.

Рассмотрим подробнее (2.3.12). Подставим $\Phi_i(\theta, \alpha)$ в виде (2.1.2). Тогда получим

$$r_{il} = \frac{30 h_i h_l}{\pi \lambda^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \mathbf{e}_i(\theta, \alpha) \mathbf{e}_l(\theta, \alpha) |\Phi_i(\theta, \alpha)| |\Phi_l(\theta, \alpha)| \times$$

$$\times \cos[\psi_i(\theta, \alpha) - \psi_l(\theta, \alpha)] \sin \theta d\theta d\alpha$$
(2.3.13)

Это выражение является окончательным для r_{il} .

Рассмотрим теперь простой, но важный для практики случай, когда имеются две одинаковые антенны, имеющие фазовые центры. Расстояние между антеннами d (рис. 2.3.3).

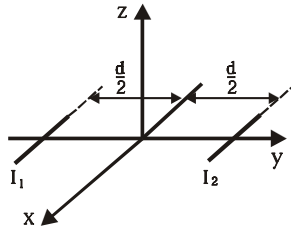


Рис. 2.3.3.
К расчету взаимных сопротивлений двух диполей

Тогда

$$\psi_1(\theta, \alpha) = -\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \sin \alpha, \psi_2(\theta, \alpha) = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \sin \alpha.$$

Амплитудные диаграммы направленности одинаковы. Формула (2.3.13) в этом случае примет следующий вид:

$$r_{12} = \frac{30 h_1 h_2}{\pi \lambda^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi^2(\theta, \alpha) \cos(kd \sin \theta \sin \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha. \quad (2.3.14)$$

При $d = 0$ формула обращается в обычное выражение для собственного активного сопротивления антенны. С ростом d величина r_{12} приобретает осциллирующий убывающий характер.

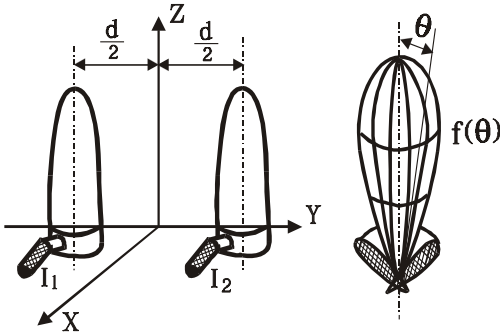


Рис. 2.3.4.
К расчету взаимных сопротивлений.
Два диэлектрических стержня

Полагаем, что при изменении d форма диаграммы $\Phi(\theta, \alpha)$ не изменяется, т. е. при изменении расстояния между антеннами не изменяется распределение тока на самих антеннах. В некоторых случаях это условие может быть нарушено, например, при очень сильном сближении двух диэлектрических стержней, когда расстояние между стержнями становится меньше диаметров самих стержней. Однако в системах излучателей, предназначенных для немеханического движения луча, столь близкое расположение антенн практически не встречается.

Наложим еще одно ограничение. Рассмотрим две антенны, имеющие максимум излучения при $\theta = 0$ и симметричные диаграммы направленности, не зависящие от угла α . Такими антеннами могут быть диполи,

ориентированные вдоль полярной оси, а также рупоры или диэлектрические стержни (рис. 2.3.4). В этом случае

$$r_{12} = 60 \frac{h^2}{\lambda^2} \int_0^\pi \Phi^2(\theta) J_0(kd \sin \theta) \sin \theta d\theta, \quad (2.3.15)$$

где $J_0(z)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Эта формула проста для вычислений и охватывает большое число практически полезных случаев.

Вычисление реактивных составляющих взаимных сопротивлений

Запишем взаимный импеданс двух излучателей

$$z_{il}(\omega) = r_{il}(\omega) + jx_{il}(\omega). \quad (2.3.16)$$

Будем считать, что активная составляющая взаимного импеданса известна, причем для различных частот, т. е. r_{il} является известной функцией частоты.

Прежде чем перейти к рассмотрению связи между r_{il} и x_{il} , установим свойства z_{il} как функции комплексной частоты

$$p = \sigma + j\omega. \quad (2.3.17)$$

Рассмотрим вначале электрическое поле, излученное элементарным диполем Герца, для случая временной зависимости тока в диполе вида $e^{j\omega t}$. Известные математические преобразования позволяют найти для диполя, расположенного в начале координат:

$$E_{\theta} = I \cdot h \sin \theta \left(\frac{1}{pr^2} + \frac{1}{cr} + \frac{p}{c^2} \right) \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{e^{p(t-r/c)}}{r} \quad (2.3.18)$$

$$E_r = I \cdot h \cos \theta \left(\frac{1}{pr^2} + \frac{1}{cr} \right) \frac{2}{\epsilon_0} \cdot \frac{e^{p(t-r/c)}}{r}$$

где I - амплитуда тока в диполе;
 h - действующая длина диполя;
 c - скорость света.

Рассмотрим два элементарных диполя. Электродвижущая сила, наведенная вторым диполем на первый диполь, будет равна

$$e_{21} = Edl_1, \quad (2.3.19)$$

откуда

$$z_{21} = \frac{e_{21}}{I_1} = \left(\frac{A}{p} + B + Cp \right) e^{-p \frac{r}{c}}. \quad (2.3.20)$$

При $p = 0$, $z_{21} \rightarrow \infty$ это легко объяснить, так как при неизменных во времени зарядах ток на диполе равен нулю. Эти заряды на втором диполе создадут статическую разность потенциалов. Отношение этой разности потенциалов к току в первом диполе стремится к бесконечности. Таким образом, величина A характеризует кулоновское взаимодействие между диполями. Из полученного выражения видно, что z_{12} является аналитической функцией от комплексной частоты p во всей правой полуплоскости ($\sigma > 0$) и на мнимой оси, за исключением точки $p = 0$.

Для дальнейших рассуждений важно охарактеризовать поведение z_{21} при $p \rightarrow \infty$. Стоящий в формуле (2.3.20) коэффициент C пропорционален произведению действующих длин рассматриваемых элементарных диполей. В соответствии с (2.3.20) модуль z_{21} растет пропорционально первой степени частоты. Однако на самом деле это не так. Элементарный диполь остается элементарным до тех пор, пока $h \ll \lambda$; с ростом частоты это условие нарушается, распределение тока на диполе становится непрямоугольным, действующая длина диполя сокращается. Таким образом, скорость возрастания z_{21} с частотой несколько меньше, чем скорость возрастания ω .

Повторим коротко прием, обычно применяемый для установления связи между вещественной и мнимой частями некоторой функции, основанный на известной теореме Коши об интеграле от функции комплексного переменного [8.22].

Составим интеграл

$$\frac{1}{2\pi j} \int_C \frac{z_{ik}(p)}{p - j\omega_0} dp,$$

где ω_0 - некоторая фиксированная вещественная частота, при которой нас интересует величина x_{ik} .

Контур интегрирования C проходит по вещественной оси частот ($j\omega$) и замыкается по бесконечно удаленной полуокружности, расположенной в правой полуплоскости. Точки $\omega = 0$ и $\omega = \omega_0$ обходятся по полуокружности малого радиуса (рис. 2.3.5). Интеграл по бесконечно удаленной полуокружности обращается в нуль, так как мы специально оговорили, что слагаемое Cp в (2.3.20) возрастет с частотой медленнее, чем ω в первой

степени. Интеграл по полуокружности вокруг точки ω_0 равен $\frac{1}{2} z_{ik}(\omega_0)$

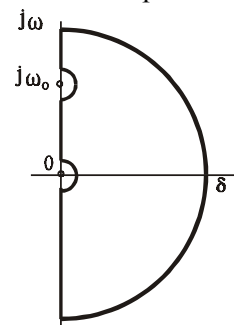


Рис.2.3.5.
 К расчету мнимой части взаимного импеданса. Контур интегрирования

Интеграл по полуокружности вокруг точки 0 равен $j \frac{A}{2\omega_0}$. В результате получаем

$$\frac{1}{2\pi j} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{z_{ik}(\omega)}{\omega - \omega_0} d\omega + \frac{1}{2} z_{ik}(\omega_0) + j \frac{A}{2\omega_0} = 0. \quad (2.3.21)$$

Здесь интегрирование ведется по оси вещественных частот. Отсюда уже легко получить интересующую нас формулу связи вещественной и мнимой частей взаимного импеданса двух антенн

$$x_{ik} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{r_{ik}(\omega)}{\omega - \omega_0} d\omega - \frac{A}{\omega_0}. \quad (2.3.22)$$

Естественно, что интеграл понимается в смысле главного значения.

Поля сложных антенн в ближней зоне могут содержать составляющие вида $E_n(p) \propto r^{-n} p^{-(n-2)}$ [8.15], т. е. изменяться быстрее, чем r^{-3} . Это вызывает опасения, что при $p = 0$ соответствующий интеграл может разойтись. Однако при $p \rightarrow 0$ любая антенна по своим свойствам будет приближаться к элементарному диполю, в связи с чем эти опасения отпадают. Мы уже установили, что коэффициент A в выражении для z_{il} связан с квазистатическим влиянием диполей друг на друга. Из (2.3.20) видно, что A имеет смысл обратной емкости двух диполей [2.2].

Учитывая, что $r_{ik}(\omega) = r_{ik}(-\omega)$, выражение (2.3.22) легко преобразовать к общепринятому виду

$$x_{ik} = \frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{r_{ik}(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega - \frac{A}{\omega_0}. \quad (2.3.23)$$

Аналогичные рассуждения можно провести и для магнитного элементарного диполя, тогда получим реактивную составляющую взаимной проводимости;

$$b_{ik}(\omega_0) = \frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{g_{ik}(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega - \frac{A_1}{\omega_0}, \quad (2.3.24)$$

где A_1 имеет размерность обратной индуктивности и учитывает квазистатическую магнитную связь между диполями.

Полученное выражение для $x_{ik}(\omega_0)$ (2.3.23) мало пригодно для практических расчетов. Преобразуем его с целью получить приближенные формулы, позволяющие по известной форме диаграммы направленности двух антенн находить реактивную составляющую их взаимного импеданса. Прежде чем заняться этими преобразованиями, рассмотрим более подробно структуру частотной зависимости активной составляющей взаимного импеданса. Активная составляющая взаимного импеданса между двумя излучателями изменяется при изменении частоты, вследствие того, что изменяются:

- 1) электрическая длина между фазовыми центрами антенн, т. е. величина kd , входящая в формулу для расчета r_{ik} ;
- 2) напряженность поля волны, излученной антенной в направлении максимального излучения, так как изменяется величина КНД за счет изменения отношения длины или площади антенны к длине волны или квадрату длины волны. В формуле для r_{ik} это отражается множителем $1/\lambda^2$;
- 3) форма диаграммы направленности и действующая высота или действующая поверхность антенны.

Эти предварительные замечания позволят придать физический смысл выражениям, которые будут получены в дальнейшем.

Запишем комплексную диаграмму направленности в следующем виде:

$$\Phi(\theta, \alpha, \omega) = \Phi_h(\theta, \alpha) \frac{\omega}{\omega_0} e^{\pm j \frac{kd}{2} \sin \theta \sin \alpha} \quad (2.3.25)$$

Так же как и при выводе формул (2.3.14) и (2.3.15) считаем, что излучатели имеют фазовые центры, а расстояние между фазовыми центрами двух излучателей равно d .

Отношение ω/ω_0 здесь играет ту же роль, что и $1/\lambda$. в формулах (2.3.3) и (2.3.4). Функция $\Phi_h(\theta, \alpha)$ отражает зависимость напряженности поля в дальней зоне как от углов θ, α , так и от частоты с учетом зависимости от частоты действующей высоты антенны. Здесь опущены постоянные множители как несущественные, так как в конечном итоге нас будут интересовать нормированные величины $r_{i,k}$ и $x_{i,k}$.

Подставим (2.3.25) в (2.3.14), а затем в (2.3.23), и получим выражение

$$x_{ik} = \frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi_h^2(\theta, \alpha) \frac{\omega^2 \cos(\omega\tau \sin\theta \sin\alpha)}{\omega_0^2(\omega^2 - \omega_0^2)} \sin\theta d\omega d\alpha d\theta, \quad (2.3.26)$$

Здесь принято обозначение:

$$kd = \omega\tau, \quad (2.3.27)$$

где τ - время прохождения электромагнитной волны от фазового центра одного излучателя до фазового центра другого излучателя.

Здесь мы пренебрегаем квазистатической связью между излучателями. Это обосновано тем, что с ростом расстояния сопротивление связи, обусловленное квазистатическим влиянием излучателей друг на друга, резко убывает. Границы применимости этого и некоторых других приближений будут обсуждаться при проведении численных расчетов в следующем параграфе.

Вычисление интегралов в (2.3.26) представляет существенные трудности, так как интеграл по ω несобственный. В вычислительной математике существуют способы устранения расходимости интеграла в точке $\omega = \omega_0$, однако вычисление тройного интеграла с учётом особенности в точке $\omega = \omega_0$ требует большего машинного времени. Для упрощения вычислительных процедур ограничимся случаем диаграмм направленности, не зависящих от азимутального угла α . Для этого случая вещественная составляющая взаимного импеданса определяется ранее полученной формулой (2.3.15). Перепишем (2.3.15) с учётом (2.3.27) в следующем виде, отбросив постоянные множители, имея в виду, что в дальнейшем нам понадобятся нормированные величины составляющих взаимного импеданса:

$$r_{12}(\omega, \tau) = \omega^2 \int_0^\pi \Phi^2(\theta) J_0(\omega\tau \sin\theta) \sin\theta d\theta. \quad (2.3.28)$$

Подставим (2.3.28) в (2.3.23) и с учётом (2.3.27) получим выражение для мнимой составляющей взаимного импеданса:

$$x_{12}(\omega_0, \tau) = \frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^\pi \Phi^2(\theta) \left[\int_0^\infty \frac{\omega^2 J_0(\omega\tau \sin\theta)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega \right] \sin\theta d\theta. \quad (2.3.29)$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках, представляет собой функцию от ω_0 и τ . Запишем её в следующем виде:

$$F(\omega_0, \tau) = \frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega^2 J_0(\omega\tau \sin\theta)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega. \quad (2.3.30)$$

Введём обозначения:

$$\omega\tau \sin\theta = \xi$$

$$\omega_0\tau \sin\theta = x \quad (2.3.31)$$

$$F(\omega_0, \tau) = \omega_0^2 F_0(x)$$

С учётом этих обозначений запишем выражение для $F_0(x)$:

$$F_0(x) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{x} \int_0^\infty \frac{\xi^2 J_0(\xi)}{\xi^2 - x^2} d\xi = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{x} \left[\int_0^\infty J_0(\xi) d\xi + x^2 \int_0^\infty \frac{J_0(\xi)}{\xi^2 - x^2} d\xi \right]. \quad (2.3.32)$$

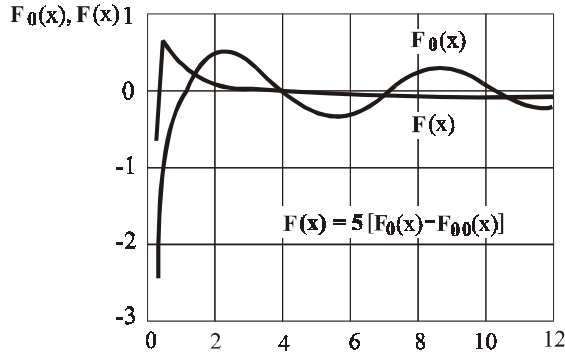
Интеграл от функции Бесселя равен единице¹. Второй интеграл в квадратных скобках (2.3.32) является несобственным интегралом и поэтому требует применения специальных приёмов для вычисления². Разложим в степенной ряд функцию Бесселя в окрестности точки $\xi = x$:

$$J_0(\xi) = J_0(x) - J_1(x) \cdot (x - \xi) + \dots$$

Подставив это разложение в (2.3.32), получим:

$$F_0(x) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{x} \left[1 + x^2 \int_0^{x-\delta} \frac{J_0(\xi)}{\xi^2 - x^2} d\xi + x^2 \int_{x+\delta}^A \frac{J_0(\xi)}{\xi^2 - x^2} d\xi + J_1(x) \cdot x \cdot \delta \right]. \quad (2.3.33)$$

Здесь введены два параметра, играющих решающую роль при вычислении интегралов A и δ . В пределе $A \rightarrow \infty, \delta \rightarrow 0$. Однако при выполнении вычислений следует положить эти параметры такими, чтобы при дальнейшем увеличении A и дальнейшем уменьшении δ результаты расчёта уже не изменялись. На рис. 2.3.6. показан результат расчёта $F_0(x)$ при $A = 500, \delta = 0,01$. Там же приведена аппроксимирующая функция, которая будет использована при дальнейших расчётах:



где $N_0(x)$ – функция Неймана нулевого порядка.

$$F_{00}(x) = N_0(x) - \frac{0,1}{x^2}, \quad (2.3.33)$$

где $N_0(x)$ – функция Неймана нулевого порядка.

Таким образом, мы получили следующие выражения для расчёта вещественной и мнимой составляющих взаимного импеданса между двумя излучателями при условии, что они имеют одинаковые амплитудные диаграммы

направленности, причём эти диаграммы направленности обладают азимутальной симметрией, т. е. не зависят от угла α :

$$r_{12}(kd) = \frac{\int_0^\pi \Phi^2(\theta) \cdot J_0(kd \sin \theta) \cdot \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \Phi^2(\theta) \cdot \sin \theta d\theta}; \quad (2.3.34)$$

$$x_{12}(kd) = \frac{\int_0^\pi \Phi^2(\theta) \cdot F_0(kd \sin \theta) \cdot \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \Phi^2(\theta) \cdot \sin \theta d\theta}. \quad (2.3.35)$$

Составляющие взаимного импеданса нормированы так, чтобы $r_{12}(0) = 1$.

¹ И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений.-М.: Физматгиз, 1962 (стр. 679).

² В.И. Смирнов. Курс высшей математики. Т. 2., -М.: «Наука», 1974 (с. 260-270)

§ 2.4. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ВЗАИМНОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ СЛАБОНАПРАВЛЕННЫМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ

Взаимная связь между излучателями в антенне с немеханическим движением луча приводит к искажениям амплитудно-фазового распределения в апертуре антенны и, как следствие этого, - к систематическим ошибкам положения луча и росту уровня боковых лепестков. Поэтому важно уметь

количественно оценить величину этой взаимной связи, т. е. уметь находить взаимный импеданс или модуль и фазу переходного затухания между излучателями. Для исследования искажений диаграммы направленности не обязательно знать величины r_{12} и x_{12} , измеренные в Омах. Достаточно знать модуль и фазу коэффициента передачи между двумя излучателями. Поэтому не будем уточнять понятия действующей длины различных антенн, а также эффективной силы излучающего тока, к которому будет отнесено сопротивление, а используем нормированную величину z_{12} , т. е.

$$z'_{12} = z_{12} / z_{11}$$

Также положим, что собственный импеданс антенны z_{11} чисто активен, т. е. что антенна полностью согласована с питающим фидером при отсутствии взаимной связи.

Как уже говорилось, для антенны с немеханическим движением луча значение взаимных сопротивлений между излучателями важно с точки зрения искажений, которые взаимная связь создаст в амплитудно-фазовом распределении. Поэтому нам важно уметь количественно оценивать связь между излучателями в тех случаях, когда она достаточно велика. Антенны больших размеров, имеющие высокую направленность, даже если они расположены в непосредственной близости одна от другой, имеют очень большие переходные затухания. Поэтому рассчитывать связь остронаправленных антенн нет необходимости. Обратимся к расчёту взаимной связи слабонаправленных излучателей, из которых, как правило, и образуются системы излучателей с немеханическим движением луча.

Предположим, что диаграмма направленности излучателей не зависит от угла α , т. е. является телом вращения. Используем формулы (2.3.34) и (2.3.35).

Рассмотрим излучатели, имеющие диаграммы направленности вида

$$\Phi(\theta) = C \sin \theta . \quad (2.4.1)$$

Диаграмма направленности вида (2.4.1) близка к диаграмме направленности полуволнового диполя. Это позволит сравнить известные величины взаимных сопротивлений полуволновых диполей с результатами расчета по формулам (2.3.34) и (2.3.35).

В табл. 2.4.1 приведены величины взаимных сопротивлений, рассчитанных по формулам (2.3.34) и (2.3.35), и заимствованных из графиков, полученных на основе метода наведённых ЭДС [2.1, 2.2, 2.16] (взаимные сопротивления нормированы к величине 73,2 Ом).

Таблица 2.4.1

Нормированное расстояние между вибраторами d/λ	Нормированные величины r_{12} и x_{12} (Метод наведённых ЭДС)	Нормированные величины r_{12} и x_{12} по формулам (2.3.34) и (2.3.35)
0,00	1,00 + j0,48	1,00 + j∞
0,04	0,99 + j0,38	0,99 + j1,02
0,08	0,95 + j0,19	0,95 + j0,54
0,12	0,89 + j0,02	0,89 + j0,24
0,16	0,80 - j0,13	0,80 + j0,02
0,20	0,70 - j0,26	0,71 - j0,16
0,24	0,59 - j0,31	0,60 - j0,29
0,28	0,46 - j0,44	0,47 - j0,39
0,32	0,34 - j0,49	0,35 - j0,45
0,36	0,21 - j0,52	0,22 - j0,48
0,40	0,09 - j0,52	0,10 - j0,48
0,44	- 0,03 - j0,49	0,00 - j0,47
0,48	- 0,13 - j0,44	- 0,11 - j0,43
0,52	- 0,21 - j0,38	- 0,20 - j0,37
0,60	- 0,32 - j0,22	- 0,31 - j0,22
0,70	- 0,34 + j0,00	- 0,33 + j0,00
0,80	- 0,25 + j0,17	- 0,25 + j0,17
0,90	- 0,10 + j0,25	- 0,11 + j0,24
1,00	+ 0,05 + j0,24	+ 0,04 + j0,24
1,10	+ 0,17 + j0,15	+ 0,17 + j0,15

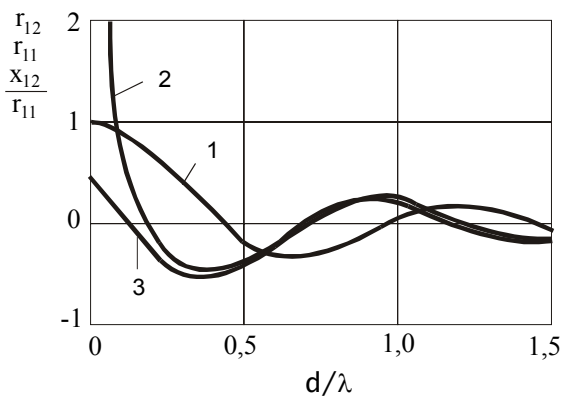


Рис. 2.4.1.

Нормированные составляющие взаимного импеданса двух полуволновых вибраторов: 1 - вещественная составляющая, подсчитанная по формуле (2.3.34) и полученная на основе метода наведённых эдс, 2 - мнимая составляющая, подсчитанная по формуле (2.3.35), 3 - мнимая составляющая, полученная на основе метода наведённых эдс

Из таблицы видно, что активные сопротивления в обоих её столбцах совпадают с большой точностью, реактивные же сопротивления при $d/\lambda < 0,25$ существенно расходятся, а при $d/\lambda > 0,25$ так же хорошо совпадают. Этот результат подтверждает правильность высказанного в предыдущем параграфе предположения о возможности пренебречь как квазистатическим влиянием излучателей друг на друга, так и частотной зависимостью формы амплитудной диаграммы направленности при $d/\lambda > 0,25$. Данные, приведённые в табл. 2.4.1, иллюстрируются графиками, приведёнными на рис. 2.4.1.

Рассмотрим также взаимную связь между антеннами, имеющими диаграмму направленности в виде сектора шириной π/m .

$$\Phi(\theta) = \begin{cases} 0 & \text{при } \theta < -\pi/2m \\ 1 & \text{при } -\pi/2m \leq \theta \leq \pi/2m \\ 0 & \text{при } \theta > \pi/2m \end{cases} \quad (2.4.2)$$

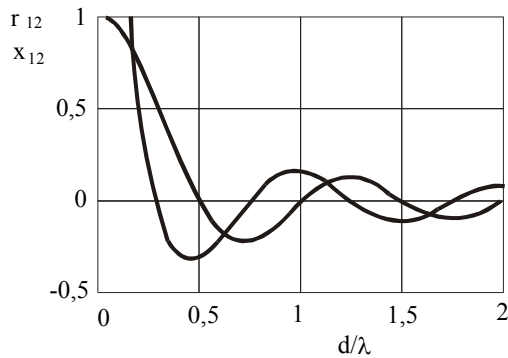


Рис. 2.4.2.

Взаимное сопротивление двух излучателей с секторной диаграммами направленности вида (2.4.2) при $m = 1$

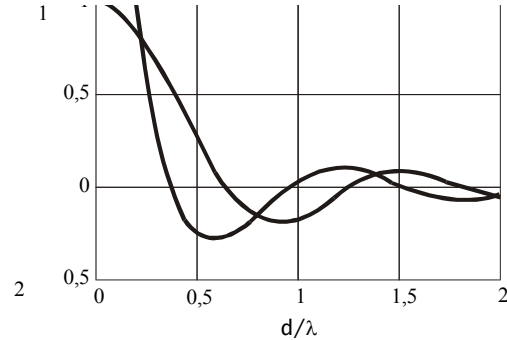


Рис. 2.4.3.

Взаимное сопротивление двух излучателей с секторной диаграммами направленности вида (2.4.2) при $m = 1.5$

Диаграмма направленности такого вида с известным приближением соответствует антеннам следующего вида: печатные антенны, короткие диэлектрические стержни или рупоры небольшого размера. На рис. 2.4.2 – 2.4.4 приведены результаты расчета по формулам (2.3.34) и (2.3.35). По поводу вида зависимости r_{12} и x_{12} от d/λ можно заметить следующее. В случае названных выше антенн при $m > 1$ нет непосредственного попадания поля излучения одной антенны на другую. Связь между антеннами происходит исключительно за счёт реактивных полей. Чем больше направленность антенны, тем быстрее убывают её реактивные поля по мере удаления от оси антенны и тем быстрее убывают величины r_{12} и x_{12} с ростом d/λ .

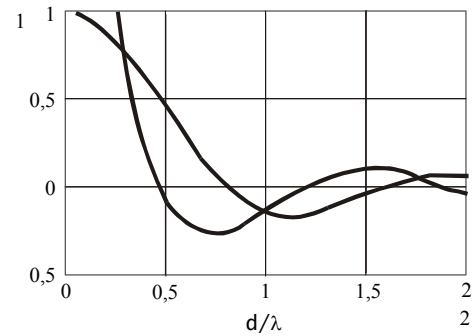


Рис. 2.4.4.

Взаимное сопротивление двух излучателей с секторной диаграммами направленности вида (2.4.2) при $m = 2$

Из графиков на рис. 2.4.2 – 4 также видно, что чем больше направленность антенны, тем больше зона, где нормированная величина r_{12} близка к единице. Для антенн, имеющих некоторую апертуру, это соответствует такому расположению антенн, когда их апертуры перекрываются: чем больше направленность антенны, тем соответственно и больше ее апертура. Если предположить, что направленность антенны получена за счет сверхнаправленности при малой апертуре, то область изменения d/λ , в которой нормированная величина r_{12} близка к единице, соответствует области интенсивных реактивных полей, обязательно сопутствующих сверхнаправленности.

Вычислим переходное затухание между двумя излучателями, если известно их взаимное сопротивление. Пусть к первой антенне подключен генератор с ЭДС U_1 и внутренним сопротивлением z_i , а вторая антенна соединена с нагрузкой, сопротивление которой равно z_n . Получаем следующее уравнение для токов в излучателях:

$$\begin{aligned} I_1(z_{11} + z_i) + I_2 z_{12} &= U_1; \\ I_1 z_{12} + I_2(z_{22} + z_n) &= 0 \end{aligned} \quad (2.4.3)$$

Положим, что внутреннее сопротивление генератора и сопротивление нагрузки второй антенны равны входному сопротивлению каждой из антенн при отсутствии взаимного влияния, т. е. $z_i = z_n = z_{11} = z_{22}$, причем считаем, что z_{11} и z_{22} - чисто активные сопротивления, то есть каждая из антенн в отдельности согласована.

Отсюда легко найти токи на входных зажимах обеих антенн. Зная токи, можно найти активную мощность, расходуемую первой антенной;

$$\operatorname{Re} P_1 = |I_1|^2 r_{\text{вх}} = \frac{2z_{11}^2 - r_{12}^2 + x_{12}^2}{|2z_{11}^2 - z_{12}^2|^2} U_1^2 z_{11}, \quad (2.4.4)$$

и активную мощность, которая пройдет во вторую антенну и будет поглощена ее нагрузкой

$$P_2 = |I_2|^2 z_{11} = \frac{r_{12}^2 + x_{12}^2}{|2z_{11}^2 - z_{12}^2|^2} U_1^2 z_{11}. \quad (2.4.5)$$

Теперь легко найти отношение мощности, прошедшей во вторую антенну, к мощности, потребляемой от генератора первой антенной:

$$\frac{P_2}{\operatorname{Re} P_1} = \frac{1}{2} \frac{r_{12}^2 + x_{12}^2}{2z_{11}^2 - r_{12}^2 + x_{12}^2}. \quad (2.4.6)$$

Из этой формулы видно, что, когда $r_{12} \rightarrow z_{11}$ величина x_{12} почти не влияет на величину передаваемой мощности. При максимальной связи, когда $r_{12} = z_{11}$, отношение $P_2/\operatorname{Re} P_1$ равно половине, т. е. половина мощности, потребляемой от генератора первой антенной, будет передаваться во вторую, а половина будет излучаться в пространство и частично отражаться к генератору из-за рассогласования, возникшего в результате влияния антенн друг на друга.

Найдём фазу коэффициента передачи между двумя антеннами. Из (2.4.3) следует, что

$$\arg\left(\frac{I_1}{I_2}\right) = \arg\left(\frac{z_{12}}{2z_{11}}\right). \quad (2.4.7)$$

Если z_{11} вещественная величина, то

$$\arg\left(\frac{I_1}{I_2}\right) = \operatorname{arctg}\left(\frac{x_{12}}{r_{12}}\right). \quad (2.4.8)$$

Пусть первая антенна питается по длинной линии с волновым сопротивлением равным z_{11} ; из-за взаимной связи в этой линии появится отраженная волна. Легко подсчитать коэффициент отражения, его модуль и фазу

$$|\Gamma| = \frac{r_{12}^2 + x_{12}^2}{\sqrt{(4z_{11}^2 - r_{12}^2 + x_{12}^2) + 4r_{12}x_{12}}}, \quad (2.4.9)$$

$$\arg \Gamma = \operatorname{arctg} \frac{2r_{12}x_{12}}{r_{12}^2 + x_{12}^2} + \operatorname{arctg} \frac{2r_{12}x_{12}}{4 - r_{12}^2 + x_{12}^2}. \quad (2.4.10)$$

На рис. 2.4.5 показана зависимость переходного затухания T в дБ от d/λ для излучателей с диаграммами направленности вида $\sin\theta$. Иногда говорят: затухание растет со скоростью 3 дБ или 6 дБ на октаву (октава - двукратное изменение какой-либо величины, в нашем случае расстояния). Скорость роста 3 дБ на октаву отражает двукратное уменьшение напряжённости поля при четырёхкратном увеличении расстояния. Это отвечает связи между излучателями за счёт полей рассеяния диполей в ближней зоне. Скорость 6 дБ на октаву отражает двукратное уменьшение плотности потока мощности при двукратном увеличении расстояния. Это отвечает связи между

излучателями за счёт переноса мощности. Из графиков на рис. 2.4.5 хорошо видно, что для полуволновых диполей связь за счёт полей рассеяния играет решающую роль при $d/\lambda \leq 1,5$. При большем расстоянии наблюдается только перенос мощности.

На рис. 2.4.6 показано переходное затухание между излучателями с секторной диаграммой направленности при $m = 1; 1,5; 2$. Наиболее характерным для этого семейства графиков является различный наклон кривых при $d < \lambda$ и $d > \lambda$.

При малом расстоянии между излучателями взаимная связь определяется реактивными полями ближней зоны. В случае рассматриваемых диаграмм направленности поле излучения одной антенны на другую антенну не попадет, и связь происходит за счет реактивных полей, которые убывают пропорционально квадрату расстояния. Поэтому и переходное затухание убывает со скоростью 6 дБ на октаву. Сравните скорость убывания переходного затухания при малом расстоянии между полуволновыми вибраторами, которая составляет 3 дБ на октаву. При большом расстоянии между антеннами, как в случае полуволновых вибраторов, так и в случае антенн с секторными диаграммами направленности переходное затухание убывает со скоростью 6 дБ на октаву.

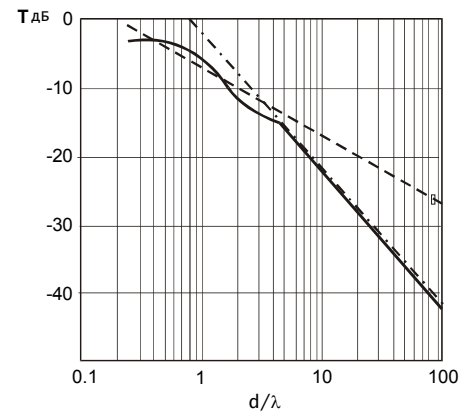


Рис. 2.4.5.

Переходное затухание между двумя излучателями с диаграммами направленности вида $\sin\theta$. Сплошная линия - переходное затухание в дБ; штриховая линия - наклон, отражающий рост затухания 3 дБ на октаву; штрихпунктирная линия - наклон, отражающий рост затухания 6 дБ на октаву

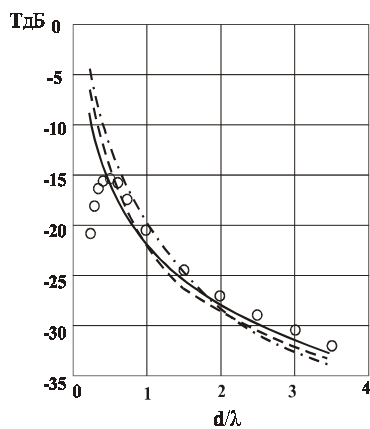


Рис. 2.4.6.

Переходное затухание между двумя излучателями с секторными диаграммами направленности. Сплошная линия - $m = 1$; штриховая линия - $m = 1,5$; штрихпунктирная линия - $m = 2$; кружки - эксперимент с слабонаправленными диэлектрическими антеннами

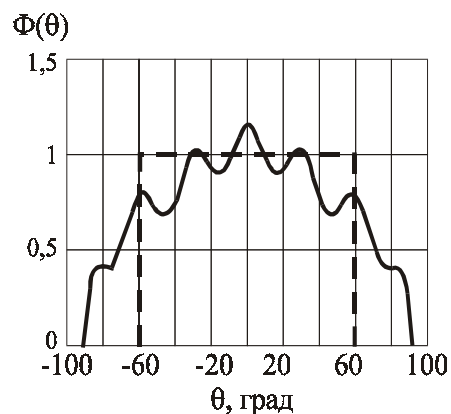


Рис. 2.4.7.

Диаграмма направленности диэлектрической антенны (сплошная линия) и аппроксимирующая её секторная диаграмма направленности (штриховая линия)

Представляет интерес сравнить расчетные величины модуля и фазы коэффициента передачи вух излучателей с результатами их экспериментального измерения. Для экспериментального измерения взаимной связи между излучателями были взяты два конических диэлектрических стержня. Стержни были изготовлены из феррита с $\epsilon = 9$ в виде правильных конусов с диаметром основания $0,24\lambda$ и длиной $0,8\lambda$, где λ - длина волны в воздухе. На рис. 2.4.7 приведена форма диаграммы направленности одиночного стержня и аппроксимирующая ее функция в виде секторной диаграммы направленности при $m = 1,5$.

На рис. 2.4.6 приведены результаты измерения переходного затухания между двумя диэлектрическими антеннами. Сравнение экспериментальной кривой и расчетных кривых при

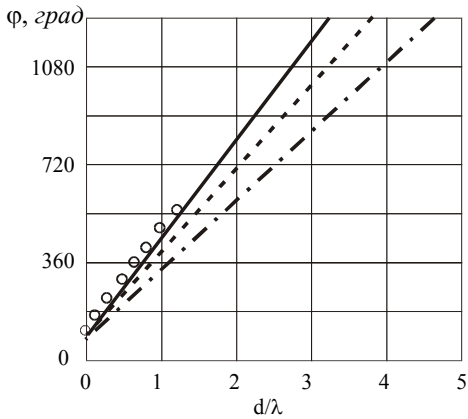


Рис. 2.4.8.

Фазовый сдвиг волны, возбужденной в излучателе за счёт взаимной связи.

Излучатели с секторными диаграммами направленности: сплошная линия - $m = 1$; штриховая линия - $m = 1,5$; штрихпунктирная линия - $m = 2$; кружки - эксперимент с слабонаправленными диэлектрическими антеннами

$m = 1,5$ показывает их близкое совпадение. Загиб экспериментальной кривой при $d/\lambda < 0,4$ объясняется тем, что очень близкое расположение стержней нарушает распределение поля внутри самих стержней, резко изменяет их диаграммы направленности и поэтому результаты расчетов, полученные для неизменной формы диаграммы направленности, делаются неприемлемыми. Этот экспериментальный результат показывает, что изменение распределения излучающего тока в антеннах может исказить результаты расчетов их взаимной связи, однако эти искажения существенны только при очень малом расстоянии между двумя антеннами.

На рис. 2.4.8 показаны расчетные зависимости фазы взаимного импеданса от расстояния между излучателями с секторными диаграммами направленности для различных m . Там же кружками показаны измеренные значения фазовых сдвигов, полученные в эксперименте с упомянутыми выше диэлектрическими стержнями. В эксперименте с помощью фазового моста измерялась фаза волны, пришедшей в нагрузку пассивного излучателя.

Приведённые данные позволяют сделать вывод о том, что изложенная методика расчета взаимной связи между излучателями при выполнении неравенства $d > 0,25\lambda$ позволяет по известным диаграммам направленности

излучателей в дальней зоне рассчитать комплексную величину взаимного сопротивления с достаточной для практических целей точностью.

§ 2.5. МАКСИМУМ КОЭФФИЦИЕНТА НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ СИСТЕМЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Направленные свойства антенны, представляющей собой систему излучателей, зависят как от вида самих излучателей (их комплексных диаграмм направленности), так и от способа их питания (от амплитуд и фаз токов, возбужденных фидерной системой в излучателях). В большинстве случаев практического применения антенн с немеханическим движением луча в системе излучателей должно быть задано такое распределение амплитуд и фаз токов, которое обеспечит максимально возможный для данной системы коэффициент направленного действия. Иногда бывает важно уменьшить уровень боковых лепестков. В этом случае отступают от амплитудно-фазового распределения, оптимального в том смысле, как мы его определили, и переходят к другим распределениям, обеспечивающим максимальную направленность при заданном уровне боковых лепестков. Нужно сказать, что амплитудно-фазовые распределения, оптимальные в смысле боковых лепестков и в смысле обеспечения максимума КНД, отличаются не так уже сильно: как правило, отличие состоит в некотором перераспределении амплитуд. Поэтому на первом этапе анализа всякой системы излучателей целесообразно искать распределение, соответствующее максимуму КНД, а затем уже находить вариации, позволяющие снизить уровень боковых лепестков.

Для антенны с немеханическим движением луча важно, чтобы в процессе движения луча КНД антенны оставался максимальным. Поэтому условие максимума КНД в заданных направлениях является законом, по которому должны изменяться амплитуды и фазы токов в излучателях. Все

рассуждения мы поведем для произвольной системы излучателей, подбирая амплитудно-фазовое распределение, обеспечивающее максимум КНД в заданном направлении.

В антеннах с немеханическим движением луча стремятся уменьшить взаимную связь между излучателями, так как она приводит к искажениям амплитудно-фазового распределения и как следствие этого к угловым ошибкам и росту бокового излучения. При анализе условий максимума КНД будем полагать, что взаимная связь между излучателями отсутствует. В действительности взаимная связь не равна нулю, поэтому при каких-то наиболее неблагоприятных условиях наличие взаимной связи может изменить результаты расчета, причем КНД системы может при этом как уменьшиться, так и возрасти. Вопрос о влиянии малой взаимной связи на КНД системы рассмотрим в гл. V, посвященной искажениям диаграммы направленности системы излучателей, а в этом параграфе — несколько идеализированную систему, т. е. систему излучателей без взаимной связи.

В § 2.1 диаграмма направленности системы излучателей была представлена в виде суммы диаграмм направленности отдельных излучателей. Подставим $\Phi(\theta, \alpha)$ в виде суммы (2.2.7) в формулу для КНД (2.1.5), получим

$$D(\theta_0, \alpha_0) = \frac{4\pi \left| \sum_{i=1}^m A_i \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \right|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left| \sum_{i=1}^m A_i \varphi_i(\theta, \alpha) \right|^2 \sin \theta d\theta d\alpha}. \quad (2.5.1)$$

Здесь, как обычно, θ_0 и α_0 обозначают направление максимального излучения; в данном случае это — направление, в котором необходимо получить максимум КНД.

Перепишем в (2.5.1) квадрат модуля суммы как двойную сумму от произведения $A_i A_k^* \varphi_i(\theta, \alpha) \varphi_k^*(\theta, \alpha)$. Тогда в знаменателе получим интегралы

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \varphi_i(\theta, \alpha) \varphi_k^*(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha.$$

Заметим, что интегралы такого вида исследовались в предыдущем параграфе; они выражают взаимную связь между излучателями, точнее активную составляющую взаимного импеданса. На практике взаимную связь в системах с немеханическим качанием луча стремятся всячески уменьшить. Поэтому можно считать, что рассматриваемые интегралы при $i \neq k$ весьма малы. Предположим более жесткое условие:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \varphi_i(\theta, \alpha) \varphi_k^*(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha = \begin{cases} 1 & \text{при } i = k, \\ 0 & \text{при } i \neq k. \end{cases} \quad (2.5.2)$$

Тогда

$$D(\theta_0, \alpha_0) = \frac{4\pi \sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^m A_i A_k^* \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \varphi_k^*(\theta_0, \alpha_0)}{\sum_{i=1}^m A_i A_i^*}. \quad (2.5.3)$$

На самом деле условие (2.5.2) точно не выполняется. При $i \neq k$ некоторые интегралы могут иметь величину порядка 0,1, причем при разных комбинациях индексов i и k интегралы знакопеременны. Однако большинство интегралов при i и k , соответствующих удаленным излучателям, по модулю значительно меньше 0,1. Таким образом, в знаменателе выражения (2.5.3), кроме суммы модулей A_i должна стоять сумма интегралов, весьма малых по величине и, кроме того, знакопеременных. Приведенные рассуждения в большинстве случаев позволяют пренебречь этими слагаемыми, т. е., другими словами, считать, что (2.5.3) выполняется точно.

Заметим, что условие ортонормированности диаграмм отдельных излучателей, т. е. условие малой взаимной связи, играет решающую роль. При $i \neq k$ интегралы в знаменателе выражения (2.5.2)

могут быть отрицательными. Если, кроме того, они достаточно велики и не уничтожают друг друга, то $D(\theta_0, \alpha_0)$ может резко возрасти, то соответствует случаю, когда система излучателей приобретает свойства сверхнаправленности. Это действительно может произойти, если расстояние между излучателями таково, что ЭДС., наведенные в каком-либо излучателе остальными излучателями системы, складываются в фазе. Заметим только, что такое синфазное сложение ЭДС может привести как к увеличению КНД (сверхнаправленность), так и к его ослаблению. Как уже говорилось, эти случаи более подробно будут рассматриваться в гл. V.

Выясним теперь условия максимума $D(\theta_0, \alpha_0)$. Наиболее простой способ заключается в том, что от выражения для $D(\theta_0, \alpha_0)$ нужно брать производные по амплитудам тока A_i и приравнять их нулю, находя таким образом частичные максимумы. Повторив эту операцию с током в каждом излучателе, можно получить условие полного максимума КНД, соответствующего совпадению условий всех частичных максимумов. Такой прием вычисления максимума КНД был использован Л.Д. Бахрахом [5.2] применительно к системе с непрерывным распределением излучающего поля.

Вычисление производных от $D(\theta_0, \alpha_0)$ осложняется тем, что A_i - комплексная величина. Поэтому дифференцировать $D(\theta_0, \alpha_0)$ нужно независимо по модулю и по аргументу A_i и каждый раз производную приравнять нулю. Таким образом, при дифференцировании нужно учитывать, что каждая амплитуда тока A_i - это фактически два числа. Поэтому нам нужно порознь подобрать два числа: модуль и аргумент или вещественную и мнимую части. Однако удобнее будет подобрать отдельно A_i и A_i^* , которые также можно рассматривать как две независимые величины.

Действительно,

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} A_i &= \frac{1}{2}(A_i + A_i^*), \\ \operatorname{Im} A_i &= \frac{1}{2j}(A_i - A_i^*). \end{aligned} \tag{2.5.4}$$

Поэтому A_i , A_i^* и $\operatorname{Re} A$, $\operatorname{Im} A$ - пары чисел, характеризующие комплексную величину A_i .

Продифференцируем $D(\theta_0, \alpha_0)$ по A_i -

$$\begin{aligned} \frac{dD(\theta_0, \alpha_0)}{dA_i} &= \\ &= \frac{4\pi}{\left(\sum_{i=1}^m A_i A_i^*\right)^2} \cdot \left[\varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \sum_{k=1}^m A_k^* \varphi_k^*(\theta_0, \alpha_0) \sum_{i=1}^m A_i A_i^* - A_i^* \sum_{i=1}^m A_i \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \sum_{i=1}^m A_k^* \varphi_k^*(\theta_0, \alpha_0) \right] \end{aligned}$$

Приравняв нулю, получим -

$$A_i^* = \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \frac{\sum_{i=1}^m A_i A_i^*}{\sum_{i=1}^m A_i \varphi_i(\theta_0, \alpha_0)}. \tag{2.5.5}$$

Аналогично, продифференцировав по A_i^* , найдем

$$A_i = \varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0) \frac{\sum_{i=1}^m A_i A_i^*}{\sum_{i=1}^m A_i^* \varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0)}. \tag{2.5.6}$$

Введём обозначение

$$\frac{\sum_{i=1}^m A_i A_i^*}{\sum_{i=1}^m A_i^* \varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0)} = C, \quad (2.5.7)$$

где C — константа, не зависящая от индекса суммирования.

Используя обозначение (2.5.7), получим, что (2.5.5) и (2.5.6) эквивалентны следующему простому равенству:

$$A_i = C \varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0). \quad (2.5.8)$$

Таким образом, нужное соотношение найдено. Максимальный в заданном направлении КНД системы излучателей имеет место в том случае, когда комплексные амплитуды токов в излучателях пропорциональны сопряженным значениям диаграмм направленности излучателей в этом же направлении. Строго говоря, приведенный вывод с математической точки зрения не закончен: равенство нулю может означать как максимум, так и минимум. Можно было бы попытаться взять еще вторую производную. Но мы применим другой способ доказательства, при котором не понадобится вычисление производных. Способ доказательства, данный М.И. Конторовичем и В.Ю. Петрунькиным [5.11], приведем в несколько измененном виде.

Пусть

$$A_{i,0} = C \varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0) \quad (2.5.9)$$

Подставив $A_{i,0}$ в выражение для КНД (2.5.3) и получим

$$D_0(\theta_0, \alpha_0) = 4\pi \sum_{i=1}^m \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0). \quad (2.5.10)$$

Покажем теперь, что эта величина КНД максимальна. Составим разность КНД в виде (2.5.10) при наборе $A_{i,0}$, заданном выражением (2.5.9), и в виде (2.5.3) при произвольных A_i . Приводя к общему знаменателю, имеем

$$\begin{aligned} & D_0(\theta_0, \alpha_0) - D(\theta_0, \alpha_0) = \\ & = \frac{4\pi}{\sum_{i=1}^m |A_i|^2} \cdot \left[\sum_{i=1}^m |A_i|^2 \sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)|^2 - \sum_{i=1}^m A_i \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \sum_{i=1}^m A_i^* \varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0) \right]. \end{aligned} \quad (2.5.11)$$

Используем неравенство Коши - Буняковского¹

$$\sum_{i=1}^m |A_i|^2 \sum_{i=1}^m |\varphi_i|^2 \geq \left| \sum_{i=1}^m A_i \varphi_i \right|^2. \quad (2.5.12)$$

Из него непосредственно следует, что,

$$D_0(\theta_0, \alpha_0) \geq D(\theta_0, \alpha_0). \quad (2.5.13)$$

Это и доказывает, что экстремум, обеспечиваемый условием (2.5.8), является максимумом.

Приведенный выше вывод с вычислением производных более нагляден и совпадает по смыслу с экспериментальным процессом настройки антенны. В то же время построение с использованием неравенства Коши - Буняковского более строго. Кроме того, полученные выражения в этом случае содержат в себе составляющие, пропорциональные мощностям, что позволяет придать им некоторый физический смысл.

¹ А. И. Мальцев. Основы линейной алгебры. -М.: Гостехиздат, 1956, с. 155.

Покажем, что при выполнении условий (2.5.2) и (2.5.8) максимальный КНД системы излучателей, между которыми отсутствует взаимная связь, равен сумме КНД ее отдельных излучателей в заданном направлении, т.е.:

$$D_0(\theta_0, \alpha_0) = \sum_{i=1}^m D_{0,i}(\theta_0, \alpha_0), \quad (2.5.14)$$

где $D_{0,i}(\theta_0, \alpha_0)$ - коэффициент направленного действия i -го излучателя в направлении θ_0, α_0 . Действительно, из определения КНД следует, что

$$D_{0,i}(\theta_0, \alpha_0) = \frac{4\pi |\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)|^2 \sin \theta d\theta d\alpha}. \quad (2.5.15)$$

Благодаря тому, что диаграммы направленности отдельных излучателей нормированы, в знаменателе этого выражения стоит единица. Сопоставление (2.5.15) и (2.5.10) показывает, что выражение (2.5.14) правильно.

Таким образом, в дальнейшем мы будем анализировать системы излучателей, полагая, что распределение амплитуд и фаз токов в них соответствует условию (2.5.9). При отсутствии взаимной связи (точнее при $r_{ik} = 0$) это условие обеспечивает абсолютный максимум КНД системы. В случае, когда взаимная связь имеет место, условие максимума КНД отличается от условия (2.5.9), причем величина максимального КНД в заданном направлении так же может измениться. Однако поскольку величина взаимной связи невелика, будем считать, что условие (2.5.9) дает исходное амплитудно-фазовое распределение, а влияние взаимной связи будем учитывать при расчете искажений формы диаграммы направленности и закона движения главного максимума. Физический смысл условия (2.5.9) означает, что доля мощности, которую следует подвести к данному излучателю системы, пропорциональна интенсивности его излучения в заданном направлении.

Можно провести весьма полезную аналогию между условием максимума КНД и синтезом оптимального фильтра, предназначенного для выделения сигнала известной спектральной плотности на фоне шумов. Частотная характеристика такого фильтра при большом уровне помех пропорциональна спектральной плотности сигнала. Оптимальный фильтр лучше пропускает те частоты, где сосредоточена большая доля энергии сигнала и не пропускает тех частот, где энергии сигнала нет.

§ 2.6. ОЦЕНКА УРОВНЯ БОКОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ВЕЛИЧИНА КНД ПРИ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ, ОТЛИЧАЮЩЕМСЯ ОТ ОПТИМАЛЬНОГО

В предыдущем параграфе было получено амплитудно-фазовое распределение в системе излучателей, обеспечивающее максимум КНД системы. Практически амплитудно-фазовое распределение может отличаться от оптимального. Эти отличия могут создаваться специально, с целью получения особых свойств диаграммы направленности (подавление боковых лепестков), и могут возникать из-за ошибок управляющих устройств. В обоих случаях важно оценить, насколько уменьшится КНД и изменится уровень боковых лепестков системы. Постараемся получить ответы на эти вопросы в общем виде для произвольной системы излучателей. Излучатели и их расположение будем характеризовать комплексными диаграммами направленности.

Оптимальное амплитудно-фазовое распределение задается соотношением

$$A_{i,0} = C\varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0). \quad (2.6.1)$$

Реальное распределение обозначим A_i . Введем обозначение

$$A_i = A_{i,0} + \Delta_i = C\varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0) + \Delta_i, \quad (2.6.2)$$

где величина Δ_i характеризует искажение амплитуды и фазы в i -м излучателе по сравнению с их оптимальным значением.

В выражение (2.6.2), определяющее A_i , входит неизвестный пока коэффициент C . Изменение этого коэффициента не нарушает оптимальности распределения, но зато может сильно изменить разность между A_i и $A_{i,0}$.

Составим разности $A_i - A_{i,0}$ и образуем сумму квадратов её модулей

$$\beta^2 = \sum_{i=1}^m |A_i - A_{i,0}|^2 = \sum_{i=1}^m |\Delta_i|^2. \quad (2.6.3)$$

Величину β назовем *квадратичным уклонением истинного амплитудно-фазового распределения от оптимального*.

Подберем теперь коэффициент C таким, чтобы β^2 стало минимальным. Поскольку коэффициент C комплексный, то, как и в предыдущем параграфе, будем порознь искать C и C^* . Подставляя (2.6.2) в (2.6.3), получаем:

$$\beta^2 = \sum_{i=1}^m [A_i - C\varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0)] \cdot [A_i^* - C^*\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)]. \quad (2.6.4)$$

Найдем теперь производные от β^2 по C и C^* :

$$\frac{d\beta^2}{dC} = -\sum_{i=1}^m \varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0) [A_i^* - C^*\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)]$$

$$\frac{d\beta^2}{dC^*} = -\sum_{i=1}^m \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) [A_i - C\varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0)]$$

Приравняв их нулю, найдем:

$$C = \frac{\sum_{i=1}^m A_i \varphi_i(\theta_0, \alpha_0)}{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)|^2}. \quad (2.6.5)$$

Теперь подставим C в (2.6.2) и выразим Δ_i из полученного соотношения -

$$\Delta_i = A_i - \frac{\varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0) \sum_{k=1}^m A_k \varphi_k(\theta_0, \alpha_0)}{\sum_{k=1}^m |\varphi_k(\theta_0, \alpha_0)|^2} = A_i - \frac{A_{i,0} \sum_{k=1}^m A_k A_{k,0}^*}{\sum_{k=1}^m |A_{k,0}|^2}. \quad (2.6.6)$$

Найденная таким путем система относительных искажений обладает следующими свойствами:

- она обеспечивает минимум квадратичного уклонения истинного амплитудно-фазового распределения от ближайшего к нему оптимального распределения;
- сумма Δ_i , с весом $A_{i,0}^*$ равна нулю:

$$\sum_{i=1}^m A_{i,0}^* \Delta_i = 0. \quad (2.6.7)$$

В этом легко убедиться, подставив (2.6.6) в (2.6.7).

В качестве меры отличия распределений A_i и A_{i0} будем использовать среднеквадратичное отклонение

$$\beta_{cp} = \left\{ \frac{\sum_{i=1}^m |\Delta_i|^2}{\sum_{i=1}^m |A_{i0}|^2} \right\}^{1/2} \quad (2.6.8)$$

Проиллюстрируем полученные соотношения на простом примере. В табл. 2.6.1 приведены значения амплитуд синфазной линейки излучателей, обеспечивающей оптимальную «чебышевскую» диаграмму направленности с уровнем бокового излучения -30 дБ.

Таблица 2.6.1

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13
A_i	1,250	0,458	0,536	0,613	0,686	0,756	0,821	0,879	0,927	0,964	0,986	1,000
A_{i0}	0,823	0,823	0,823	0,823	0,823	0,823	0,823	0,823	0,823	0,823	0,823	0,823
$ \Delta_i $	0,427	0,365	0,287	0,210	0,137	0,067	0,002	0,056	0,104	0,141	0,163	0,177

$\beta_{cp} = 0,214$

В рассмотренном случае разность A_i и A_{i0} при всех i чисто вещественная, потому что все отличие распределений связано с изменением амплитуд токов в излучателях. В гл. V мы будем рассматривать влияние фазовых ошибок на диаграмму направленности плоской решетки излучателей; в этом случае величина Δ_i окажется мнимой.

Обратимся теперь непосредственно к решению поставленной задачи.

Изменение коэффициента направленного действия системы

Если в системе излучателей осуществлено оптимальное амплитудно-фазовое распределение, то ее КНД определяется выражением (2.5.10), а в случае произвольного распределения - выражением (2.5.3). Составим их отношение и обозначим его через g :

$$g = \frac{D(\theta_0, \alpha_0)}{D_0(\theta_0, \alpha_0)} = \frac{\sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^m A_i A_i^* \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \varphi_k^*(\theta_0, \alpha_0)}{\sum_{i=1}^m |A_i|^2 \sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)|^2} \quad (2.6.9)$$

Подставим сюда A_i из (2.6.2). При преобразованиях нужно учесть равенства (2.6.7 и 8). Тогда получим без каких-либо приближений:

$$g = \frac{1}{1 + \beta_{cp}^2} \quad (2.6.10)$$

Таким образом, уменьшение КНД системы излучателей определяется исключительно величиной среднеквадратичного отклонения истинного амплитудно-фазового распределения от оптимального. Для рассмотренного примера с чебышевской линейкой ($g = 0,945$) видно, что КНД чебышевских систем уменьшается очень мало. Рассмотрим в качестве ещё одного примера случай, когда искажением распределения токов является искажение распределения фаз, такое, что средний квадрат разброса фазы составляет 30° , тогда $\beta_{cp} = 0,5$ и $g = 0,8$.

Оценка уровня бокового излучения

Диаграмма направленности системы излучателей с учетом искажений запишется так:

$$\Phi(\theta, \alpha) = \sum_{i=1}^m (A_{i0} + \Delta_i) \varphi_i(\theta, \alpha) = \Phi_0(\theta, \alpha) + \Phi_1(\theta, \alpha), \quad (2.6.11)$$

где $\Phi_0(\theta, \alpha)$ — неискаженная диаграмма направленности, соответствующая максимуму КНД;
 $\Phi_1(\theta, \alpha)$ - отклонение истинной диаграммы направленности от оптимальной. Из (2.6.11) имеем:

$$\Phi_1(\theta, \alpha) = \sum_{i=1}^m \Delta_i \varphi_i(\theta, \alpha). \quad (2.6.12)$$

Исследование свойств $\Phi_1(\theta, \alpha)$ позволит дать оценку изменения уровня бокового излучения при изменении амплитудно-фазового распределения.

На основании неравенства Коши - Буняковского можно записать:

$$\Phi_1(\theta, \alpha) \leq \left\{ \sum_{i=1}^m |\Delta_i|^2 \right\}^{1/2} \cdot \left\{ \sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta, \alpha)|^2 \right\}^{1/2}$$

и установить верхнюю границу для значений $\Phi_1(\theta, \alpha)$. Для этого отнесем $\Phi_1(\theta, \alpha)$ к максимуму $\Phi_0(\theta, \alpha)$.

Тогда, используя (2.5.9), (2.5.10) и (2.6.8), получим

$$\frac{\Phi_1(\theta, \alpha)}{\Phi_0(\theta_0, \alpha_0)} \leq \beta_{\text{cp}} \left\{ \frac{D(\theta, \alpha)}{D(\theta_0, \alpha_0)} \right\}^{1/2}. \quad (2.6.13)$$

Положим, что в пределах сектора качания луча $D(\theta, \alpha) \leq D(\theta_0, \alpha_0)$. Тогда оказывается, что максимальное отклонение диаграммы направленности может равняться β_{cp} . В худшем случае это отклонение может складываться с боковыми лепестками основной диаграммы направленности. Таким образом, знание β_{cp} позволяет оценить уровень бокового излучения. Выражение (2.6.13) устанавливает верхнюю границу, выше которой превышение боковых лепестков истинной диаграммы над боковыми лепестками неискаженной диаграммы направленности быть не может.

Полученная оценка является очень грубой и, как правило, сильно завышенной. Чтобы получить более точное значение $\Phi_1(\theta, \alpha)$ постараемся выяснить, от чего зависит величина $\Phi_1(\theta, \alpha)$ и как она может изменяться при изменении системы величин Δ_i .

Будем рассматривать сумму (2.6.12) как скалярное произведение двух m -мерных векторов **A** и **F**:

$$\left. \begin{aligned} & \mathbf{A} [\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_m] \\ & \mathbf{F} [\varphi_1(\theta, \alpha), \varphi_2(\theta, \alpha), \dots, \varphi_m(\theta, \alpha)] \end{aligned} \right\} \quad (2.6.14)$$

Здесь в скобках записаны составляющие этих векторов.

Модуль скалярного произведения двух векторов имеет максимум тогда, когда векторы параллельны, т.е. когда их соответствующие составляющие пропорциональны друг другу. Этот случай по существу мы уже рассмотрели, найдя максимум $\Phi_1(\theta, \alpha)$, исходя из неравенства Коши - Буняковского. Появление такого максимума означает, что для некоторого направления набор величин Δ_i пропорционален набору величин $\varphi_i^*(\theta, \alpha)$.

Рассмотрим пример, в котором отклонение истинной диаграммы направленности от оптимальной максимально по модулю, т.е. $|\Phi_1(\theta, \alpha)|$ максимальна. Это произойдет в том случае, когда искажение комплексной амплитуды токов образует линейный фазовый фронт, т.е.

$$\Delta_i = \Delta \cdot e^{ikdi \sin \theta_q}. \quad (2.6.15)$$

Этот фронт создает излучение в направлении θ_q . Важно отметить, что амплитудно-фазовое распределение при этом приобретает периодическое искажение

$$A_i = A_{i0} + \Delta \cos(kdi \sin \theta_q) + j\Delta \sin(kdi \sin \theta_q). \quad (2.6.16)$$

Этот период искажений амплитудно-фазового распределения жестко связан с углом появления бокового лепестка. Если искажения периодически повторяются через q излучателей, то боковой лепесток появится под углом

$$\theta_q = \arcsin \frac{\lambda}{qd} . \quad (2.6.17)$$

Если условие пропорциональности системы величин Δ_i одному из наборов $\varphi_i^*(\theta, \alpha)$ не выполнено, то боковое излучение $\Phi_1(\theta, \alpha)$ уже не формируется в виде одного достаточно большого максимума, а размывается в одном или нескольких достаточно широких секторах, вследствие чего общий уровень бокового излучения получается меньше, приобретая характер распределенного фона.

Чтобы ответить на вопрос, насколько может быть уменьшен фон бокового излучения, нужно более подробно изучить свойства m -мерных векторов \mathbf{F} , образованных из значений $\varphi_i^*(\theta, \alpha)$ при различных значениях углов θ, α .

В гл. III будет показано, что система из m излучателей может иметь m ортогональных лучей, т. е. m диаграмм направленности, главные максимумы которых расположены под различными углами θ_p, α_p . Обозначим диаграмму направленности антенны, имеющую главный максимум в направлении θ_p, α_p , через $\Phi_p(\theta, \alpha)$.

Очевидно, что при выполнении условия максимума КНД имеем:

$$\Phi_p(\theta, \alpha) = \sum_{i=1}^m \varphi_i^*(\theta_p, \alpha_p) \varphi_i(\theta, \alpha) \quad (2.6.18)$$

Ортогональность различных лучей системы означает, что

$$\iint_0^{2\pi} \Phi_p(\theta, \alpha) \Phi_q^*(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha = \begin{cases} 1 & \text{при } p = q \\ 0 & \text{при } p \neq p \end{cases} \quad (2.6.19)$$

Подставим сюда (2.6.18) и поменяв порядок суммирования и интегрирования, получим

$$\sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^m \varphi_i^*(\theta_p, \alpha_p) \varphi_k(\theta_q, \alpha_q) \iint_0^{2\pi} \varphi_i(\theta, \alpha) \varphi_k^*(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha = \begin{cases} 1 & \text{при } p = q \\ 0 & \text{при } p \neq q \end{cases} \quad (2.6.20)$$

Учтем, что $\varphi_i(\theta, \alpha)$ также образуют ортогональную систему. Тогда

$$\sum_{i=1}^m \varphi_i^*(\theta_p, \alpha_p) \varphi_i^*(\theta_q, \alpha_q) = \begin{cases} 1 & \text{при } p = q \\ 0 & \text{при } p \neq q \end{cases} \quad (2.6.21)$$

Выражение (2.6.21) означает, что система векторов, компоненты которых суть $\varphi_i(\theta_p, \alpha_p)$, является ортонормальной. Выпишем эту систему ортонормальных векторов:

$$\mathbf{F}_1 \left[\varphi_1(\theta_1, \alpha_1), \varphi_2(\theta_1, \alpha_1), \dots, \varphi_m(\theta_1, \alpha_1) \right] \\ \mathbf{F}_2 \left[\varphi_1(\theta_2, \alpha_2), \varphi_2(\theta_2, \alpha_2), \dots, \varphi_m(\theta_2, \alpha_2) \right] \quad (2.6.22)$$

$$\dots \\ \mathbf{F}_m \left[\varphi_1(\theta_m, \alpha_m), \varphi_2(\theta_m, \alpha_m), \dots, \varphi_m(\theta_m, \alpha_m) \right]$$

Используя (2.6.22), перепишем (2.6.12) в следующем виде:

$$\Phi_l(\theta_p, \alpha_p) = \mathbf{F}_p \mathbf{A} . \quad (2.6.23)$$

Соотношение (2.6.23) означает, что отклонения истинной диаграммы направленности от оптимальной представляют собой коэффициенты разложения вектора \mathbf{A} по векторам \mathbf{F}_p . Таким образом, квадрат длины вектора \mathbf{A} может быть представлен в виде суммы квадратов его разложения по векторам \mathbf{F}_p или в виде суммы квадратов его собственных компонентов. Тогда

$$\sum_{p=1}^m |\Phi_1(\theta_p, \alpha_p)|^2 = \sum_{i=1}^m |\Delta_i|^2 = \beta_{\text{cp}}^2 \sum_{i=1}^m |A_{i0}(\theta_0, \alpha_0)|^2. \quad (2.6.24)$$

Значение $|\Phi_1(\theta_p, \alpha_p)|$ максимально в том случае, когда только при одной паре углов $\theta_{p,0}, \alpha_{p,0}$ оно отличается от нуля, и минимально, когда все $|\Phi_1(\theta_p, \alpha_p)|$ равны между собой. В этом случае все $|\Phi_1(\theta_p, \alpha_p)|$ будут в \sqrt{m} раз меньше, чем максимальное значение $|\Phi_1(\theta_{p,0}, \alpha_{p,0})|$. В этом случае, отнеся $\Phi_1(\theta, \alpha)$ к максимуму $\Phi_0(\theta, \alpha)$, получим вместо (2.6.13) следующее выражение:

$$\left| \frac{\Phi_1(\theta, \alpha)}{\Phi_0(\theta_0, \alpha_0)} \right|_{\text{мин}} = \frac{\beta_{\text{cp}}}{\sqrt{m}} \left\{ \frac{D(\theta, \alpha)}{D_0(\theta_0, \alpha_0)} \right\}^{1/2}. \quad (2.6.25)$$

Из приведенных рассуждений можно найти условия, при которых обеспечивается минимум уклонения истинной диаграммы направленности от оптимальной. Это будет иметь место в том случае, когда искажение амплитудно-фазового распределения таково, что возникшее из-за искажений излучение равномерно распределяется между всеми направлениями, куда может излучать антенная система. Тогда уклонение истинной диаграммы от оптимальной представляется в виде распределенного фона бокового излучения.

Введём обозначение:

$$\left| \frac{\Phi_1(\theta, \alpha)}{\Phi_0(\theta_0, \alpha_0)} \right| = \xi_d. \quad (2.6.26)$$

Тогда из сопоставления (2.6.13) и (2.6.25) получаем

$$\frac{\beta_{\text{cp}}}{\sqrt{m}} \leq \xi_d \leq \beta_{\text{cp}}. \quad (2.6.27)$$

Найденное уклонение может иметь различный знак: оно может как вычитаться из значений $\Phi_0(\theta, \alpha)$, так и складываться с ними. Например, в случае с чебышевской линейкой $\Phi_1(\theta, \alpha)$ вычитается из $\Phi_0(\theta, \alpha)$, чем обеспечивается малый уровень бокового излучения результирующей диаграммы направленности.

Практически, если структура системы изучена не достаточно, то при оценке уровня бокового излучения приходится считать, что $\Phi_1(\theta, \alpha)$ складывается с боковым излучением $\Phi_0(\theta, \alpha)$ по модулю. В гл. V будут сделаны некоторые заключения о связи $\Phi_1(\theta, \alpha)$ и $\Phi_0(\theta, \alpha)$, в зависимости от особенностей искажений амплитудно-фазового распределения тока в излучателях решетки.

Найденные границы, в пределах которых может лежать уклонение диаграммы направленности, позволяют оценить уровень бокового излучения, без вычисления полной диаграммы направленности системы, с использованием только величины среднего квадрата искажений. Сведения о характере искажений (периодичность и т. п.) позволяют для конкретной системы излучателей уточнить оценку уровня бокового излучения.

Представляет интерес также оценить уровень бокового излучения в случае, когда искажения амплитудно-фазового распределения носят статистический характер. Возвращаясь к (2.6.12), будем считать, что Δ_i - случайные комплексные величины, вещественные и мнимые части которых независимы и распределены по нормальному закону с дисперсией σ_i' σ_i'' (вещественная часть), σ_i'' (мнимая часть). Среднее значение Δ_i равно нулю:

$$\langle \Delta_i \rangle = 0. \quad (2.6.28)$$

Усреднение при этом проводим по достаточно большому числу антенн или для одной антенны за достаточно большой промежуток времени.

Обратимся к выражению (2.6.12). Полагая, что $|\Delta_i| \ll 1$ и учитывая, что вещественная и мнимая части Δ_i некоррелированы, получим величину среднего квадрата уклонения:

$$\langle |\Phi_1(\theta, \alpha)|^2 \rangle = \sum_{i=1}^m [\sigma_i'^2 + \sigma_i''^2] \cdot |\varphi_i(\theta, \alpha)|^2. \quad (2.6.29)$$

Обозначим

$$\sigma_\varphi^2 = \frac{\langle |\Phi_1(\theta, \alpha)|^2 \rangle}{\Phi_0^2(\theta_0, \alpha_0)}. \quad (2.6.30)$$

Назовем σ_φ^2 среднеквадратичным уклонением истинной диаграммы направленности от оптимальной. Принимая, что $|\sigma_1|^2 = |\sigma_2|^2 = \dots = |\sigma_m|^2$ и выполняя преобразования такие же, как при выводе выражения (2.6.13), выражение (2.6.30) можно преобразовать к виду

$$\sigma_\varphi \cong \frac{\sigma}{\left\{ \sum_{i=1}^m |A_{i0}|^2 \right\}^{1/2}} \quad (2.6.31)$$

Здесь $\sigma^2 = \sigma_i'^2 + \sigma_i''^2$ - среднеквадратичная величина искажения комплексной амплитуды в каждом излучателе. Из (2.6.31) видно, что среднеквадратичное уклонение σ_φ^2 тем меньше, чем больше излучателей одновременно работают в антенне, т. е. чем больше сумма $\sum_{i=1}^m |A_{i0}|^2$.

Проиллюстрируем это примером. Пусть $|A_{1,0}| = |A_{2,0}| = \dots = |A_{m,0}| = A_0$. Тогда

$$\sigma_\varphi = \frac{\sigma}{A_0 \sqrt{m}}. \quad (2.6.32)$$

Обозначим $\sigma/A_0 = \beta_{\text{ср}}$ и назовем $\beta_{\text{ср}}$ среднеквадратичной величиной искажения амплитудно-фазового распределения. Считая, что уклонение диаграммы направленности ξ_d распределено по нормальному закону, можем найти вероятность того, что ξ_d не превысит величины a :

$$P(\xi_d < a) = 2\Phi(a/\beta_{\text{ср}}), \quad (2.6.33)$$

где

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt$$

С вероятностью, близкой к единице, можно считать, что

$$\xi_d \leq \frac{3\beta_{\text{ср}}}{\sqrt{m}}. \quad (2.6.34)$$

Таким образом, для систем излучателей, в которых одновременно работают m излучателей, уклонение истинной диаграммы направленности от оптимальной будет малым и даже при весьма больших разбросах в амплитудно-фазовом распределении.

При использовании выражения (2.6.34) нужно помнить, что оно получено для случая, когда ошибки распределены по нормальному закону и в различных излучателях некоррелированы. Однако в реальных конструкциях появление периодических ошибок значительно более вероятно, чем это следует из нормального закона распределения, а в этом случае ξ_d начинает приближаться к верхней границе неравенства (2.6.27) т. е., становится большей.

§ 2.7. СВОЙСТВА ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ СИСТЕМЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩЕЙ МАКСИМУМ КОЭФФИЦИЕНТА НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ

Если рассматривать произвольную систему излучателей с произвольным амплитудным распределением, то трудно сказать что-либо определенное о свойствах ее диаграммы направленности до тех пор, пока диаграмма направленности такой системы полностью не вычислена или не снята экспериментально. Так обстоит дело с произвольной системой, однако если на систему излучателей наложить какие-либо ограничения, то сразу появляется возможность найти какие-либо свойства системы, вытекающие из этих ограничений. Для отыскания общих свойств системы излучателей таким ограничением является условие обеспечения максимума КНД, которому удовлетворяют почти все системы с немеханическим движением луча. Одновременно это условие накладывает жесткие ограничения на амплитудно-фазовое распределение тока в антенне. Благодаря этому, у диаграммы направленности антенны появляются определённые свойства, которые можно найти.

Диаграмма направленности антенны, удовлетворяющая условию максимума КНД, имеет вид:

$$\Phi(\theta) = \Phi_R(\theta) + j\Phi_J(\theta) = \sum_{i=1}^m \Phi_i^*(\theta_0) \Phi_i(\theta) . \quad (2.7.1)$$

Здесь индексы R и J означают вещественную и мнимую части диаграммы направленности, Рассмотрим $\Phi(\theta)$ как функцию только одного угла θ , при этом $\Phi(\theta)$ следует понимать как сечение диаграммы направленности плоскостью $\alpha = \text{const}$. Фазовая диаграмма направленности легко выражается через $\Phi_R(\theta)$ и $\Phi_J(\theta)$

$$\psi(\theta) = \text{arctg} \frac{\Phi_J(\theta)}{\Phi_R(\theta)} . \quad (2.7.2)$$

Наиболее существенным направлением, для которого важно знать свойства фазовой диаграммы направленности, является направление максимального излучения, т. е. то направление ($\theta = \theta_0$) в котором находится максимальная плотность энергии, излученной антенной. Чтобы охарактеризовать свойства фазовой диаграммы направленности для данного направления, нужно найти для этого направления координаты частичного фазового центра и выяснить, устойчив ли он. Для этого, нужно вычислить три первые производные от фазовой диаграммы направленности при $\theta = \theta_0$ (см. § 2.1).

Прежде чем приступить к вычислению интересующих нас производных, сделаем допущение относительно свойства фазовых диаграмм направленности отдельных излучателей, из которых составлена антенна. Будем считать, что отдельные излучатели имеют фазовые центры, т. е. что их фазовые диаграммы направленности определяются только координатами их расположения. Отдельные излучатели, как правило, слабонаправленные, и если даже они не имеют фазового центра, все равно положение их частичных фазовых центров слабо зависит от угловых координат. Поэтому сделанное допущение почти не нарушит правильности отыскания производных от фазовой диаграммы системы в целом. На рис. 2.7.1 показана координатная система, в которой расположены излучатели. Фазовая диаграмма направленности i -го излучателя, имеющего координаты ξ_i, η_i :

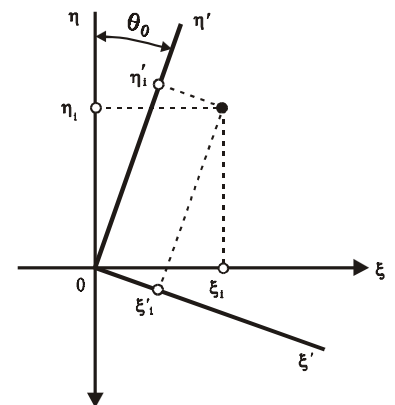


Рис. 2.7.1.

Система координат. К пояснению свойств фазовой диаграммы направленности системы излучателей

$$\psi_i(\theta) = k\xi_i \sin \theta + k\eta_i \cos \theta . \quad (2.7.3)$$

Рассмотрим разность $\psi_i(\theta) - \psi_i(\theta_0)$, являющуюся аргументом комплексного числа $\varphi_i(\theta, \alpha)\varphi_k^*(\theta, \alpha)$. Разложим эту разность в ряд Тейлора около точки $\theta = \theta_0$:

$$\begin{aligned} \psi_i(\theta) - \psi_i(\theta_0) = & (k\xi_i \cos \theta_0 + k\eta_i \sin \theta_0) \left[\frac{\theta - \theta_0}{1!} - \frac{(\theta - \theta_0)^3}{3!} + \dots \right] - (k\xi_i \sin \theta_0 + k\eta_i \cos \theta_0) \times \\ & \times \left[\frac{(\theta - \theta_0)^2}{2!} - \frac{(\theta - \theta_0)^4}{4!} + \dots \right] \end{aligned} \quad (2.7.4)$$

Выражения в круглых скобках представляют собой координаты i -го излучателя в новой системе координат ξ'_i, η'_i , повернутой по отношению к старой системе координат на угол θ_0 (рис.2.7.1). Нас интересует поведение фазовых диаграмм направленности системы в целом и отдельных излучателей при углах θ , близких к θ_0 . В этом случае разность $\psi_i(\theta) - \psi_i(\theta_0)$ мала. Поэтому можем записать

$$e^{j[\psi_i(\theta) - \psi_i(\theta_0)]} = 1 + jk\xi'_i \left[\frac{(\theta - \theta_0)}{1!} - \frac{(\theta - \theta_0)^3}{3!} + \dots \right] - jk\eta'_i \left[\frac{(\theta - \theta_0)^2}{2!} - \frac{(\theta - \theta_0)^4}{4!} + \dots \right] \quad (2.7.5)$$

Разложим в ряд Тейлора также и модуль $\varphi_i(\theta)$

$$|\varphi_i(\theta)| = |\varphi_i(\theta_0)| + |\varphi_i(\theta_0)|' (\theta - \theta_0) + \frac{1}{2} |\varphi_i(\theta_0)|'' (\theta - \theta_0)^2 + \dots$$

Подставляя все это в (2.7.1), найдем разложение в ряд Тейлора мнимой и вещественной частей диаграммы направленности:

$$\begin{aligned} \Phi_R(\theta) = & \sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2 + \frac{(\theta - \theta_0)}{1!} \sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)| |\varphi_i(\theta_0)|' + \\ & + \frac{(\theta - \theta_0)^2}{2!} \sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)| |\varphi_i(\theta_0)|'' + \dots \end{aligned} \quad (2.7.6)$$

$$\begin{aligned} \Phi_J(\theta) = & \frac{\theta - \theta_0}{1!} \sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2 k\xi'_i + \frac{(\theta - \theta_0)^2}{2!} \sum_{i=1}^m \left[-|\varphi_i(\theta_0)|^2 k\eta'_i + |\varphi_i(\theta_0)| |\varphi_i(\theta_0)|' k\xi'_i \right] + \\ & + \frac{(\theta - \theta_0)^3}{3!} \sum_{i=1}^m \left[|\varphi_i(\theta_0)|^2 k\xi'_i - 3|\varphi_i(\theta_0)| |\varphi_i(\theta_0)|' \cdot k\eta'_i + 3|\varphi_i(\theta_0)| |\varphi_i(\theta_0)|' k\xi'_i \right] + \dots \end{aligned} \quad (2.7.7)$$

Подставим $\Phi_R(\theta)$ и $\Phi_J(\theta)$ в (2.7.2), перенесем малые члены из знаменателя дроби в числитель, перемножим и, приведя подобные члены, получим

$$\varphi(\hat{\theta}) = \frac{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\hat{\theta}_0)|^2 \left\{ k\hat{\eta}'_i \frac{\theta - \theta_0}{1!} - k\xi'_i \frac{(\hat{\theta} - \hat{\theta}_0)^2}{2!} - k\hat{\eta}'_i \frac{(\hat{\theta} - \hat{\theta}_0)^3}{3!} + \dots \right\}}{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2} . \quad (2.7.8)$$

Продифференцируем этот ряд и при $\theta = \theta_0$ получим

$$\begin{aligned}\psi'(\theta_0) &= \frac{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2 k\xi'_i}{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2}, \\ \psi''(\theta_0) &= -\frac{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2 k\eta'_i}{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2}, \\ \psi'''(\theta_0) &= -\frac{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2 k\xi'_i}{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2}.\end{aligned}\tag{2.7.9}$$

Отсюда сразу видим, что $\psi'(\theta_0) = \psi'''(\theta_0)$, и на основании этого можно сформулировать следующее утверждение: частичный фазовый центр системы излучателей, для того направления, в котором система излучателей обеспечивает максимум КНД, устойчив. Это означает, что в пределах главного луча системы, обеспечивающей максимум КНД, сечения фазовой диаграммы направленности весьма близки к части окружности. Действительно, устойчивость частичного фазового центра означает, что его координаты начинают изменяться только при достаточно большом удалении угла θ от направления θ_0 . В том. случае, когда обеспечен максимум КНД, наибольшая скорость изменения функций, определяющих поведение диаграммы направленности, определяется крутизной склонов главного луча диаграммы направленности. Таким образом, существенные изменения значений любой составляющей диаграммы направленности могут произойти только при изменении углов на величины, превышающие ширину луча. Исходя из этого, можно считать, что устойчивость частичного фазового центра в направлении основного излучения означает неизменность его координат в пределах главного луча. Это, в свою очередь, означает, что частичный фазовый центр совпадает с центром излучения, что непосредственно следует из определения центра излучения, данного в § 2.1.

Найдем теперь координаты частичного фазового центра. Подставим $\psi'(\theta_0)$ и $\psi''(\theta_0)$ из (2.7.9) в (2.1.10) и, проделав несложные преобразования, получим

$$\xi_0 = \frac{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2 \xi_i}{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2} = \frac{\sum_{i=1}^m |A_{i0}|^2 \xi_i}{\sum_{i=1}^m |A_{i0}|^2}.\tag{2.7.10}$$

$$\eta_0 = \frac{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2 \eta_i}{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0)|^2} = \frac{\sum_{i=1}^m |A_{i0}|^2 \eta_i}{\sum_{i=1}^m |A_{i0}|^2}.\tag{2.7.10'}$$

Таким образом, координаты частичного фазового центра являются координатами центра тяжести системы излучателей, причем вес излучателя -это квадрат амплитуды тока в нем, соответствующий максимуму излучения в заданном направлении. Появление квадрата амплитуды связано с тем, что если какой-то излучатель в заданном направлении излучает мало, то по условию максимума КНД и амплитуда тока в нем должна быть меньше.

Подсчитаем для примера положение частичного фазового центра кольцевой антенны (рис. 2.7.2). Пусть амплитудная диаграмма направленности i -го излучателя

$$|\varphi_i(\theta)| = \cos(\theta - \Delta i), \quad (2.7.11)$$

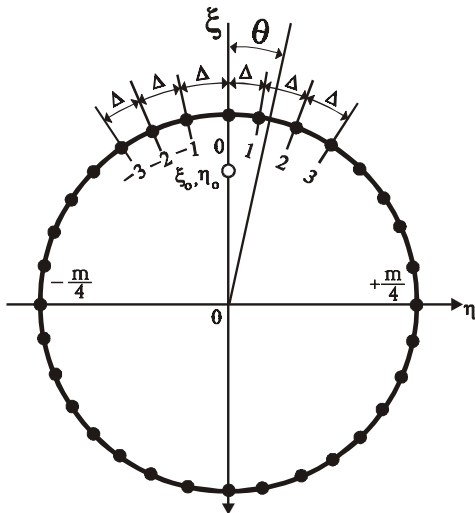


Рис.2.7.2
К определению частичного фазового центра кольцевой антенны

где $\Delta = 2\pi/m$ - угловое расстояние между соседними излучателями.

Координаты i -го излучателя:

$$\begin{aligned} \xi_i &= R \sin \Delta i, \\ \eta_i &= R \cos \Delta i. \end{aligned} \quad (2.7.12)$$

Подставим их в формулы (2.7.10) и произведем суммирование от $-m/4$ до $m/4$, учитывая, что излучатели, расположенные со стороны цилиндра, противоположной направлению основного излучения, не возбуждены. В результате получим:

$$\xi_0 = 0, \quad \eta_0 = R \cdot \frac{\sum_{i=-m/4}^{m/4} \cos^3 \Delta i}{\sum_{i=-m/4}^{m/4} \cos^2 \Delta i} \cong R \cdot \frac{\frac{2}{3\pi} \cdot m}{\frac{m}{4} - 1} \cong 0,8 R. \quad (2.7.13)$$

Сумма в числителе¹ сделано для случая $m > 20$.

Естественно, что координаты частичного фазового центра являются функциями направления максимального излучения. Частичный фазовый центр кольцевой антенны всегда лежит на радиусе, совпадающем с направлением максимального

излучения на расстоянии $0,8R$ от центра антенны.

§ 2.8. СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА СМЕЩЕНИЯ ЛУЧА СИСТЕМЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

В § 2.5 был рассмотрен способ отыскания амплитуд и фаз токов, при которых главный луч антенны устанавливается в заданном направлении, причем максимум энергии, излученной антенной, концентрируется в этом направлении. Естественно, что в любой конструкции распределение амплитуд и фаз токов в отдельных излучателях осуществляется с определенной погрешностью. Установим в общем виде связь между погрешностями в распределении тока и смещением главного луча диаграммы. Естественно, что математическим аппаратом, которым следует пользоваться при постановке и решении сформулированной задачи должна служить теория вероятностей. В самый начальный период исследования ФАР вероятностные характеристики диаграммы направленности решетки излучателей тщательно изучались, в частности в работах Я.С. Шифрина [2.12, 9.5] и Л.А. Рондинелли [9.2]. Многое в этом направлении было сделано в последующие годы [9.10 – 9.12]. При изложении материала мы сохраним первоначальный подход к проблеме [9.6-9.7]. Используя аппарат теории вероятностей, предположим, что разброс амплитуд и фаз токов подчинен нормальному закону и характеризуется среднеквадратичными величинами. Мы получим решение по возможности в общем виде, не накладывая специальных ограничений на схему расположения излучателей и способ их управления.

Рассмотрим антенны, распределение тока в которых удовлетворяет условию максимума КНД или близко к нему. Этим мы исключим из рассмотрения антенны со специальными диаграммами направленности (веерная, столообразная и т. п.), однако для таких антенн учет

¹ И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. –М.:Физматгиз, 1962, с. 45.

смещения луча, как правило, и не требуется, он нужен для остронаправленных антенн, используемых для нахождения координат источников, отражающих или излучающих радиоволны.

Нас интересует стабильность положения главного луча диаграммы направленности антенны, другими словами, стабильность направления, в котором антенна концентрирует максимум излучения. Чтобы ответить на этот вопрос и не усложнять рассуждений особенностями поведения фазовой диаграммы направленности антенны в целом, рассмотрим диаграмму направленности антенны по мощности

$$P(\theta, \alpha) = \Phi(\theta, \alpha)\Phi^*(\theta, \alpha), \quad (2.8.1)$$

которая сохраняет зависимость плотности потока мощности от направления и исключает фазовые соотношения.

Считаем, что известны комплексные диаграммы направленности отдельных излучателей. Их пространственное расположение учитывается фазовыми диаграммами направленности, которые должны быть построены относительно единого центра отсчета фазы. Тогда диаграмма направленности по мощности антенны в целом запишется так:

$$P(\theta, \alpha) = \sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^m A_i A_k^* \varphi_i(\theta, \alpha) \varphi_k^*(\theta, \alpha). \quad (2.8.2)$$

Как и в предыдущем параграфе, будем считать, что комплексная амплитуда тока в излучателях определяется соотношением (2.6.2). Подставляя (2.6.2) в (2.8.2), получаем

$$P(\theta, \alpha) = |\Phi_0(\theta, \alpha)|^2 + \Phi_0^*(\theta, \alpha) \sum_{i=1}^m \varphi_i(\theta, \alpha) \Delta_i + \Phi_0(\theta, \alpha) \sum_{i=1}^m \varphi_i^*(\theta, \alpha) \Delta_i^*. \quad (2.8.3)$$

Здесь мы пренебрегли квадратом малой величины Δ_i .

Найдем теперь относительную разность значений диаграммы направленности по мощности на двух противоположных склонах

$$\delta = \frac{P\left(\theta_0 + \frac{\Delta\theta}{2}, \alpha_0\right) - P\left(\theta_0 - \frac{\Delta\theta}{2}, \alpha_0\right)}{P(\theta_0, \alpha_0)}. \quad (2.8.4)$$

где $\Delta\theta$ - ширина луча на уровне $0,707 \Phi_0(\theta_0, \alpha_0)$

Проведем некоторые предварительные преобразования. В предыдущем параграфе мы показали, что система излучателей, обеспечивающая максимум КНД, в направлении максимального излучения имеет устойчивый частичный фазовый центр, который фактически является и центром излучения антенны. Благодаря этому фазовая диаграмма направленности антенны в целом в пределах главного луча близка к отрезку сферы, а поэтому, если фазовую диаграмму отсчитывать относительно центра излучения, то $\Phi_0(\theta, \alpha)$ является вещественной величиной, и, следовательно, можно записать

$$\Phi_0\left(\theta_0 \pm \frac{\Delta\theta}{2}, \alpha_0\right) = \Phi_0^*\left(\theta_0 \pm \frac{\Delta\theta}{2}, \alpha_0\right) = 0,707\Phi_0(\theta_0, \alpha_0). \quad (2.8.5)$$

Используя таким образом центр излучения, мы должны в дальнейшем фазовые диаграммы всех излучателей, из которых составлена антенна, отсчитывать относительно этой точки. Используем также разложение в ряд Тейлора

$$\varphi_i\left(\theta_0 \pm \frac{\Delta\theta}{2}, \alpha_0\right) = \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \pm \frac{d\varphi_i(\theta, \alpha_0)}{d\theta} \Big|_{\theta=\theta_0} \frac{\Delta\theta}{2} + \dots \quad (2.8.6)$$

Члены с квадратом $\Delta\theta$ в этом разложении взаимно уничтожаются при последующих подстановках, а более высокими степенями можно пренебречь из-за их малости.

Подставляя записанное разложение в выражение для $P(\theta, \alpha)$, получим

$$\delta = \frac{\Delta\theta 0,707}{\Phi_0(\theta_0, \alpha_0)} \sum_{i=1}^m [\varphi'_i(\theta_0, \alpha_0) \Delta_i + \varphi'^*_i(\theta_0, \alpha_0) \Delta^*_i] . \quad (2.8.7)$$

Таким образом, разность значений диаграммы направленности на склонах найдена. В дальнейшем, используя эту разность, найдем угловое положение луча, а затем и его вероятностные характеристики.

Заметим, что

$$\frac{\varphi'_i(\theta_0, \alpha_0)}{\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)} = \frac{d}{d\theta} \ln \varphi_i(\theta, \alpha_0) \Big|_{\theta=\theta_0}$$

и введем обозначение

$$Q_i e^{j\hat{\epsilon}_i} = \frac{d}{d\theta} \ln \varphi_i(\theta, \alpha_0) \Big|_{\theta=\theta_0} \Delta\theta . \quad (2.8.8)$$

Введенные таким образом параметры Q_i и κ_i и будут основными параметрами, характеризующими особенности конкретной антенны. Их величины зависят от свойств амплитудной и фазовой диаграмм отдельных излучателей.

Нужно помнить, что фазовая диаграмма отдельного излучателя может давать существенную зависимость фазы от угла из-за несовпадения фазовых центров излучателя и антенны в целом.

Подставив $Q_i e^{j\hat{\epsilon}_i}$ в (2.8.7) для δ , получим

$$\delta = \frac{0,707}{\Phi_0(\theta_0, \alpha_0)} \sum_{i=1}^m Q_i \left[\varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \Delta_i e^{j\hat{\epsilon}_i} + \varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0) \Delta_i^* e^{-j\hat{\epsilon}_i} \right] . \quad (2.8.9)$$

Легко видеть, что δ - вещественная величина. Выражение (2.8.9) справедливо для системы излучателей и в том случае, когда условия максимума КНД не выполнены. Оно устанавливает для произвольной системы излучателей связь между величиной δ и системой разбросов Δ_i . Преобразуем это выражение, используя условие максимума КНД, что позволит получить существенные упрощения. В случае, когда в системе излучателей для уменьшения уровня боковых лепестков специально создается некоторая неравномерность в распределении амплитуд (чебышевская линейка и т. п.), условие максимума КНД не выполнено. При этом отдельные A_i меньше $A_{i,0}$. Подстановка в (2.8.9) $A_{i,0}$ по сравнению с подстановкой A_i всегда даст большую величину δ . Однако ошибка в определении δ получается небольшой, а ее знак гарантирует то, что практически при невыполнении условия максимума КНД разброс положения луча будет несколько меньше расчетного.

Как показано в предыдущих параграфах, равенство $A_{i,0} = C\varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0)$ обеспечивает максимум КНД при том условии, что система функций $\varphi_i(\theta, \alpha)$ ортонормальна, т. е. при отсутствии взаимной связи между излучателями. Допустим, что с учетом взаимной связи максимум КНД обеспечивается набором комплексных амплитуд токов в излучателях, отличным от $A_{i,0}$:

$$A'_{i,0} = A_{i,0} + a_i . \quad (2.8.10)$$

Предположим, что взаимная связь между излучателями невелика. Принимая во внимание малость взаимной связи, заметим, что $a_i \ll A_{i,0}$. Действительно, если система функций $\varphi_i(\theta, \alpha)$ неортогональна, но интеграл при $i \neq k$ мал, то, проводя ортогонализацию системы, получим ортогонализующую матрицу, близкую к единичной. Транспонированная к ней матрица будет матрицей перехода от набора комплексных амплитуд $A_{i,0}$, соответствующего ортогональной системе, к набору $A'_{i,0}$, соответствующему неортогональной системе, причем недиагональные члены этой матрицы будут малы и, как правило, знакопеременны. Их малость как раз и гарантирует малость a_i . Приведенные рассуждения позволяют в сомнительных случаях оценивать малость a_i .

Подставляя $A'_{i,0}$ в (2.8.9), можно пренебречь произведением малых величин $\Delta_i a_i$. Поэтому дальше мы будем считать $A_{i,0} = C\varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0)$. Подставляя это в (2.8.9), получим

$$\delta = 0,707 \frac{\sum_{i=1}^m Q_i (A_{i,0}^* \Delta_i e^{j\hat{\epsilon}_i} + A_{i,0} \Delta_i^* e^{-j\hat{\epsilon}_i})}{\sum_{i=1}^m |A_{i,0}|^2}. \quad (2.8.11)$$

Используя полученную разность значений нормированной диаграммы направленности по мощности на двух противоположных склонах, найдем положение оси луча антенны. Из (2.8.11) видно, что искажения в амплитудно-фазовом распределении токов в тех излучателях, в которых $A_{i,0}$ мало, не влияют на положение луча. Действительно $A_{i,0}$ малы в тех излучателях, которые в заданном направлении не излучают, поэтому и нарушения амплитуды или фазы токов в них не могут сказаться на положении луча антенны.

Для дальнейших рассуждений удобно ввести относительную величину амплитудно-фазовой ошибки, такую, что

$$A_i = A_{i,0} (1 + \Delta_{i,n}), \quad \text{где } \Delta_{i,n} = \frac{\Delta_i}{A_{i,0}}. \quad (2.8.12)$$

Если $\Delta_{i,n}$ невелико, то его мнимая часть ($\Delta''_{i,n}$) определяет величину фазового сдвига между A_i и $A_{i,0}$, а вещественная часть ($\Delta'_{i,n}$) - отношение их модулей.

Используя введенные обозначения и применив к (2.8.11) формулу Эйлера, получим

$$\delta = 1,41 \frac{\sum_{i=1}^m |A_{i,0}|^2 Q_i (\Delta'_{i,n} \cos k_i - \Delta''_{i,n} \sin k_i)}{\sum_{i=1}^m |A_{i,0}|^2}. \quad (2.8.13)$$

Полученное выражение справедливо для любой остронаправленной антенны, для которой выполнено условие максимума КНД в заданном направлении. Наличие слабой взаимной связи между излучателями приводит к ошибкам второго порядка малости, которыми можно пренебречь. Подчеркнем еще раз, что характеристикой всех свойств излучателей, из которых образована система, служат их комплексные диаграммы направленности.

Прежде чем перейти к определению положения центра луча, нужно убедиться, что найденные значения диаграммы в двух точках на противоположных склонах не могут быть случайными выбросами, а характеризуют изменение формы диаграммы направленности в целом. Это действительно так, потому что при разложении в ряд Фурье диаграмма направленности любой антенны представляется ограниченным отрезком ряда и, следовательно, независимые изменения ее значений в двух точках, лежащих внутри интервала, меньшего ширины луча, невозможны. При рассмотрении этого вопроса с применением теории вероятностей тот же результат получается в силу существенной автокорреляции в пределах названного интервала [2.12, 9.5].

Найдем, насколько при смещении на угол $\delta\theta$ изменится разность значений диаграммы направленности по мощности в точках, где невозмущенная нормированная диаграмма имеет значение 0,5:

$$\begin{aligned} \delta &= P_n \left(\theta_0 - \frac{\Delta\theta}{2} + \delta\theta, \alpha_0 \right) - P_n \left(\theta_0 + \frac{\Delta\theta}{2} + \delta\theta, \alpha_0 \right) = \\ &= \left\{ \frac{dP_n(\theta, \alpha_0)}{d\theta} \Big|_{\theta=\theta_0-\Delta\theta/2} - \frac{dP_n(\theta, \alpha_0)}{d\theta} \Big|_{\theta=\theta_0+\Delta\theta/2} \right\} \delta\theta \end{aligned} \quad (2.8.14)$$

Расчет показывает, что при различных законах распределения тока на излучающей апертуре, исключая специальные случаи (веерная, столообразная диаграммы), с достаточной точностью справедливо выражение

$$-\left. \frac{dP_n(\theta, \alpha_0)}{d\theta} \right|_{\theta=\theta_0+\Delta\theta/2} = \left. \frac{dP_n(\theta, \alpha_0)}{d\theta} \right|_{\theta=\theta_0-\Delta\theta/2} \cong 0,75 \cdot \frac{1}{\Delta\theta/2}, \quad (2.8.15)$$

из которого следует равенство:

$$\frac{\delta\theta}{\Delta\theta} \cong \frac{1}{3} \delta, \quad (2.8.16)$$

где $\delta\theta$ - смещение оси луча;

$\Delta\theta$ - ширина луча на уровне половинной мощности (рис. 2.8.1).

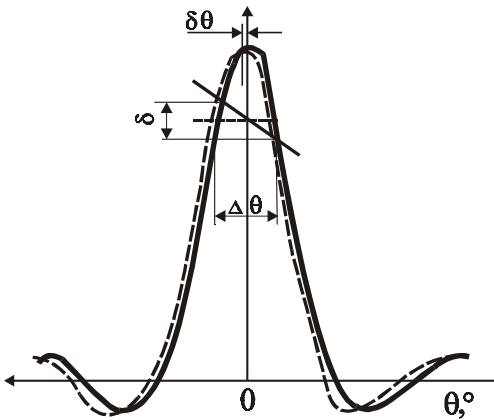


Рис. 2. 8.1.

К определению смещения луча по изменению значения диаграммы направленности на ее склонах

Подтвердим правильность соотношения (2.8.16). Пусть

$$P(\theta) = \cos^n(q\theta), \quad (2.8.17)$$

где n и q - любые числа.

Подбирая n и q , можно аппроксимировать практически любую форму главного луча антенны.

Если $P(\Delta\theta/2) = 0,5$, то $\Delta\theta/2 = (1/q) \cdot \arccos(1/2)^{1/n}$.

Вычислив производную, получим

$$\left. \frac{dP}{d\theta} \right|_{\theta=-\Delta\theta/2} = \frac{qn}{2} \sqrt{2^{2/n} - 1}. \quad (2.8.18)$$

Или

$$\left. \frac{dP}{d\theta} \right|_{\theta=-\Delta\theta/2} = \frac{1}{\Delta\theta/2} \cdot \xi(n), \quad (2.8.19)$$

где

$$\xi(n) = \frac{n}{2} \arccos(1/2)^{1/n} \sqrt{2^{2/n} - 1}. \quad (2.8.20)$$

Заметим, что величина q вообще не влияет на связь между $\frac{dP}{d\theta}$ и $\Delta\theta$. Значение $\xi(n)$ приведены в таблице 2.8.1. Заметим также, что коэффициент в (2.8.15), который следует сопоставить с $\xi(n)$ в (2.8.19), равен 0,75, что как раз и отвечает среднему значению $\xi(n)$ в Таблице 2.8.1

Таблица 2.8.1

n	1	2	3	4	5	6
$\xi(n)$	0.91	0.78	0.75	0,74	0,73	0.72

Положим теперь, что $\Delta'_{i,n}$ и $\Delta''_{i,n}$ являются случайными величинами, распределенными по нормальному закону.

Их средние значения равны нулю $\langle \Delta'_{i,n} \rangle = \langle \Delta''_{i,n} \rangle = 0$. Они независимы между собой т.е

$$\langle \Delta'_{i,n} \Delta'_{k,n} \rangle = \langle \Delta'_{i,n} \Delta''_{k,n} \rangle = \langle \Delta''_{i,n} \Delta''_{k,n} \rangle = 0 \quad \text{при} \quad i \neq k \quad \text{и обладают дисперсией}$$

$$\sigma_1^2 = \langle \Delta_{i,n}^2 \rangle, \quad \sigma_2^2 = \langle \Delta_{i,n}^{\prime 2} \rangle. \quad (2.8.21)$$

Таким образом, σ_1 определяет среднеквадратичную величину относительного разброса амплитуд токов, а σ_2 - среднеквадратичную величину разброса фаз.
Среднеквадратичная величина относительного смещения луча

$$\sigma_\eta^2 = \left\langle \left(\frac{\delta\theta}{\Delta\theta} \right)^2 \right\rangle. \quad (2.8.22)$$

Подставим (2.8.11) в (2.8.16) и в (2.8.22). Возведем в квадрат и произведём усреднение, при этом следует поменять порядок усреднения и суммирования. В результате получим:

$$\sigma_\eta^2 = \frac{2}{9 \cdot \left[\sum_{i=1}^m |A_{i,0}|^2 \right]^2} \sum_{i=1}^m |A_{i,0}|^4 Q_i^2 (\sigma_1^2 \cos^2 k_i^2 + \sigma_2^2 \sin^2 k_i^2). \quad (2.8.23)$$

Примененная методика определения смещения луча по полуспадам диаграммы направленности приводит к простым выражениям в общем виде, так как не требует вычисления второй производной от диаграммы направленности антенны в целом.

Выражения (2.8.8) и (2.8.23) являются основными выражениями настоящего параграфа. Используя их, можно рассчитать среднеквадратичные ошибки положения луча любой остронаправленной антенны, для которой известны комплексные диаграммы направленности отдельных излучателей. Большое облегчение для расчетов составляет наличие логарифма в (2.8.8), так как производные от амплитудной и фазовой диаграмм берутся в этом случае как от отдельных слагаемых.

Полученные соотношения позволяют рассчитать ошибки только для угла θ . Однако этого достаточно, чтобы полностью характеризовать угловую точность антенны, так как можно повторить расчеты для различных значений α . В большинстве случаев и этого делать не нужно, поскольку всегда можно расположить антенну в координатной системе таким образом, чтобы не было сильной зависимости статистических характеристик θ от индивидуального положения координатной плоскости α .

Рассмотрим решетку излучателей с управляемой фазой. В этом случае амплитудная диаграмма направленности каждого отдельного излучателя обладает очень слабой направленностью, а его фазовая диаграмма дает сильную зависимость фазы от угла вследствие несовпадения фазовых

центров каждого отдельного излучателя и антенны в целом. Отсюда следует, что $\frac{d|\varphi_i(\theta, \alpha)|}{d\theta} = 0$,

т.е. в соответствии с (2.8.8) $k_i = \pi/2$. Это показывает, что σ_η не зависит от разброса амплитуд возбуждения отдельных излучателей. Действительно, в этом случае в зависимости от разброса амплитуд будет только несколько изменяться форма луча и уровень боковых лепестков.

Полученные формулы справедливы для случая, когда разброс параметров всех управляющих устройств одинаков и отсутствует корреляция между разбросами параметров разных управляющих устройств. Это самый распространенный случай. Однако иногда на практике при использовании некоторых вариантов схем включения управляющих устройств среднеквадратичные величины разбросов амплитуд и фаз токов в отдельных излучателях могут быть разными или может появиться корреляция этих разбросов. Поясним это на примере линейки излучателей.

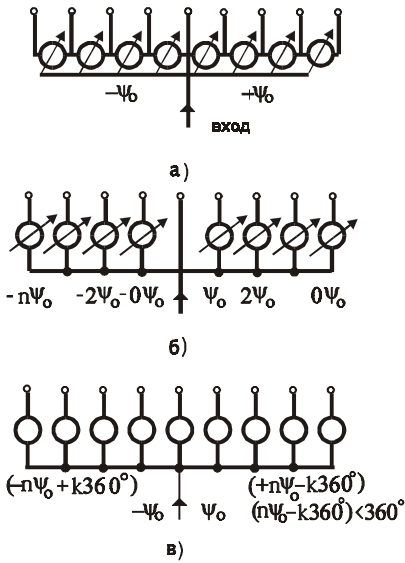


Рис. 2.8.2.

Различные схемы включения фазовращателей в цепях питания линейки излучателей

На рис. 2.8.2 показаны три схемы включения фазовращателей:

- а) последовательная схема;
- б) параллельная схема с нарастающим фазовым сдвигом;
- в) схема со сбросом фазового сдвига на 360°.

Был произведен расчет среднеквадратичной величины относительного смещения луча σ_η для этих трех случаев [9.6].

Полученные результаты сводятся к выражению:

$$\sigma_\eta = 1,5 a \sigma_2. \tag{2.8.24}$$

Величина a для трех случаев приведена в Табл. 2.8.2. Здесь полное число элементов в линейке $N = 2n + 1$.

В упомянутой работе [9.6] исследовалось также влияние неточностей расположения излучателей. Здесь мы этот вопрос опускаем. В той же работе приведен пример расчета, показывающий, что неравномерность распределения амплитуд (чебышевская линейка) очень мало влияет на величину σ_η .

Таблица 2.8.2

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	$n \rightarrow \infty$
а)	0,33	0,36	0,40	0,45	0,47	0,50	0,52	0,52	0,53	0,54	$0,18 \sqrt{n}$
б)	0,33	0,30	0,29	0,28	0,27	0,27	0,26	0,26	0,26	0,26	0,25
в)	0,33	0,23	0,18	0,15	0,13	0,12	0,11	0,10	0,10	0,09	$\frac{0,29}{\sqrt{n}}$

Из таблицы видно, что самая невыгодная схема первая. Это происходит потому, что в этом случае ошибка с увеличением номера фазовращателя нарастает, кроме этого, имеется корреляция, так как ошибки первых фазовращателей вносят свою долю в фазовые ошибки всех излучателей. Преимущества схемы в) особенно сильно заметны при большом числе излучателей. Данная схема дает максимальную точность, так как в этом случае среднеквадратичные ошибки фазы во всех излучателях одинаковы и корреляция между ними отсутствует. При большом числе излучателей использование схем а) и б) нецелесообразно за исключением случая управления сверширокополосным сигналом.

Вернемся к основному содержанию данного параграфа. Приведем примеры по использованию формул (2.8.8) и (2.8.23). Рассмотрим квадратную решетку излучателей из $M \times M$ штук. Запишем для одного из значений α

$$\varphi_{i,l} = e^{jkl d \sin \theta}, \tag{2.8.25}$$

где i, l - номера излучателя;
 d — расстояние между ними.

Из (2.8.8), учитывая $\Delta\theta = 0,89 \frac{\lambda}{Md}$ получим

$$\begin{aligned} Q_{i,l} &= jkd \cos \theta \cdot \Delta\theta \cong 5,6l/M, \\ \kappa_{i,l} &= \pi/2. \end{aligned} \quad (2.8.26)$$

Положим, что $A_1 = A_2 = \dots$, тогда (2.8.23) даст

$$\sigma_{\eta}^2 = \frac{\sum_{i=-M/2}^{M/2} \sum_{l=-M/2}^{M/2} i^2}{M^6} 6,95\sigma_2^2. \quad (2.8.27)$$

Произведя несложные вычисления, окончательно получаем для решётки излучателей, содержащей M^2 элементов:

$$\sigma_{\eta} = 0,75 \sigma_2 / M. \quad (2.8.28)$$

Сравнивая полученный результат с результатом в [9.2], видим аналогичную формулу только с коэффициентом 0,628. Отличие величины σ на 20% обусловлено видом аппроксимации главного луча диаграммы.

Рассмотрим теперь кольцевую антенну. Пусть направление максимального излучения определяется углом $\theta_0 = 0$. Тогда, естественно, излучатели, расположенные под углами $|\theta_i| > \pi/2$, не должны излучать, а центр излучения в силу этого расположится в точке ξ_0, η_0 , лежащей выше геометрического центра антенны (см. рис. 2.7.2). Учитывая разности хода лучей, запишем комплексные диаграммы направленности отдельных излучателей:

$$\varphi_i(\theta) = \begin{cases} \cos(\theta - \theta_i) e^{-jk[\eta_0 \cos \theta - R \cos(\theta - \theta_i)]} & \text{при } |\theta - \theta_i| < \frac{\pi}{2} \\ 0 & \text{при } |\theta - \theta_i| > \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (2.8.29)$$

Здесь $\theta_i = \Delta i$ - угол, определяющий положение излучателей.

Исходя из условий оптимизации КНД, находим амплитуды токов

$$|A_{i,0}| = \begin{cases} \cos \theta_i & \text{при } |\theta_i| < \frac{\pi}{2} \\ 0 & \text{при } |\theta_i| > \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (2.8.30)$$

Заметим, что в реальных конструкциях это условие почти точно выполнено. Далее определяем

$$\left. \frac{d}{d\theta} \ln \varphi_i(\theta) \right|_{\theta=0} = \operatorname{tg} \theta_i + jkR \sin \theta_i. \quad (2.8.31)$$

Как видно, точного определения местоположения центра излучения не нужно, так как характеризующая его величина η_0 в это выражение не входит.

Считаем, что $kR \gg 1$, а также, что $\Delta\theta = \lambda/2R$. Тогда

$$Q_i \cong \pi \sin \theta_i, \quad k_i \cong \pi/2. \quad (2.8.32)$$

Подставим (2.8.30) и (2.8.32) в (2.8.23). После несложных тригонометрических преобразований суммы в (2.8.23) легко вычисляются, и мы получаем окончательный результат

$$\sigma_{\eta} = \frac{\sigma_2}{\sqrt{m}}. \quad (2.8.33)$$

Сопоставляя с формулой (2.8.28) для решётки, состоящей из M^2 элементов, заметим, что в случае кольцевой антенны, состоящей из такого же числа элементов ($m = M^2$) ошибка в 1,5 раза больше. Это объясняется тем, что общее число одновременно работающих излучателей в кольцевой антенне меньше полного числа излучателей, в то время как в случае и линейки, и решетки эти числа равны.

Из (2.8.33) видно, что относительная угловая ошибка не зависит от ширины луча. Поясним смысл сказанного. Для этого упростим выражение (2.8.23), положив $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$, т. е. приняв, что разброс амплитуд и фаз одинаков. Тогда

$$\sigma_{\eta} = \sigma \cdot \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^m |A_{i,0}|^4 Q_i^2}}{\sum_{i=1}^m |A_{i,0}|^2}. \quad (2.8.34)$$

Заметим, что Q_i не могут равняться нулю, так как это означало бы независимость от угла амплитуд и фаз поля отдельных излучателей, что равносильно либо их отсутствию, либо полной идентичности (в случае ненаправленных и совмещенных излучателей). Из (2.8.8) следует, что

$$Q_i = \left\{ \left[\frac{d}{d\theta} |\varphi_i(\theta, \alpha_0)| \right]^2 + \left[\frac{d}{d\theta} \arg \varphi_i(\theta, \alpha_0) \right]^2 \right\}_{\theta=\theta_0}^{1/2} \Delta\theta, \quad (2.8.35)$$

причем с увеличением направленности антенны уменьшается $\Delta\theta$, однако растет величина производных, входящих в (2.8.8); в случае малости производной от модуля должна быть велика производная от аргумента. Таким образом, относительная угловая ошибка не зависит непосредственно от ширины луча антенны. Отсюда следует, что с увеличением направленности антенны абсолютная погрешность в задании угловых координат ее главного луча уменьшается. Этого преимущества лишены антенны с «механическим» движением луча, так как для них угловые координаты луча задаются механическими и электромеханическими системами, параметры которых не зависят от параметров самой антенны.

Из (2.8.34) также можно заключить, что увеличение числа одновременно работающих излучателей, как правило, приводит к уменьшению σ_{η} . Этот вывод важен для антенн с немеханическим качанием луча. Существуют конструкции (например, зеркало с переключаемыми рупорными облучателями), у которых в процессе качания луча отдельные излучатели постепенно переключаются, так что из полного числа, необходимого для осуществления заданного сектора качания луча, одновременно работают 2 - 3 излучателя. На основании сказанного можно заключить, что антенны таких конструкций в большинстве случаев дадут меньшую точность, чем антенны, у которых все излучатели работают одновременно.

ГЛАВА 3 ОПТИМАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С НЕМЕХАНИЧЕСКИМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА В ОДНОЙ ПЛОСКОСТИ

Антенна с немеханическим движением луча представляет собой систему излучателей. Эти излучатели могут быть различными, и их расположение также может быть самым разнообразным. Перед конструктором антенны встает вопрос, какие излучатели нужно использовать, как их расположить. Антенна может состоять из большого числа излучателей. Естественно, что одни и те же диаграммы направленности и сектор движения луча можно получить, применяя различные излучатели и образуя из них системы с различным взаимным расположением. Большое число излучателей, из которых собирается система, делает антенны с немеханическим движением луча довольно дорогими и сложными в изготовлении и настройке. Поэтому конструктор антенны в первую очередь стремится уменьшить число элементов, из которых составляется антенна. Выбор самих излучателей и их взаимного расположения в первую очередь делается с точки зрения уменьшения общего числа управляющих устройств и излучателей в системе. Оказывается, что существует минимальное число элементов в антенне в том смысле, что осуществить антенну с заданными параметрами движения луча и меньшим числом элементов принципиально невозможно. Поэтому задача конструктора антенны - найти такое расположение излучателей и так подобрать эти излучатели, чтобы число элементов в реальной антенне было равно минимальному или, по крайней мере, приближалось к нему. Вопрос о числе элементов становится особенно важным, когда приходится обеспечивать движение узкого луча в широком секторе; известны конструкции [4.27 – 4.29], число элементов в которых доходит до 10000.

Эта глава посвящается анализу различных систем излучателей, нахождению их минимального числа и синтезу систем, позволяющих реализовать это минимальное число элементов. Мы будем говорить раздельно о числе излучателей и числе управляющих устройств. В общем случае число излучателей может быть больше числа управляющих устройств.

Разумеется, что не только число элементов определяет достоинство конструкции антенны. Для стоимости антенны, ее технологии изготовления и простоты эксплуатации важны также простота изготовления и настройки фидерной системы, надежность, т. е. способность антенны сохранять заданные параметры при выходе из строя отдельных ее элементов, стабильность положения луча при нестабильности параметров управляющих устройств, КНД, шумовые характеристики. Поэтому, рассматривая различные варианты систем излучателей с точки зрения уменьшения числа элементов, необходимо учитывать, что уменьшение числа элементов должно происходить без ухудшения остальных параметров антенны.

§ 3.1. ЛИНЕЙКА ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Линейка излучателей - это система одинаковых излучателей, расположенных на прямой линии так, что их оси параллельны между собой. В этом случае диаграмма направленности всей системы определяется произведением множителя линейки на диаграмму направленности отдельного излучателя.

Движение луча линейки происходит за счет управления фазами токов в излучателях. Таким образом, линейка излучателей - это фазовый вариант антенны с немеханическим движением луча (см. гл. 1).

Нас будут интересовать следующие параметры линейки: ширина луча $\Delta\theta$, уровень боковых лепестков ξ , сектор движения луча θ_k . Будем считать, что при движении луча в пределах сектора θ_k уровень боковых лепестков не превышает ξ , а амплитуда главного максимума не уменьшается больше чем на 3 дБ.

Особого внимания заслуживает вопрос о боковых лепестках линейки излучателей, причем боковое излучение, имеющее различную природу, нужно разделить на два вида. Первый вид – это обычные боковые лепестки, свойственные линейкам как с неизменной, так и с управляемой фазой токов. При равных амплитудах токов в излучателях уровень бокового излучения достигает 21% от главного максимума.

Второй вид - боковые лепестки, возникающие в тех направлениях, где разность хода лучей от отдельных излучателей кратна целому числу длин волн. Амплитуда такого бокового лепестка может достигать амплитуды главного максимума, Эти боковые лепестки называют дифракционными максимумами по аналогии с максимумами освещенности, создаваемыми оптической дифракционной решеткой. Природа боковых максимумов дифракционной решетки и линейки излучателей одна и та же - возрастание интенсивности в тех направлениях, где разность хода от разных, элементов системы кратна целому числу волн.

Что касается лепестков первого вида, то можно сказать, что известные методы уменьшения их уровня в равной мере применимы к линейкам как с управляемой, так и с неуправляемой фазами токов. Заметим, что при $d \geq \lambda/2$ (d - расстояние между излучателями) амплитудное распределение, оптимальное в отношении уровня бокового излучения, не зависит от сдвига фаз токов в излучателях. При $d \leq \lambda/2$ требуются специальные амплитудные распределения, различные при разных положениях луча [5.8]. Однако у практически осуществимых антенн с движением луча в большинстве случаев $d > \lambda/2$, поэтому вопрос об оптимальных амплитудных распределениях движением луча не осложняется.

Традиционные методы подавления боковых лепестков линейки излучателей - следующие: создание неравномерного амплитудного распределения (например, чебышевские линейки) и, наконец, расположение излучателей на неравных расстояниях друг от друга. Этот последний метод позволяет также уменьшить и дифракционные максимумы; применение его приводит к созданию так называемых линеек с неравными расстояниями излучателей друг от друга (неэквидистантные линейки). Решетки и линейки с неравномерным расположением излучателей будут специально рассматриваться в следующей главе.

Если говорить только о линейках с неизменным расстоянием между элементами, то подавление дифракционных максимумов - это основной вопрос, различные пути решения которого и определяют специфику построения линеек излучателей с немеханическим движением луча. В связи с этим при анализе линеек излучателей основное внимание будет уделено способам подавления дифракционного максимума.

При подавлении дифракционного максимума решающую роль играет диаграмма направленности отдельного излучателя. Поэтому, говоря о линейках излучателей с немеханическим движением луча, мы лишь вкратце остановимся на свойствах линейки изотропных излучателей и сразу перейдем к рассмотрению особенностей, которые приобретает линейка в зависимости от свойств диаграммы направленности излучателей, из которых она составлена.

Линейка изотропных излучателей

Пусть дана линейка изотропных излучателей. Диаграмма i -го излучателя

$$\varphi_i(\theta) = e^{jkid \sin \theta}. \quad (3.1.1)$$

Здесь d - расстояние между излучателями.

Пусть максимум излучения будет направлен под углом $\theta = \theta_0$. Тогда ток в i -м излучателе

$$I_i = A e^{-jkid \sin \theta_0}, \quad (3.1.2)$$

а диаграмма направленности всей системы

$$\Phi(\theta) = \sum_{i=1}^m I_i \varphi_i(\theta) = A \sum_{i=1}^m e^{jkid(\sin \theta - \sin \theta_0)}. \quad (3.1.3)$$

Полученную сумму легко свернуть, используя обычный прием суммирования геометрической прогрессии:

$$\Phi(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{kmd}{2} (\sin \theta - \sin \theta_0) \right]}{m \sin \left[\frac{kd}{2} (\sin \theta - \sin \theta_0) \right]} e^{-j \frac{kmd}{2} (\sin \theta - \sin \theta_0)}. \quad (3.1.4)$$

Здесь амплитудная диаграмма нормирована к единице. Фазовая диаграмма показывает, что фазовый центр лежит в середине линейки.

Наибольший интерес для нас представляет амплитудная диаграмма, максимум которой и определяет направление луча антенны. Заметим, что $kd \sin \theta_0 = \psi_0$ представляет собой разность фаз токов в двух соседних излучателях. Здесь ψ_0 - основной фактор, определяющий положение луча. Таким образом, положение главного луча определяется следующим выражением:

$$\sin \theta_0 = \frac{\psi_0 \lambda}{2\pi d}. \quad (3.1.5)$$

Рассмотрим попутно зависимость ширины луча линейки от величины его отклонения. Введем новый угол $\theta' = \theta - \theta_0$. Введенная угловая координата θ' отсчитывается от оси отклоненного луча. Простые тригонометрические преобразования позволяют получить следующее тождество:

$$\sin \theta - \sin \theta_0 = \sin \theta' \left(\cos \theta_0 - \operatorname{tg} \frac{\theta'}{2} \sin \theta_0 \right). \quad (3.1.6)$$

Пусть главный луч не отклоняется на угол не более 45° , т.е. $|\theta_0| \leq 45^\circ$, а ширина луча не превосходит 10° . Тогда тождество (3.1.6) переходит в приближенное равенство

$$\sin \theta - \sin \theta_0 \cong \sin \theta' \cos \theta_0, \quad (3.1.7)$$

а формула для $\Phi(\theta)$ будет иметь вид

$$\Phi(\theta) = \frac{\sin \left(\frac{kmd \cos \theta_0}{2} \sin \theta' \right)}{m \sin \left(\frac{kd \cos \theta_0}{2} \sin \theta' \right)}. \quad (3.1.8)$$

Здесь $md \cos \theta_0 = d_{\text{эфф}}$ - эффективный размер линейки.

Теперь ширина луча определяется формулой

$$\Delta\theta = 0,89\lambda / d_{\text{эфф}} \quad (3.1.9)$$

и, таким образом, зависит от θ_0 .

Ширина луча определяется размером проекции линейки на направление, перпендикулярное направлению максимального излучения.

Хорошо известно, что при $d > \lambda/2$ - линейка изотропных излучателей может иметь несколько максимумов излучения, равных по интенсивности главному максимуму. Эти максимумы будут иметь место под углами θ_p , под которыми выполняется условие

$$\frac{kd}{2} (\sin \theta_p - \sin \theta_0) = p\pi, \quad p = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.1.10)$$

Ближайший к нормали максимум получится при $p = -1$.

$$\sin \theta_{-1} = -\frac{\lambda}{d} + \sin \theta_0. \tag{3.1.11}$$

Появление дифракционных максимумов при движении луча антенны в виде линейки изотропных излучателей является чрезвычайно важным в теории антенн с немеханическим движением луча. Поэтому остановимся на этом более подробно.

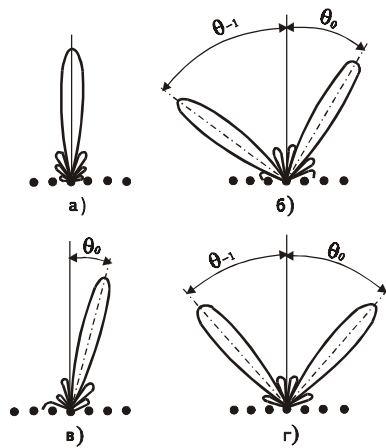


Рис. 3.1.1.

Изменение диаграммы направленности при качаниях луча линейки изотропных излучателей

На рис. 3.1.1 показана диаграмма направленности линейки излучателей при $d = 3\lambda/4$ и при различных θ_0 . При $d < \lambda/2$ дифракционный максимум не появится ни при каких θ_0 ; при $d > \lambda$ этот боковой максимум будет даже при $\theta_0 = 0$. Побочные максимумы появляются в тех направлениях, в которых разность хода волн, излученных различными излучателями, отличается на целое число длин волн.

Основной максимум располагается в том направлении, в котором разность хода лучей компенсирует сдвиг фаз токов в излучателях, т. е.

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta_0 = \psi_0, \tag{3.1.12}$$

а дифракционный максимум появляется в том направлении, в котором разность хода лучей дополняет сдвиг фаз в пространстве до 360° , т. е.

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \sin |\theta_{-1}| + \psi_0 = 2\pi. \tag{3.1.13}$$

Заметим, что в формуле (3.1.11) θ_{-1} - отрицательная величина, так как ближайший побочный максимум расположен по другую сторону от нормали, чем θ_0 .

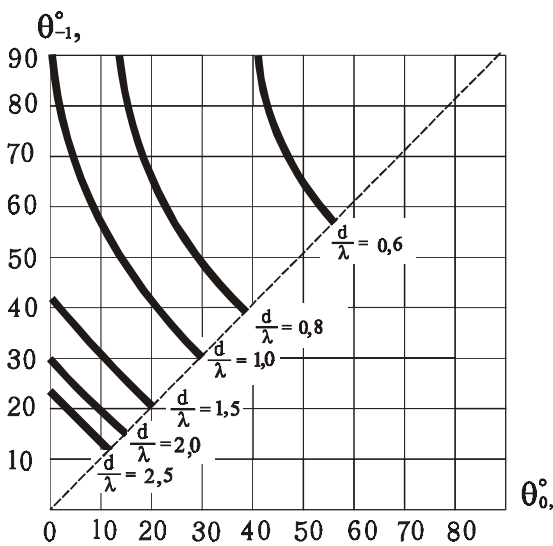


Рис. 3.1.2.

Положение ближайшего дифракционного максимума линейки изотропных излучателей

На рис. 3.1.2 показана зависимость модуля θ_{-1} от d и θ_0 . Естественно, что для нормально работающей антенны появление побочного бокового максимума, равного по интенсивности главному, совершенно неприемлемо. Поэтому, если антенна составлена из ненаправленных излучателей (например, щели в плоскости E), то их нужно располагать на расстоянии, не превышающем $\lambda/2$. Это приводит к необходимости использовать большое число излучающих элементов и соответственно большое число управляющих устройств. Размер линейки (ее длина) задается шириной главного луча, и если излучатели располагаются через $\lambda/2$, то их число зависит только от ширины луча. Чтобы уменьшить число излучателей их нужно располагать на большом расстоянии друг от друга. Для подавления возникающего при этом дифракционного максимума вместо ненаправленных излучателей придется применять направленные излучатели.

Линейка слабонаправленных излучателей

Слабонаправленными излучателями будем считать излучатели, диаграмма направленности которых близка к диаграмме вида $\cos\theta$. Такими излучателями являются щели в Н-плоскости, раскрыв круглого волновода или раскрыв небольшого прямоугольного рупора, элемент печатной антенны.

С учетом направленности излучателя амплитуда главного максимума становится равной $\cos\theta_0$, дифракционного - $\cos\theta_{-1}$.

Введем величину ξ_{Π} , равную отношению амплитуд побочного и главного максимумов. Для рассматриваемого случая

$$\xi_{\Pi} = \frac{\cos\theta_{-1}}{\cos\theta_0}. \quad (3.1.14)$$

Используя (3.1.11), легко вычислить зависимость ξ_{Π} от θ_0 при различных расстояниях между излучателями. На рис. 3.1.3 показаны графики этой зависимости.

Для антенны в виде линейки целесообразна величина максимального угла отклонения $\theta_{0,\max} = 45^\circ$ так как при больших углах сильно падает эффективный размер апертуры антенны. В этом случае излучатели можно расположить на расстоянии $d = (0,55 - 0,6) \lambda$. При секторах движения луча, меньших 45° , это расстояние можно несколько увеличить, однако не больше, чем до $d = \lambda$. При больших d боковые лепестки дифракционного происхождения будут недопустимо большими.

Чтобы уменьшить уровень побочных максимумов, нужно сужать диаграмму направленности отдельных излучателей, так чтобы они не излучали в тех направлениях, в которых формируются побочные максимумы. Однако это нужно делать осторожно, потому что, сужая диаграмму излучателей, мы также уменьшаем сектор, в котором может двигаться основной луч антенны.

При секторе движения $\theta_k \approx 90^\circ$ ($\theta_{0,\max} = 45^\circ$) хорошие результаты дают излучатели с диаграммой направленности в виде $\cos\theta$, при более направленных излучателях на краях сектора движения луча будет наблюдаться резкое ослабление главного максимума.

Если необходимо осуществить антенну с движением луча в меньшем секторе, то нужно использовать более направленные излучатели: это без ослабления главного максимума позволит лучше подавить боковые лепестки, в результате чего можно увеличить и, следовательно, уменьшить число элементов в антенне.

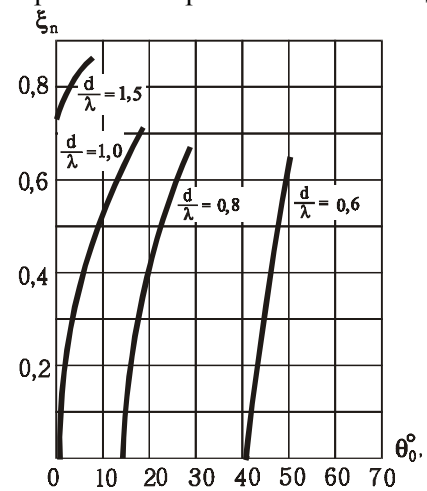


Рис. 3.1.3.
Величина дифракционного максимума линейки слабонаправленных излучателей

Линейки Е-плоскостных рупоров

При увеличении расстояния между излучателями в случае использования слабонаправленных излучателей (щель, раскрыв рупора, элемент печатной антенны) пространство между излучателями остается неиспользованным (сам излучатель занимает мало места). Это пространство можно использовать для увеличения направленности излучателей; для этого выполняют излучатели в виде рупоров, апертуры которых вплотную прилегают друг к другу. Таким образом, используется все пространство, занятое антенной.

Амплитудная диаграмма направленности такой линейки имеет вид

$$\Phi(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{knd}{2} (\sin \theta - \sin \theta_0) \right] \sin \left(\frac{kd}{2} \sin \theta \right)}{n \sin \left[\frac{kd}{2} (\sin \theta - \sin \theta_0) \right] \frac{kd}{2} \sin \theta} \cos \theta \cdot \quad (3.1.15)$$

Диаграмму направленности рупора представляем в таком виде потому, что при уменьшении d она переходит в диаграмму вида $\cos \theta$, т. е. рупор превращается в слабонаправленный излучатель.

Заметим, что при $\theta_0 = 0$, т. е. при неотклоненном луче, можно формулу (3.1.15), сократить и тогда диаграмма $\Phi(\theta)$ переходит в диаграмму непрерывной линейки с равномерным распределением поля; с ростом θ_0 она начинает все сильнее отличаться от диаграммы непрерывной линейки: главный максимум убывает, а появившийся побочный максимум растет. Найдем отношение величин побочного и главного максимумов. Используя величину угла θ_{-1} из (3.1.11), получаем

$$\xi_{\Pi} = \frac{\operatorname{tg} \theta_0}{\operatorname{tg} \theta_{-1}} \cdot \quad (3.1.16)$$

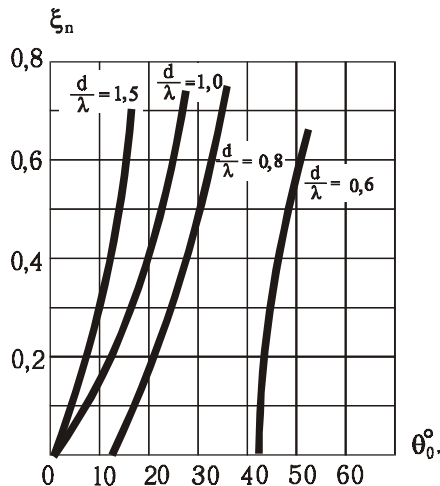


Рис. 3.1.4.
Величина дифракционного
максимума линейки Е-
плоскостных рупоров

По этой формуле и (3.1.11) можно вычислить уровень побочного излучения при разных θ_0 и разных d . Результаты расчета приведены на рис. 3.1.4.

Сравнение графиков рис. 3.1.3 и 3.1.4 показывает, что, как и следовало ожидать, при малых d линейка рупоров дает те же результаты, что и линейка слабонаправленных излучателей. Но зато при больших d всегда имеется некоторый сектор, в котором возможно движение луча при сильно ослабленном боковом излучении.

Идеальной формой диаграммы направленности отдельного излучателя была бы диаграмма в виде прямоугольника, ширина которого равнялась бы сектору движения луча. Тогда главный максимум при движении не ослаблялся бы, а побочные максимумы были бы надежно подавлены. Создание такой диаграммы направленности требует специальных решений. Получение прямоугольной формы диаграммы направленности с крутыми спадами эквивалентно получению остронаправленной диаграммы: размеры апертуры излучателя, которые для этого нужны, определяются не шириной луча, а крутизной спадов, точнее - величиной, производной от диаграммы направленности.

Возможны следующие пути для решения этой задачи:

1. Увеличение апертуры отдельного излучателя и создание на ней специального амплитудно-фазового распределения, соответствующего прямоугольной форме диаграммы направленности.
2. Привлечение элементов сверхнаправленности для придания диаграмме направленности отдельного излучателя прямоугольной формы без увеличения его апертуры.
3. Использование пространства перед линейкой для улучшения направленных свойств излучателей. Для этого в качестве излучателей можно использовать диэлектрические стержни, спирали или волновые каналы, которые при небольших поперечных размерах имеют большую направленность.

Первый путь на первый взгляд не ясен: как можно увеличивать размеры апертуры излучателя за пределы участка пространства, который имеется между центрами двух соседних излучателей? Оказывается это сделать можно, если на апертуре антенны в целом создать требуемые амплитудно-фазовые распределения, которые перекрывали бы друг друга. При этом амплитуда и фаза тока в некоторой точке апертуры антенны будут определяться суммой токов, принадлежащих различным

распределениям, управляемым различными управляющими устройствами. Подробнее об этом пойдет речь в специальном параграфе. Здесь рассмотрим более простой случай - диэлектрические стержни. Заметим только, что практическая реализация сверхнаправленных излучателей создает огромные трудности, и поэтому их использование нецелесообразно, особенно потому, что любая сверхнаправленная антенна создает вокруг себя большое реактивное поле, а это приводит к возрастанию взаимной связи между излучателями, что для антенн с управляемой диаграммой направленности крайне нежелательно.

Линейка диэлектрических стержней

Диэлектрические стержни как элементы антенны с движением луча, находят широкое применение. Нужно сказать, что одна из первых антенн с движением луча, была осуществлена именно на диэлектрических стержнях [3.7, 4.8]. Достоинством диэлектрического стержня является не только его большая направленность, но и достаточно плоская центральная часть диаграммы, что приближает ее к прямоугольнику. Аналогичным свойством обладает также спираль или волновой канал.

К сожалению, в настоящее время нет детальной теории излучателей этого типа. В простейшем виде диаграмму направленности как стержня, так и многоэлементного волнового канала можно записать в таком виде

$$\varphi(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{\pi l}{\lambda}(\gamma - \cos\theta)\right]}{\frac{\pi l}{\lambda}(\gamma - \cos\theta)} \cos\theta, \quad (3.1.17)$$

где l - эффективная длина излучателя (в первом приближении ее можно считать равной его геометрической длине);

$\gamma = v_\phi/c$ - коэффициент замедления волны вдоль излучателя.

Заметим, что приближенная формула (3.1.17) достаточно хорошо отражает основные характеристики интересующих нас излучателей.

В дальнейшем будем говорить о диэлектрических стержнях, имея в виду, что полученные результаты в равной мере применимы и к другим излучателям, свойства которых близки к стержням (спираль, волновой канал и т. д.).

Чтобы сделать некоторые количественные оценки, положим, что диаграмма направленности стержня должна удовлетворять следующим условиям:

◇ Главный максимум при максимальном отклонении должен ослабляться не более чем на 3 дБ.

◇ Дифракционный максимум при максимальном отклонении не должен превышать – 17 дБ от значения главного максимума.

Используя формулу (3.1.17), найдем, что сделанным оценкам соответствуют

$$\begin{aligned} \cos\theta_0 &= \frac{1}{\gamma} - \frac{1,41\lambda}{\pi l}, \\ \cos\theta_{-1} &= \frac{1}{\gamma} - \frac{2,25\lambda}{\pi l}. \end{aligned} \quad (3.1.18)$$

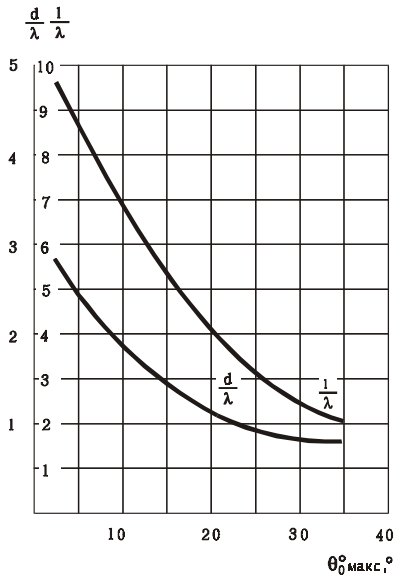


Рис. 3.1.5. Параметры системы идеализированных диэлектрических стержней в функции от заданного сектора движения луча

Подставляя сюда выражение для θ_{-1} из (3.1.11), можем найти l/λ и d/λ в функции от заданного максимального угла отклонения луча. При расчетах принято $\gamma = 0,95$.

Графики, приведенные на рис. 3.1.5, позволяют при заданном секторе движения луча $\theta_k = 2\theta_{0, \max}$ найти длины стержней и расстояния между ними, при которых дифракционный максимум на выходе за уровень -17 дБ, а главный максимум ослабляется не более чем на 3 дБ.

Эффективность использования управляющих устройств

Чтобы сравнивать между собой различные конструкции антенн с движением луча, нужно иметь общий критерий, позволяющий оценивать эффективность использования взятого в конструкции числа управляющих устройств.

В гл. I мы уже замечали, что многие характеристики антенны зависят от отношения сектора движения луча к его ширине.

Введем следующее обозначение

$$v = \frac{\theta_k + \Delta\theta}{\Delta\theta} \quad (3.1.19)$$

Назовем величину v приведенным сектором движения луча. По существу v - это отношение сектора, в который антенна может посылать энергию с учетом движения луча, к ширине луча. Введем отношение приведенной ширины сектора к числу управляющих устройств, включенных в линейке

$$\zeta = \frac{v}{m} = \frac{\theta_k + \Delta\theta}{m\Delta\theta} \quad (3.1.20)$$

Назовем параметр ζ *эффективностью использования управляющих устройств*.

В рассмотренных трех случаях число управляющих устройств равно числу излучателей.

При достаточно большом числе элементов в линейке приближенно ширина луча определяется по формуле

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{md}$$

В общем случае использование этой формулы ограничивается тем, что она учитывает направленные свойства только множителя линейки и не учитывает влияния направленных свойств отдельных излучателей на ширину луча антенны в целом.

Подставляя выражение для $\Delta\theta$ в (3.1.20), получаем

$$\zeta = (\theta_k + \Delta\theta) \frac{d}{\lambda} \tag{3.1.21}$$

Величину ζ легко вычислить, если известна зависимость d/λ от θ_k .

На рис. 3.1.6 показана зависимость ζ от θ_k для трех случаев, для которых уже вычислена зависимость d/λ от θ_0 . При построении графиков предполагалось, что $\Delta\theta \ll \theta_k$, т. е. что число элементов в рассматриваемых системах достаточно велико. Из графиков хорошо видно, что при больших секторах движения луча все три вида отдельных излучателей равноценны. При секторе движения луча 30° — 50° достаточно эффективным является диэлектрический штырь, а при меньших секторах эффективность всех видов излучателей резко падает. Например, если в секторе $\pm 5^\circ$, т. е. $\theta_k = 10^\circ$, нужно управлять лучом шириной 1° , то $v = 11$, а число излучателей в случае рупоров или стержней должно быть сделано равным 25, т. е. $\zeta = 0,4$.

Предположим теперь, что нам удалось реализовать прямоугольную форму диаграммы направленности отдельного излучателя. Пусть ширина прямоугольного луча такого излучателя θ_d . Найдем эффективность использования излучателей в этом случае.

Очевидно, что в крайнем положении луч антенны в целом может располагаться таким образом, что его ось не будет доходить до края прямоугольной диаграммы излучателя на половину ширины луча. Из этого условия получим

$$\theta_d = \theta_k + \Delta\theta = 2\theta_0 + \Delta\theta.$$

В свою очередь, побочный максимум не должен приближаться к краю диаграммы направленности излучателя на угол, меньший, чем половина ширины луча антенны в целом. Поэтому

$$\theta_d = 3|\theta_{-1}| - \Delta\theta.$$

Используем (3.1.11). Полагая, что θ_0 и θ_{-1} невелики, найдем, что

$$\theta_0 + |\theta_{-1}| = \frac{\lambda}{d}.$$

Исключим из полученных равенств θ_d и θ_{-1} и получим

$$\theta_k + \Delta\theta = \frac{\lambda}{d}.$$

Подставив это выражение в (3.1.21), получим $\zeta = 1$, то есть найдем, что в случае прямоугольной диаграммы направленности отдельных излучателей эффективность использования управляющих устройств равна единице. В этом случае заданным значениям сектора движения луча θ_k , его ширины $\Delta\theta$ и уровня боковых лепестков соответствует минимальное число излучателей, равное

$$m_{\text{мин}} = \frac{\theta_k}{\Delta\theta} + 1,$$

т. е. минимальное число излучателей равно приведенной ширине сектора движения луча.

Сделанный вывод еще нельзя считать доказательством того, что полученное число действительно является минимальным для любых линеек излучателей. Оно действительно минимально для линеек,

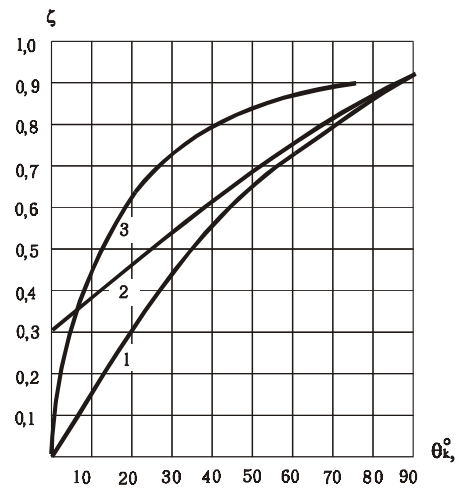


Рис. 3.1.6. Коэффициент использования управляющих устройств в функции от сектора движения луча для линеек: 1 - излучателей с диаграммой направленности вида \cos^2 ; 2 — E-плоскостных рупоров; 3 — диэлектрических стержней

удовлетворяющих следующим свойствам:

- ◇ амплитуда тока в излучателях постоянная;
- ◇ фазовые сдвиги пропорциональны номеру излучателя;
- ◇ излучатели расположены на равных расстояниях друг от друга.

Можно допустить, что нарушение этих условий позволит уменьшить число излучателей при неизменных величинах сектора качания луча, его ширины и уровня боковых лепестков. Чтобы ответить на этот вопрос перейдем к исследованию синтеза линейки излучателей, т. е. отысканию амплитудно-фазового распределения по заданным свойствам диаграммы направленности. Не рассматривая пока неэквидистантные системы, ограничимся линейкой излучателей с равными расстояниями между ними.

§ 3.2. СИНТЕЗ ЛИНЕЙКИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

Рассмотрим линейку излучателей с немеханическим движением луча в более общем виде. Постараемся установить связь между поведением диаграммы направленности антенны в заданном секторе движения луча и распределением амплитуд и фаз тока в излучателях. Будем изучать движение луча в одной плоскости.

Диаграмма направленности антенны определяется известной формулой

$$\Phi(\theta) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} I(x) e^{ikx \sin \theta} dx, \quad (3.2.1)$$

где L - размер апертуры линейки.

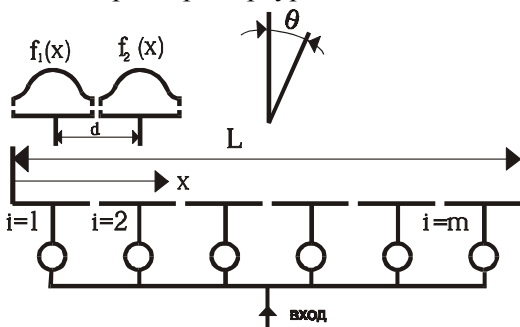


Рис. 3.2.1.

Схема расположения излучателей

Распределение тока в антенне $I(x)$ запишем, как и раньше, в виде суммы токов в отдельных излучателях (рис. 3.2.1)

$$I(x) = \sum_{i=1}^m I_i f_i(x), \quad (3.2.2)$$

где m — число отдельных излучателей.

Формула (3.2.1) позволяет легко найти диаграмму направленности антенны при известном распределении тока. Однако, чтобы полностью характеризовать связь функций, описывающих распределение тока и диаграмму направленности, нужно иметь возможность находить $I(x)$ по заданной диаграмме $\Phi(\theta)$. Операция

отыскания неизвестного амплитудно-фазового распределения по заданной диаграмме направленности называется *синтезом антенны*.

Обращаясь к (3.2.1) с точки зрения синтеза антенны, заметим, что неизвестная функция $I(x)$, описывающая распределение тока, стоит под знаком определенного интеграла. По отношению к $I(x)$ формула (3.2.1) является интегральным уравнением. С математической точки зрения синтез антенны сводится к решению интегрального уравнения. Применение различных математических методов синтеза антенн основывается на различных методах теории интегральных уравнений.

Задав распределение тока в виде (3.2.2), задача упрощается. Допустим, что $f_i(x)$ известны и представляют собой распределение тока в пределах каждого отдельного излучателя. Тогда неизвестными остаются комплексные амплитуды токов I_i . Решение интегрального уравнения сводится к решению алгебраической системы уравнений относительно системы неизвестных I_i . Исследование алгебраической системы позволит определить минимальное число членов в сумме (3.2.2), так как при меньшем числе система уравнений может оказаться неразрешимой.

Существует много различных методов синтеза линеек излучателей [5.1, 5.6]. Используем тот из них, который позволит учесть движение луча антенны в заданном секторе. Наиболее приемлем для этой цели метод разложения диаграммы направленности антенн на парциальные диаграммы. В этом методе использованы идеи теоремы В. А. Котельникова.

Применительно к антеннам впервые это было сделано П. Вудвортом [5.3, 5.4].

Используем упомянутый метод в случае линейки с немеханическим движением луча [5.9], разложим функцию распределения тока в комплексный ряд Фурье:

$$I(x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} N_p e^{-j \frac{2\pi p}{L} x}, \quad (3.2.3)$$

где

$$N_p = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} I(x) e^{j \frac{2\pi p}{L} x} dx. \quad (3.2.4)$$

Очевидно, что коэффициенты разложения $I(x)$ могут быть найдены через амплитуды токов в отдельных излучателях I_i и функции распределения тока в них $f_i(x)$.

Действительно, приравнявая (3.2.2) и (3.2.3), получаем

$$N_p = \sum_{i=1}^m I_i d_{pi}, \quad (3.2.5)$$

где

$$d_{pi} = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f_i(x) e^{j \frac{2\pi p}{L} x} dx. \quad (3.2.6)$$

Таким образом, коэффициенты разложения $I(x)$ в комплексный ряд Фурье представляют собой линейную комбинацию комплексных амплитуд токов. Коэффициенты d_{pi} , образующие эту комбинацию, зависят только от расположения отдельных излучателей и закона распределения тока в каждом из них. В то же время от расположения каждого излучателя и закона распределения тока в нем зависит и его комплексная диаграмма направленности. Поэтому можно поставить задачу найти величины коэффициентов d_{pi} через комплексные диаграммы направленности отдельных излучателей $\varphi_i(\theta)$.

Введем обычно принятое обозначение

$$u = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta. \quad (3.2.7)$$

Тогда, сравнивая (3.2.6) и (3.2.1), получаем

$$d_{pi} = \varphi_i(u) \Big|_{u=\pi p} = \varphi_i(\pi p). \quad (3.2.8)$$

Подставим $I(x)$ в виде ряда Фурье в формулу для диаграммы направленности $\Phi(\theta)$ и используя обозначения (3.2.7), получим

$$\Phi(u) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} N_p \frac{\sin(u - \pi p)}{u - \pi p}. \quad (3.2.9)$$

Коэффициенты N_p приобретают новый смысл – они становятся коэффициентами разложения $\Phi(u)$ по системе функций

$$\psi_p(u) = \frac{\sin(u - \pi p)}{u - \pi p}. \quad (3.2.10)$$

Если система функций $\psi_p(u)$ окажется достаточно удобной для разложения $\Phi(u)$, т. е. она позволит просто и наглядно находить N_p при известном виде $\Phi(u)$, то задача синтеза антенны в основном сведется к решению системы уравнений (3.2.5), которая позволяет находить комплексные амплитуды токов в излучателях по известному набору коэффициентов N_p . В процессе движения луча набор коэффициентов N_p будет изменяться, соответственно будут изменяться и комплексные амплитуды токов I_i .

Рассмотрим подробнее свойства разложения (3.2.9). Функции $\psi_p(u)$ образуют ортогональную систему в том смысле, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(u - \pi k)}{u - \pi k} \frac{\sin(u - \pi l)}{u - \pi l} du = \begin{cases} 0 & \text{при } k \neq l \\ \pi & \text{при } k = l \end{cases} \quad (3.2.11)$$

поэтому (3.2.9) можно рассматривать как разложение $\Phi(u)$ по ортогональной системе функций. Эта система была использована В. А. Котельниковым для разложения сигнала с ограниченным спектром частот. Он показал, что эта система является полной для функций с ограниченным спектром [для нашего случая $\Phi(u)$ может содержать гармонические составляющие $\sin(\tau u)$ при $\tau < 1$]. Если $\Phi(u)$ является такой функцией с ограниченным спектром, то можно показать, что

$$N_p = \Phi(\pi p) . \quad (3.2.12)$$

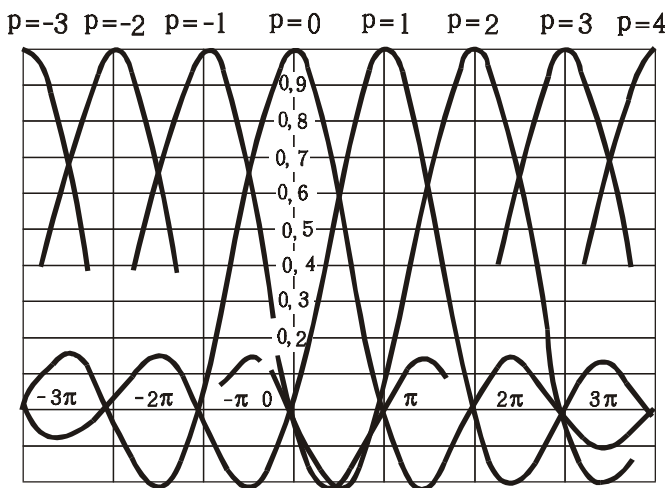


Рис. 3.2.2. Система парциальных диаграмм

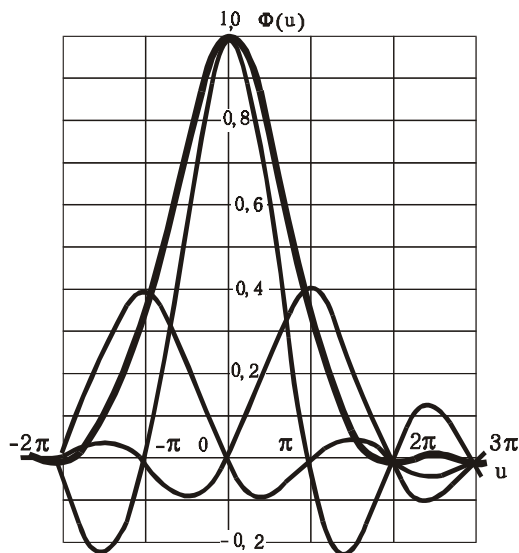


Рис. 3.2.3. Диаграмма направленности, полученная суммированием трех парциальных диаграмм ($N_0=1, N_1=N_{-1}=0,4$)

На рис. 3.2.2 показан вид функций $\Psi_p(u)$ при различных p .

Сначала уделим некоторое внимание представлению неподвижной диаграммы направленности с помощью системы функций $\Psi_p(u)$. Обычно нас интересуют антенны, обладающие максимумом КНД (без сверхнаправленности) в заданном направлении. Линейка излучателей размером L , удовлетворяющая этому условию, будет иметь диаграмму направленности вида $\sin u/u$.

Предположим, что рассматриваемая антенна должна иметь малые боковые лепестки. Чтобы представить диаграмму направленности такой антенны с помощью функций $\Psi_p(u)$, нужно использовать несколько членов ряда (3.2.9). На рис. 3.2.3 показана диаграмма направленности, полученная суммированием трех членов этого ряда. Из рисунка видно, что полученная таким путем диаграмма имеет малые боковые лепестки, а ее главный лепесток несколько затянут в основании. Использование трех-пяти членов разложения позволяет реализовать все основные требования, практически предъявляемые к диаграмме направленности антенны. В конце параграфа мы еще вернемся к анализу связи формы луча и числа членов в разложении неподвижной диаграммы направленности.

Диаграмму направленности в функции от u можно назвать обобщенной диаграммой. Переход от обобщенной диаграммы к реальной выражается формулой (3.2.7). Пользуясь этой терминологией, можно ввести понятие обобщенной ширины лепестка $\Delta_{0.7}$. Исходя из (3.2.7), имеем

$$\Delta\theta = 2 \arcsin \frac{\Delta u_{0.7} \lambda}{2\pi L} . \quad (3.2.13)$$

Положим, что главный луч диаграммы направленности, записанной в функции от обобщенной координаты u , имеет ширину

$$\Delta u = \pi . \quad (3.2.14)$$

Это соответствует

$$\Delta \theta = \lambda / L; \quad (3.2.15)$$

что приближенно примем за истину как для линеек с равномерным, так и слегка неравномерным распределением токов в излучателях.

Обратимся теперь к движению луча. Диаграмма направленности задана суммой ряда (3.2.9). Всякое ее изменение, в том числе и движение главного луча реализуется в виде изменения набора коэффициентов. В принципе разложение (3.2.9) может содержать бесконечное множество членов и соответственно бесконечное множество отличных от нуля коэффициентов N_p . Все коэффициенты N_p разделим на две группы: первая - коэффициенты, закон изменения которых строго определен законом движения луча, вторая - все остальные коэффициенты в разложении (3.2.29), изменение которых произвольно, - лишь бы при этом не нарушался заданный уровень бокового излучения и не искажалась сильно форма основного луча. Чем больше число коэффициентов первой группы, тем больше управляемых составляющих в разложении $I(x)$ в комплексный ряд Фурье (3.2.3) и тем, следовательно, сложнее управление распределением тока в антенне.

Стремясь упростить управление распределением тока в антенне, нужно стремиться уменьшить число управляемых коэффициентов N_p , т. е. тех коэффициентов, закон изменения которых строго связан с положением луча в пределах сектора движения.

Максимум диаграммы направленности должен перемещаться в секторе шириной θ_k в пределах углов $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$.

В обобщенной координате это соответствует изменению u в пределах

$$u_1 \leq u \leq u_2 ,$$

где

$$u_1 = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta_1 , \quad u_2 = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta_2 . \quad (3.2.16)$$

Перемещение диаграммы направленности аналитически можно представить так

$$\Phi_1(u) = \Phi(u - u_0) , \quad (3.2.17)$$

где u_0 представляет собой ту точку, в которой в данный момент находится основной максимум диаграммы направленности.

В соответствии с заданными пределами движения луча, имеем $u_1 \leq u_0 \leq u_2$, т. е. u_0 должно изменяться в интервале (u_1, u_2) . Из (3.2.16) получаем:

$$u_2 - u_1 = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \frac{\theta_2 - \theta_1}{2} \cos \frac{\theta_2 + \theta_1}{2} . \quad (3.2.18)$$

Коэффициенты разложения $\Phi_1(u)$ по $\Psi_p(u)$, становятся функциями u_0 :

$$N_p(u_0) = \Phi(\pi p - u_0) . \quad (3.2.19)$$

Каждому положению $\Phi_1(u)$ в пространстве соответствует свой набор коэффициентов N_p .

Пусть максимум $\Phi_1(u)$ перемещается из одного крайнего положения в другое. Посмотрим, как будут при этом изменяться коэффициенты N_p . Коэффициенты при $\Psi_p(u)$, имеющие свой максимум внутри интервала (u_1, u_2) , будут по очереди обращаться в единицу, затем стремиться к нулю. Это будут коэффициенты с номерами, удовлетворяющими условию

$$u_1 \leq \pi p \leq u_2 . \quad (3.2.20)$$

Когда максимум $\Phi_1(u)$ точно совпадает с максимумом одной из парциальных диаграмм, т. е. $\pi p = u_0$, тогда $N_p = 1$; два соседних с ним коэффициента N_{p-1} и N_{p+1} могут быть отличными от нуля, если это требуется для уменьшения уровня боковых лепестков (рис. 3.2.3); остальные коэффициенты тогда N_p равны нулю. Несколько сложнее обстоит дело, когда максимум $\Phi_1(u)$ находится где-то в промежутке между максимумами двух парциальных диаграмм $\Psi_p(u)$ и $\Psi_{p+1}(u)$. В этом случае два соседних коэффициента N_p и N_{p+1} достаточно велики, коэффициенты N_{p-1} и N_{p+2} отличаются от нуля, а остальные коэффициенты N_p исчезающе малы. Из этих рассуждений следует, что для представления диаграммы $\Phi_1(u)$ с учетом возможного движения ее луча необходимо использовать такое минимальное число членов разложения n , сколько максимумов парциальных диаграмм умещается в интервале $u_1 \leq \pi p \leq u_2$, т. е.

$$n = \frac{u_2 - u_1}{\pi} + 1. \quad (3.2.21)$$

Необходимость уменьшения боковых лепестков при нахождении диаграммы $\Phi_1(u)$ в крайних положениях может привести к увеличению n на 2 - 4 единицы (при расчете n округляют до целого числа).

Строго говоря, для абсолютно неискаженного представления функции $\Phi_1(u)$ при произвольном положении ее максимума внутри сектора движения луча нужно бесконечное число членов разложения (3.2.9). Практически мы должны воспроизвести $\Phi_1(u)$ с допустимой погрешностью или заданной степенью точности. Допуская в первом приближении некоторые несущественные искажения диаграммы направленности в процессе движения луча, мы можем в разложении (3.2.9) сократить число членов до только что определенного числа n .

Задача разложения диаграммы направленности $\Phi_1(u)$ с учетом ее возможного движения в секторе $u_1 \leq u_0 \leq u_2$ (напомним, что u_0 определяет положение центра диаграммы) полностью аналогична задаче о передаче сообщения конечной длительности через систему с ограниченным спектром (теорема В. А. Котельникова). Число членов разложения (3.2.9) связано со степенью точности, с которой производится это разложение. Можно показать [5.12], что использование в разложении (3.2.9) только n парциальных диаграмм, входящих в сектор движения луча, достаточно для того, чтобы в пределах сектора движения луча отличие суммы ряда (3.2.9) от заданной диаграммы направленности $\Phi_1(u)$ было практически несущественными.

Используем (3.2.7) для перехода от обобщенной координаты обратно к угловой координате. Тогда из (3.2.21) получим

$$n = \frac{2 \sin \frac{\theta_2 - \theta_1}{2}}{\Delta\theta} + 1. \quad (3.2.22)$$

Поскольку $\theta_k = \theta_2 - \theta_1 \leq 90^\circ$, то полученную формулу легко привести к виду

$$n = \frac{\theta_k}{\Delta\theta} + 1. \quad (3.2.23)$$

Это и есть основное соотношение для определения необходимого числа членов в разложении диаграммы направленности с учетом ее движения.

Таким образом, мы нашли минимальное число членов первой группы коэффициентов N_p .

$$I_i = \sum_{p=r}^s \frac{N_p e^{j \left[\frac{2\pi}{n} (i-1/2) - \pi \right] p}}{n \varphi_0(\pi p)}, \quad (3.2.30)$$

где r, s — номера парциальных диаграмм, расположенных на границе сектора движения луча.

Подставив это выражение в (3.2.27) и учтя (3.2.26), получим

$$N_q = \sum_{p=r}^s \frac{\varphi_0(\pi q)}{\varphi_0(\pi p)} N_p \frac{\sin \pi(q-p)}{n \sin \frac{\pi}{n}(q-p)}. \quad (3.2.31)$$

Положим, что

$$\varphi_0(u) = \begin{cases} 0 & \text{при } u < \pi r \\ 1 & \text{при } \pi r \leq u \leq \pi s \\ 0 & \text{при } u > \pi s \end{cases} \quad (3.2.32)$$

Тогда из (3.2.31) следует, что в пределах сектора движения луча $N_p = N_q$. За пределами сектора движения луча $N_q = 0$. При этом обеспечивается подавление дифракционных максимумов. Очевидно, что подавление дифракционных максимумов обеспечено видом диаграммы направленности отдельного излучателя, заданной формулой (3.2.32). Формула (3.2.32) задаёт прямоугольную форму диаграммы направленности отдельного излучателя.

Таким образом, если отдельный излучатель имеет прямоугольную диаграмму направленности, то линейка из n излучателей может осуществить движение луча шириной $\Delta\theta$ в секторе θ_k . В то же время линейку излучателей при заданных $\Delta\theta$ и θ_k нельзя осуществить с числом элементов n , меньшим определяемого формулой (3.2.23). Напомним, что речь идет о синтезе движущейся диаграммы вида $\frac{\sin u}{u}$, имеющей уровень боковых лепестков $\xi = 21\%$.

Сформулированное предложение представляет собой некоторую запрещающую теорему, которая определяет невыполнимость определенных конструктивных попыток. Несмотря на то, что полученный результат пока что не дает рекомендаций по оптимальному конструированию антенн с движением луча, однако он весьма важен, так как определяет предел, к которому следует стремиться конструктору антенны, перед которым стоит задача по возможности уменьшить число элементов в антенне.

В этом параграфе, так же как и в предыдущем, число управляющих устройств равно числу излучателей. Используя полученный результат о минимальном числе элементов, теперь можно определить максимальное значение эффективности использования управляющих устройств. Сравнив (3.1.19) и (3.2.23), можно заключить, что минимальное число элементов в антенне численно равно приведенной ширине сектора движения луча. Таким образом, в соответствии с (3.1.20) максимальная эффективность использования управляющих устройств равна единице.

Этот же результат был получен ранее при анализе линейки излучателей в предположении, что диаграмма направленности отдельного излучателя имеет вид идеального прямоугольника.

Рассматривая результаты исследования конкретных линеек излучателей, далее мы увидим, что линейка слабонаправленных излучателей при $\theta_k = 70 \dots 90^\circ$ и линейка диэлектрических антенн при $\theta_k = 30 - 70^\circ$ близки к оптимальным, так как для этих случаев $\zeta = 0,8 \dots 0,9$. Что касается меньших секторов движения луча, то эффективность использования управляющих устройств в этих случаях оказывается плохой, т. е. число элементов в антенне оказывается больше, чем минимально необходимое.

Используем теперь полученные соотношения для отыскания амплитудно-фазового распределения токов в отдельных излучателях, необходимого для получения требуемой диаграммы направленности.

Найдем сначала распределение токов в излучателях для случая неотклоненного положения луча.

Простейший случай - диаграмма направленности вида $\frac{\sin u}{u}$; такая диаграмма реализуется простейшим набором коэффициентов: $N_0 = 1, N_p = 0$ при $p \neq 0$.

Напомним, что N_p в соответствии с (3.2.9) представляют собой амплитуды парциальных диаграмм направленности и, в то же время, N_p в соответствии с (3.2.3) – это коэффициенты разложения функции, задающей распределение тока вдоль линейки излучателей. Поэтому, найдя набор парциальных диаграмм, мы получаем распределение тока.

Рассмотрим далее наиболее существенный для практики случай - получение диаграмм направленности с уменьшенным уровнем боковых лепестков. Пусть задан некоторый максимально допустимый уровень боковых лепестков ξ . Потребуем, чтобы выполнялось следующее условие:

$$\xi \geq \Phi(\theta'_0) \geq \Phi(\theta'_1) \geq \Phi(\theta'_2), \quad (3.2.33)$$

где θ'_0 - угол, отстоящий от оси луча на интервал, равный или несколько больший ширины луча;

$\theta'_1, \theta'_2, \dots$ - углы, определяющие максимумы боковых лепестков.

Заметим, что для антенн с немеханическим движением луча неравенства (3.2.33) должны выполняться при минимальном числе парциальных диаграмм. В неравенство (3.2.33) введено значение диаграммы направленности под углом θ'_0 . Если этого не сделать, то можно подобрать такой набор коэффициентов N_p , при котором величина первого бокового лепестка будет малой, но основание главного лепестка расширяется. В этом случае главный лепесток оказывается сильно затянутым в основании, и на довольно большом расстоянии от оси диаграммы направленности его значение может превышать допустимый уровень боковых лепестков ξ . Если допустить такое «затягивание», то очень малые боковые лепестки легко обеспечить с помощью только трех парциальных диаграмм. Примером последнего случая может служить диаграмма направленности, показанная на рис. 3.2.3. На рис. 3.2.4 и 3.2.5 показаны диаграммы направленности, полученные с помощью суммирования трех и пяти парциальных диаграмм. Основание главного лепестка в этих случаях расширилось значительно меньше.

Естественно, что уменьшению уровня бокового излучения сопутствует расширение главного луча, однако оно невелико, лишь на несколько процентов больше, чем у диаграмм направленности, оптимальных по Дольфу - Чебышеву.

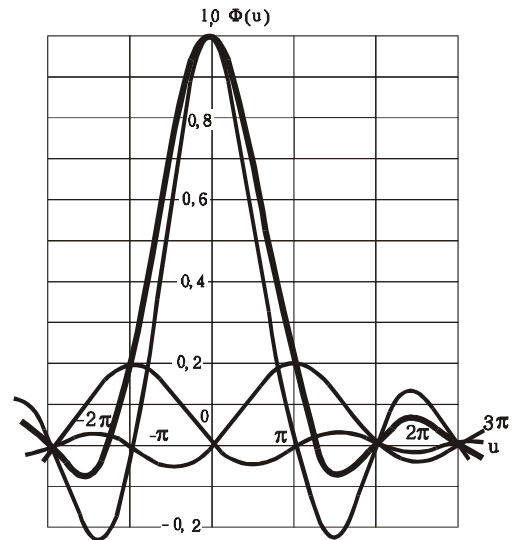


Рис. 3.2.4. Диаграмма направленности, полученная суммированием трех парциальных диаграмм ($N_0=1, N_1=N_{-1}=0,2$)

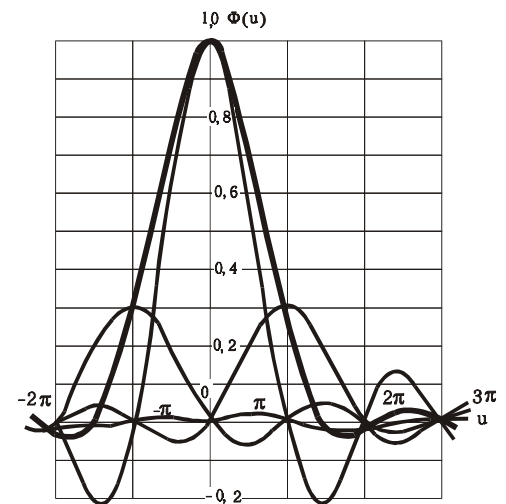


Рис. 3.2.5. Диаграмма направленности, полученная суммированием пяти парциальных диаграмм

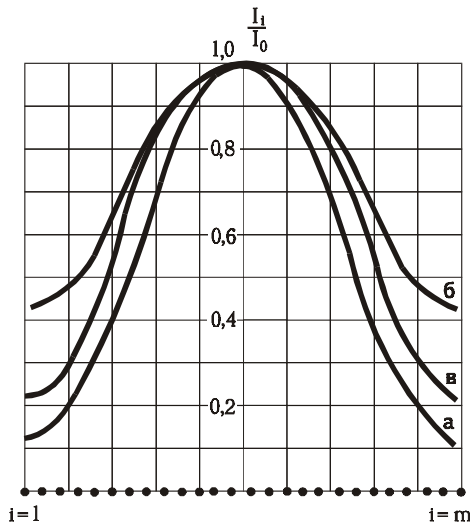


Рис. 3.2.6.

Распределение амплитуд токов в излучателях, обеспечивающее диаграммы направленности, показанные на рис. 3.2.3— 3.2.5

На рис. 3.2.6 показано распределение амплитуд токов в излучателях линейки, соответствующее рассмотренным диаграммам направленности. Кривые 1-3 получены путем расчета по формуле (3.2.3) для диаграмм направленности рис. 3.2.3 –3.2.5 соответственно.

Подобрав амплитуды парциальных диаграмм, дающих удовлетворительную суммарную диаграмму направленности, можно уточнить выражение для минимального числа излучателей в линейке. Пусть число парциальных диаграмм, необходимое для получения нужной формы диаграммы, h , тогда

$$n = \frac{\theta_k}{\lambda / L} + h . \quad (3.24)$$

С уменьшением уровня бокового излучения падает коэффициент использования излучателей.

Это легко объяснить: уменьшение уровня бокового излучения достигается созданием неравномерного амплитудного распределения; уменьшение амплитуды токов в i -ом излучателе означает, что через i -ый

фазовращатель проходит меньшая мощность, он используется меньше, отсюда и падение общего коэффициента использования излучателей.

Таким образом, диаграмме направленности антенны, имеющей заданный уровень боковых лепестков, соответствует набор коэффициентов N_p , который определит распределение токов в антенне. Заданный сектор движения луча и уровень боковых лепестков определяет число управляющих устройств и схему питания линейки излучателей.

§ 3.3. ЛИНЕЙКА С МИНИМАЛЬНЫМ ЧИСЛОМ УПРАВЛЯЮЩИХ УСТРОЙСТВ. МАТРИЧНЫЕ СХЕМЫ

Повторим то, что сказано в предыдущем параграфе, наложив дополнительные требования на набор коэффициентов N_p . Пусть коэффициенты тех парциальных диаграмм, максимумы которых попадают в сектор движения луча, могут принимать различные значения, пусть также все остальные N_p , соответствующие парциальным диаграммам, лежащим за пределами сектора движения, обязательно равняются нулю. Это последнее требование гарантирует отсутствие побочных максимумов.

Таким образом, осуществляя синтез линейки излучателей, мы охватим большую область изменения обобщенной координаты u . При заданных размерах линейки изменению угла θ от -90° до $+90^\circ$ соответствует изменение обобщенной координаты в пределах

$$-\frac{\pi L}{\lambda} \leq u \leq \frac{\pi L}{\lambda} . \quad (3.3.1)$$

Принято говорить, что эти пределы изменения соответствуют вещественным значениям угла θ . Действительно, если вместо θ ввести комплексный угол $\tau = \pm(\pi/2 + j\beta)$, то $\sin \tau = \pm \operatorname{ch} \beta$, и обобщенная координата $u = \pm \frac{\pi L}{\lambda} \operatorname{ch} \beta$ может стать неограниченно большой [5.3 – 5.5]. Значение $\Phi(u)$ при $|u| > \frac{\pi L}{\lambda}$ определяет запас реактивной энергии в ближней зоне антенны и в конечном итоге определяет ширину полосы пропускания антенны в диапазоне частот. Оставим в стороне проблему широкополосности антенны и обратимся к проблеме уровня боковых лепестков в пределах вещественных углов θ .

Максимумы парциальных диаграмм отстоят друг от друга на $\Delta u = \pi$. Поэтому в интервале изменения u , заданном неравенством (3.3.1), уместится $2\nu + 1$ парциальных диаграмм, где

$$\nu = \frac{L}{\lambda} \quad (\text{ближайшее целое}) . \tag{3.3.2}$$

Таким образом, мы должны рассматривать $2\nu + 1$ чисел N_p , из которых n чисел могут изменяться, а $2\nu + 1 - n$ чисел равны нулю. Эти n чисел N_p - коэффициенты парциальных диаграмм, попавших в сектор движения луча, а $2\nu + 1 - n$ чисел N_p - коэффициенты парциальных диаграмм, попавших за пределы сектора движения луча. Теперь система уравнений для определения комплексных амплитуд токов содержит $2\nu + 1$ строк и $2\nu + 1$ столбцов. Однако столбец свободных членов не может быть произвольным. О нём известно, что в столбце свободных членов $2\nu + 1$ -- n чисел равны нулю.

Поскольку система содержит $2\nu + 1$ уравнений, то для ее разрешимости число неизвестных должно быть также не меньше $2\nu + 1$. Другими словами, необходимо иметь линейку, состоящую из $2\nu + 1$ излучателей. Отсюда следует, что в соответствии с (3.3.2) расстояние между излучателями должно равняться половине длины волны $d = L/(2\nu) = \lambda/2$. Таким образом, потребовав полное подавление излучения за пределами сектора движения луча, приходим к выводу о невозможности сокращения числа излучателей. Заметим, что осуществить большое число излучателей нетрудно, гораздо труднее осуществить большое число управляющих устройств, а также создать систему управления ими. Постараемся использовать ограничения, наложенные на свободные члены системы уравнений для токов, чтобы найти способ питания большего числа излучателей от меньшего числа управляющих устройств.

Система уравнений, связывающая комплексные амплитуды токов в излучателях и коэффициенты при парциальных диаграммах, имеет теперь $2\nu + 1$ строк и $2\nu + 1$ столбцов:

$$\begin{aligned} I_{-\nu}d_{-\nu,-\nu} + \dots + I_0d_{-\nu,0} + \dots + I_\nu d_{-\nu,\nu} &= 0 \\ \dots & \\ I_{-\nu}d_{r,-\nu} + \dots + I_0d_{r,0} + \dots + I_\nu d_{r,\nu} &= N_r \\ \dots & \\ I_{-\nu}d_{0,-\nu} + \dots + I_0d_{0,0} + \dots + I_\nu d_{0,\nu} &= N_0 \\ \dots & \\ I_{-\nu}d_{s,-\nu} + \dots + I_0d_{s,0} + \dots + I_\nu d_{s,\nu} &= N_s \\ \dots & \\ I_{-\nu}d_{\nu,-\nu} + \dots + I_0d_{\nu,0} + \dots + I_\nu d_{\nu,\nu} &= 0 \end{aligned} \tag{3.3.3}$$

Коэффициенты системы (3.3.3) d_{pi} равны значениям $\varphi_i(u)$ при $u = pr$. Определитель матрицы, образованный коэффициентами d_{pi} , отличен от нуля. При соответствующей нормировке рассматриваемая матрица становится унитарной. Тогда обратная матрица может быть получена как комплексно сопряженная и транспонированная к исходной матрице. Это позволяет записать систему равенств, определяющих токи в излучателях I_i в виде линейной комбинации комплексных амплитуд парциальных диаграмм направленности.

Заметим, что в столбце свободных членов системы (3.3.3) только n членов могут отличаться от нуля, тогда как остальные $2v + 1 - n$ членов всегда равны нулю. Поэтому, записывая решение системы (3.3.3), отбросив нулевые члены, мы сразу получим систему из $2v + 1$ строк и n столбцов;

$$\begin{aligned} N_r d_{-v,r}^* + \dots + N_0 d_{-v,0}^* + \dots + N_s d_{-v,s}^* &= I_{-v} \\ \dots & \\ N_r d_{0,r}^* + \dots + N_0 d_{0,0}^* + \dots + N_s d_{0,s}^* &= I_0 \\ \dots & \\ N_r d_{v,r}^* + \dots + N_0 d_{v,0}^* + \dots + N_s d_{v,s}^* &= I_v \end{aligned} \tag{3.3.4}$$

Таким образом, $2v + 1$ комплексных амплитуд токов во всех излучателях определены с помощью n чисел N_p . Для управления лучом линейки излучателей необходимо задать амплитуды парциальных диаграмм. Пусть имеем n штук отличных от нуля парциальных диаграмм. Из этого следует, что можно подобрать такую схему, в которой все $2v + 1$ токов будут задаваться с помощью n управляющих устройств.

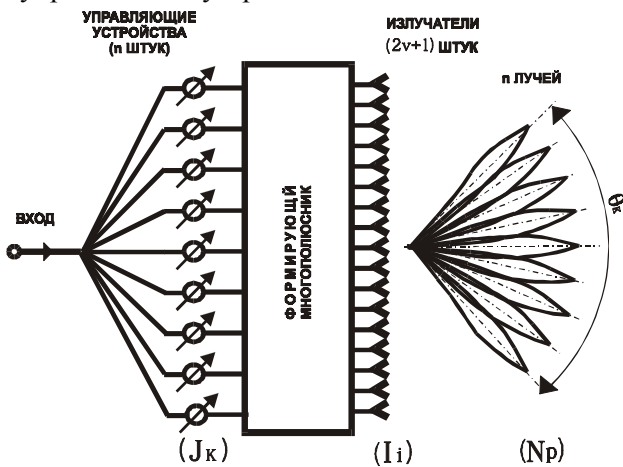


Рис. 3.3.1.

Система излучателей с формирующим многополюсником

Рассмотрим схему (рис.3.3.1). Основным элементом этой схемы является многополюсник, изображенный на рисунке прямоугольником, имеющий n входов и $2v + 1$ выходов. Пусть на вход многополюсника поданы токи с комплексными амплитудами J_k (J_1, \dots, J_n) модуль и фаза которых управляются с помощью n управляющих устройств.

Что в такой схеме является отдельным излучателем? В § 2.2 мы договорились отдельным излучателем называть каждое линейно-независимое слагаемое в распределении тока на апертуре антенны. В данном случае отдельным излучателем нужно считать долю в распределении тока на всех излучателях, созданную за счет энергии, подведенной к k -му входу многополюсника. Таким образом, система, изображенная на рис.3.3.1, содержит n отдельных

излучателей, в то время как конструктивно она содержит $2v + r$ элементарных излучателей. Этот случай расширяет число примеров (см. § 2.2), где отдельных излучателей не совпадает с числом элементарных излучателей.

Будем называть многополюсник, составляющий основу схемы рис.3.3.1, формирующим многополюсником, а также считать, что формирующий многополюсник представляет собой линейное пассивное устройство. Тогда токи на выходах многополюсника имеют вид линейных комбинаций токов на входах:

$$\begin{aligned}
 I_{-v} &= J_r a_{-v,r} + \dots + J_0 d_{-v,0} + \dots + J_s d_{-v,s} \\
 \dots\dots\dots \\
 I_0 &= J_r a_{0,r} + \dots + J_0 a_{0,0} + \dots + J_s a_{0,s} \\
 \dots\dots\dots \\
 I_v &= J_r a_{v,r} + \dots + J_0 a_{v,0} + \dots + J_s a_{v,s}
 \end{aligned}
 \tag{3.3.5}$$

Здесь $a_{-v,r}$ - комплексные коэффициенты, устанавливающие связь между токами на входах и выходах многополюсника.

Таблица коэффициентов системы (3.3.5) еще не определяет полностью свойств многополюсника, так как она не характеризует согласования многополюсника с подключенными к нему линиями передач. Для такой характеристики нужно ввести матрицу рассеяния многополюсника, (см.3.3.4), что будет сделано в следующем параграфе; коэффициенты $a_{-v,r}$ - матрицы рассеяния будут характеризовать взаимную передачу энергии между соответствующими плечами многополюсника.

Таким образом, из полученных равенств можно найти коэффициенты, характеризующие многополюсник. Для этого следует воспользоваться аппаратом матричной алгебры. Прежде чем приступить к общему анализу, рассмотрим наиболее простые частые случаи, имеющие, однако, большое распространение в практике.

Многолучевая антенна с матричной схемой

Итак, между излучателями и фидерами, питающими антенну, включён линейный многополюсник. От устройства многополюсника зависят свойства рассматриваемой системы. Тривиальный вариант отвечает прямому соединению каждого фидера с соответствующим излучателем; матрица многополюсника в этом случае оказывается единичной диагональной матрицей. Теоретический и практический интерес представляет случай, когда при питании одного входа многополюсника возбуждаются все излучатели антенны, и каждому из входов соответствует своё распределение фаз вдоль излучателей так, что при подключении передатчика или приёмника к l - ому входу многополюсника диаграмма направленности антенны представляет собой l -ю парциальную диаграмму. Другими словами

$$\text{при } J_m = \begin{cases} 1 & \text{при } m = l, \\ 0 & \text{при } m \neq l \end{cases}
 \tag{3.3.6}$$

должно быть

$$N_p = \begin{cases} 1 & \text{при } p = l, \\ 0 & \text{при } p \neq l \end{cases}$$

Напомним, что диаграмма направленности линейки излучателей задаётся соотношением (3.2.9), в котором комплексные амплитуды парциальных диаграмм определяются распределением токов в излучателях в соответствии с формулой (3.2.5). Рассматриваемый многополюсник устанавливает связь между токами на входах со стороны фидеров (J_i) и токами в излучателях (I_i).

$$I_q = \sum_{i=-v} J_i a_{iq} .
 \tag{3.3.7}$$

Матрица коэффициентов a_{iq} определяет свойства многополюсника. Подстановка (3.3.7) в (3.2.5) устанавливает связь между токами в фидерах и парциальными диаграммами направленности линейки излучателей.

$$N_p = \sum_{i=-v}^v \sum_{q=-v}^v J_i a_{iq} d_{qp} . \tag{3.3.8}$$

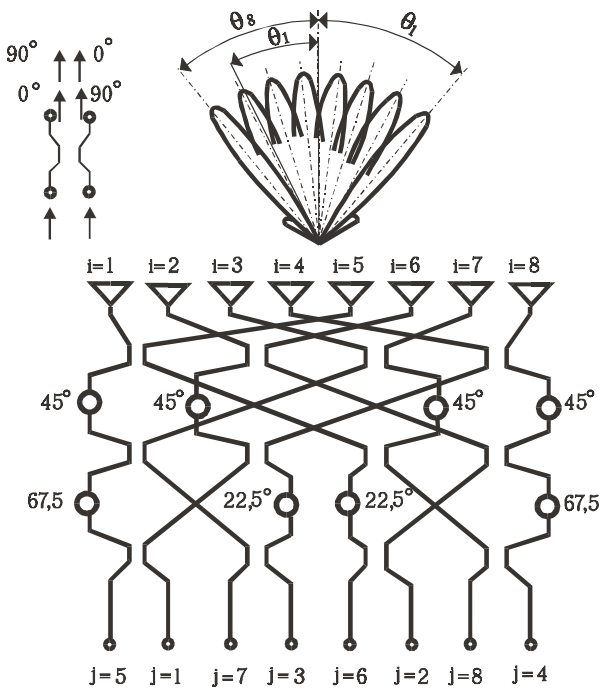


Рис. 3.3.2.

Матричная схема формирования веера лучей. В схеме используются гибридные кольца или щелевые мосты

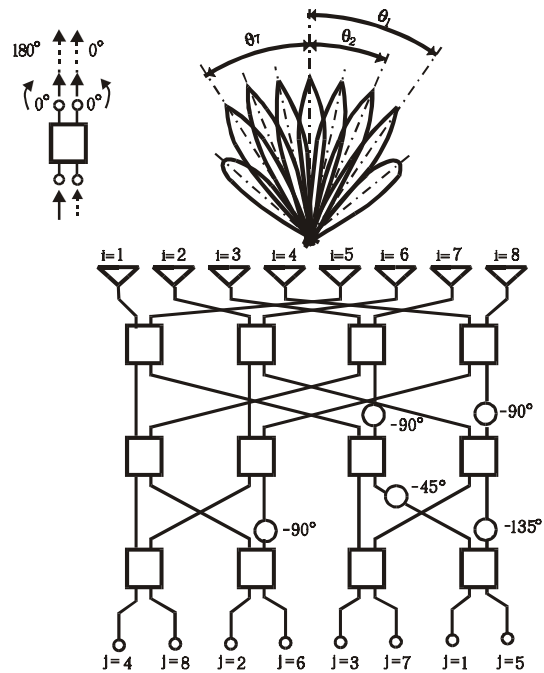


Рис. 3.3.3.

Матричная схема формирования веера лучей. В схеме используются двойные Т- мосты

Многополюсник, включённый между фидерами и излучателям, принято называть диаграммообразующим многополюсником. Матрица коэффициентов a_{iq} такого многополюсника называется матрицей Батлера [5.19].

Приведем несколько примеров реализации многолучевых антенн, использующих рассмотренный принцип формирования диаграмм направленности [5.17 – 5.19].

На рис. 3.3.2 – 3.3.4 показаны три схемы, обеспечивающие формирование многих лучей таким образом, что каждый луч связан со своим входом. В схеме рис. 3.3.2 использованы восьмиполюсники типа щелевого моста: энергия с любого нижнего плеча поровну распределяется между верхними плечами, распределение фаз показано в левом верхнем углу рисунка. В схеме рис.3.3.3 использованы восьмиполюсники типа двойного Т. Кружки на схемах рис.3.3.2, 3.3.3 обозначают фазовращатели, дающие фиксированные фазовые сдвиги, величина которых обозначена цифрой около кружка. При подключении источника СВЧ энергии к l - му входу схемы энергия поровну распределится между всеми излучателями, причем между двумя соседними излучателями образуется определенный фазовый сдвиг, обеспечивающий формирование заданной парциальной диаграммы.

На рис. 3.3.4 показана еще одна схема многолучевой антенны. На перекрестке горизонтальных и вертикальных волноводов стоят направленные ответвители, имеющие сравнительно малый коэффициент передачи. Амплитудное распределение получается экспоненциальным, причем показатель экспоненты зависит от коэффициента передачи направленного ответвителя. Благодаря разным наклонам горизонтальных волноводов образуется различие длин путей от входа до излучателей, что приводит к образованию различных фазовых сдвигов волн между соседними излучателями при питании через различные входы.

Основа рассмотренных примеров - волноводная схема, имеющая число входов, которое мы хотим получить от антенны, равное числу лучей, и число выходов, равное числу излучателей. По аналогии с матрицами в алгебре такую схему называют матричной. Мы употребляем термин «волноводная схема» в обобщенном смысле. В настоящее время разработаны разнообразные диаграммообразующие схемы на основе микрополосковых, копланарных или щелевых линий передачи.

Волноводная матричная схема имеет своим аналогом антенны с оптическим способом формирования диаграммы направленности. Действительно, пусть имеется зеркало или линза, в фокальной плоскости которых расположены облучатели (рис.3.3.5). Каждый такой облучатель является отдельным входом антенны, связанным с отдельным лучом ее диаграммы направленности. Недосток оптических систем построения многолучевых антенн - наличие некоторой взаимной связи между излучателями за счет полей в их ближней зоне, а также потери энергии за счет «переливания» через края зеркала или линзы. Если не принимать во внимание эти факторы, то система излучателей в совокупности с линзой или зеркалом является полным аналогом многополюсников, показанных на рис.3.3.2 – 3.3.4. Аналогия матричных и оптических схем формирования управляемой диаграммы направленности исследовалась рядом авторов [1.26, 4.23, 5.20]. Анализ особенностей тех и других схем (потери, развязка между каналами, абберации) выходит за рамки данной книги.

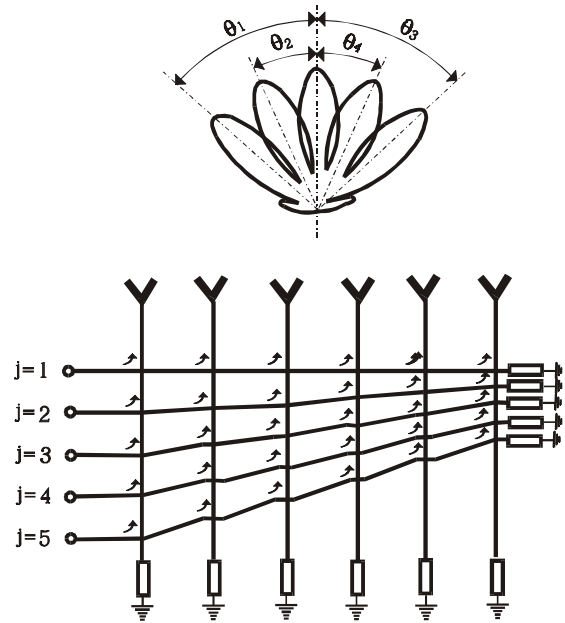


Рис. 3.3.4

Простейшая схема формирования веера лучей. В схеме используются направленные ответвители

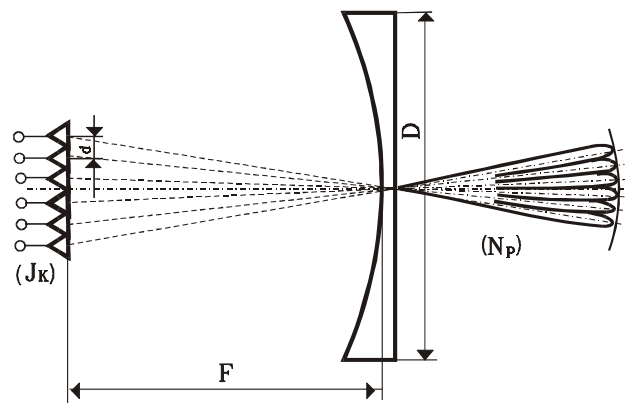


Рис. 3.3.5.

Оптический аналог матричной схемы

Общий случай преобразования системы токов

Только что рассмотренные схемы позволяют управлять лучом антенны, используя систему коммутаторов, число которых оказывается равным минимальному числу, следующему из теории. В такой схеме при каждом определенном положении луча работает только один коммутатор. Представляет интерес построить такие схемы преобразования системы токов, которые позволяли бы использовать другие управляющие устройства или другие схемы их включения.

Приведенные выше примеры показывают, что построение диаграммообразующих матричных схем вполне возможно. Чтобы построить матричную схему, обладающую требуемыми свойствами, нужно задать распределения токов на входе схемы J_i , которые соответствуют требуемому набору коэффициентов N_p . Подставим заданные наборы J_i и N_p в систему (3.3.8), можно рассматривать ее как систему уравнений относительно неизвестных коэффициентов a_{iq} . Решив систему, мы и найдем коэффициенты a_{iq} , характеризующие свойства многополюсника.

Удобно рассматривать наборы N_p вида $(0, \dots, 0, 1, 0, \dots, 0)$, т. е. наборы соответствующие отдельным лучам. Таких наборов получится n , т. е. столько, сколько различных N_p могут иметь не нулевое значение. Каждому из n наборов коэффициентов N_p следует поставить в соответствие набор токов J_i , который предполагается иметь на входе формирующего многополюсника (см. рис. 3.3.1). Введем такое обозначение $J_i^{(l)}$, в котором нижний индекс обозначает номер входа, а верхний номер набора. Всех наборов токов $J_i^{(l)}$ будет столько же, сколько наборов коэффициентов N_p , т. е. n . Формирующий многополюсник имеет n входов. Таким образом, все наборы токов $J_i^{(l)}$ образуют систему из n n -мерных векторов. Все построения получаются значительно проще, если зададим наборы токов в виде ортогональной системы, т. е.

$$\sum_{i=r}^s J_i^{(q)} J_i^{(m)} = \begin{cases} 0 & \text{при } q \neq m \\ 1 & \text{при } q = m \end{cases} \tag{3.3.9}$$

Очевидно, что с помощью n ортогональных n -мерных векторов можно задать произвольное распределение путем их линейной комбинации.

Составим матрицу, в которую войдут все взаимно ортогональные наборы токов $J_i^{(l)}$, соответствующие различным положениям луча антенны:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} J_r^{(r)} & J_r^{(r+1)} & \dots & J_r^{(s)} \\ J_{r+1}^{(r)} & J_{r+1}^{(r+1)} & \dots & J_{r+1}^{(s)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ J_s^{(r)} & J_s^{(r+1)} & \dots & J_s^{(s)} \end{bmatrix} \tag{3.3.10}$$

Столбцы этой матрицы суть векторы - наборы распределений токов, которые мы задаем произвольно, соблюдая только условие их ортогональности.

Таким же способом составим матрицу наборов коэффициентов N_p . Эта матрица имеет простейший вид:

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{bmatrix} \tag{3.3.11}$$

Здесь также столбцы суть наборы коэффициентов N_p , соответствующие различным положениям луча. В случае необходимости сформировать диаграмму направленности линейки излучателей с

уменьшенным уровнем боковых лепестков (см. рис. 3.2.4 и 3.2.5) матрица (3.3.11) приобретёт члены, лежащие над и под единичной диагональю.

Вернемся к системе (3.3.8). Перепишем её в виде произведения матриц:

$$\mathbf{N} = \mathbf{ADJ}, \tag{3.3.12}$$

где матрицы \mathbf{N} и \mathbf{J} заданы соотношениями (3.3.10) и (3.3.11).

Матрицы \mathbf{A} и \mathbf{D} имеют такой вид:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} a_{-v, r} & a_{-v, r+1} & \cdots & a_{-v, s} \\ a_{-v+1, r} & a_{-v+1, r+1} & \cdots & a_{-v+1, s} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{v, r} & a_{v, r+1} & \cdots & a_{v, s} \end{pmatrix} \tag{3.3.13}$$

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} d_{-v, r} & d_{-v, r+1} & \cdots & d_{-v, s} \\ d_{-v+1, r} & d_{-v+1, r+1} & \cdots & d_{-v+1, s} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ d_{v, r} & d_{v, r+1} & \cdots & d_{v, s} \end{pmatrix} \tag{3.3.14}$$

Обе матрицы имеют n столбцов и $2v + 1$ строк.

Поскольку мы задали \mathbf{N} в виде единичной матрицы, то из (3.3.12) легко найти матрицу

$$\mathbf{A} = \mathbf{D}^{-1} \mathbf{J}^{-1}. \tag{3.3.15}$$

Рассмотрим схему, показанную на рис. 3.3.1. На входе многополюсника включены фазовращатели таким образом, что амплитуды токов $J_i^{(l)}$, постоянны, а изменяются их фазы. Общий член матрицы \mathbf{J} в этом случае будет иметь вид

$$J_i^{(q)} = \frac{1}{\sqrt{n}} e^{-j \frac{2\pi q i}{n}}. \tag{3.3.16}$$

Придавая q различные целые значения, получим различные наборы распределений токов. Распределение фаз каждого из наборов соответствует линейке с прогрессивной фазой; для разных q получится разная скорость изменения фазы от излучателя к излучателю. Подстановка $J_i^{(l)}$ в (3.3.9) показывает, что заданные нами наборы токов образуют ортогональную систему.

Считаем по-прежнему, что излучатели изотропны и поэтому общий член матрицы \mathbf{D} определяется выражением

$$d_{pi} = \frac{e^{j \frac{2\pi p i}{2v+1}}}{\sqrt{2v+1}}. \tag{3.3.17}$$

Теперь найдем общий член матрицы \mathbf{A} :

$$a_{i,l} = \frac{1}{\sqrt{n(2v+1)}} \sum_{p=r}^s e^{-j 2\pi \left(\frac{l-i}{n} - \frac{i}{2v+1} \right) p}. \tag{3.3.18}$$

Положив $-r = s = n/2$, получим $a_{i,l}$ в более простом виде:

$$a_{i,l} = \frac{\sin \pi \left(l - \frac{n}{2\nu + 1} \cdot i \right)}{\sqrt{n(2\nu + 1)} \cdot \sin \pi \left(\frac{l}{n} - \frac{i}{2\nu + 1} \right)} \quad (3.3.19)$$

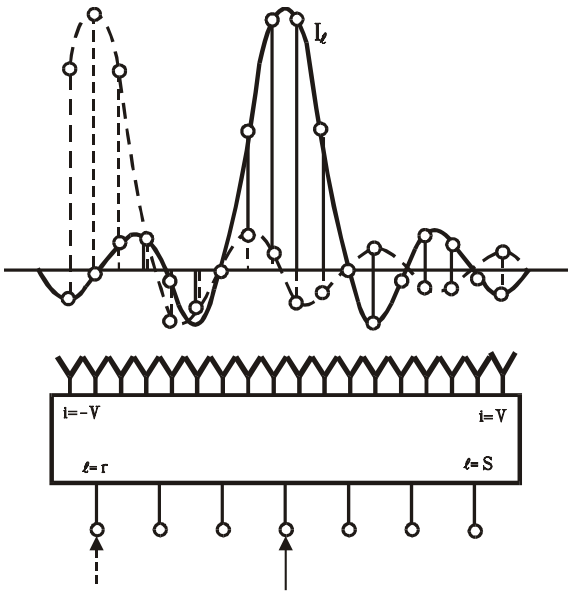


Рис. 3.3.6. Распределение амплитуд токов на излучателях при возбуждении одного входа матричной схемы с формирующим многополюсником

Таким образом, коэффициенты, связывающие распределение тока на входе и на выходе формирующего многополюсника, найдены. Можно показать, что многополюсник с коэффициентами передачи вида (3.3.19) может быть синтезирован из тех же элементов (восьмиполюсники, фиксированные фазовращатели), которые используются в рассмотренных выше матричных схемах типа матрицы Батлера. Вопросы синтеза многополюсников выходят за рамки данной книги.

Выясним некоторые свойства антенной системы, в состав которой входит многополюсник, заданный соотношением (3.3.19).

Предположим, что возбужден только один вход системы. Как выглядит в этом случае диаграмма направленности антенны? Чтобы ответить на этот вопрос, нужно найти распределение тока на излучателях. На рис. 3.3.6 показано распределение тока на излучателях для двух случаев возбуждения только одного из входов формирующего многополюсника. Эти распределения легко находятся из выражения (3.3.19), в котором фиксируется номер входа и изменяется номер излучателя.

Известно [1.26, 5.6], что распределению тока вида $\frac{\sin x}{x}$ соответствует прямоугольная диаграмма направленности (точнее, трапецеидальная, с достаточно крутыми склонами). Ширина прямоугольной части диаграммы направленности в n раз превосходит ширину луча линейки из $2\nu + 1$ синфазных излучателей.

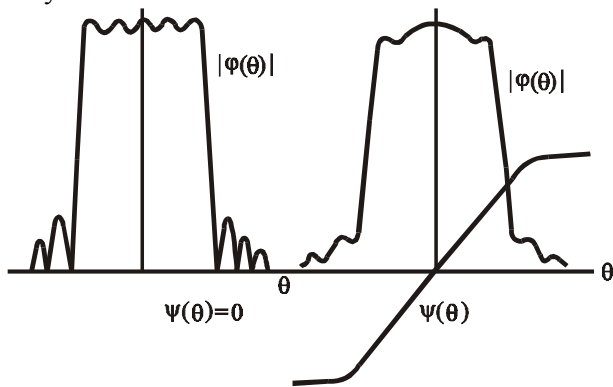


Рис.3.3.7. Амплитудные и фазовые диаграммы системы излучателей при возбуждении ее, как показано на рис. 3.3.6

На рис. 3.3.7 показаны амплитудные и фазовые диаграммы направленности, соответствующие распределениям тока (см. рис. 3.3.6). Линейный наклон фазовой диаграммы в пределах прямоугольной части амплитудной диаграммы означает перенос центра излучения в центр фигуры, описывающей распределение тока.

Таким образом, если рассматривать каждую диаграмму направленности, которая получается при подключении генератора к каждому отдельному входу формирующего многополюсника, как диаграмму направленности некоторого отдельного излучателя, то оказывается, что рассматриваемая система представляет собой линейку излучателей с прямоугольной диаграммой направленности.

Заметим, что для формирования диаграммы направленности каждого отдельного излучателя используется вся апертура антенны; распределения токов, соответствующие отдельным излучателям, при этом перекрываются.

В целом антенная система, в которой использован формирующий многополюсник с коэффициентами передачи (3.3.19), обеспечивает движение луча в секторе, равном $(n - 1)\Delta\theta$ при n фазовращателей в качестве управляющих устройств. При малой ширине луча и малом секторе движения луча число излучателей окажется значительно больше числа управляющих устройств, то есть формирующий многополюсник будет иметь мало входов и много выходов.

Примеры формирования диаграммы направленности отдельного излучателя формой близкой к прямоугольной

Приведённый выше пример использования формирующего многополюсника показывает, что, с помощью простой линейки слабонаправленных излучателей, можно сформировать диаграмму направленности отдельного излучателя, близкую к прямоугольной. Это обеспечит реализацию минимального числа управляющих. Рассмотрим также схему с квазиоптическим преобразованием амплитудно-фазовых распределений, которая решает ту же задачу формирования прямоугольной

На рис. 3.3.8 показана схема квазиоптического преобразования амплитудно-фазового распределения в системе излучателей. В режиме передачи СВЧ энергия подводится к линейке из N излучателей, которые в рабочем режиме питаются через N фазовращателей. Чтобы описать способ преобразования амплитудно-фазового распределения, рассмотрим случай, когда только к одному излучателю с номером l подводится возбуждение.

Кроме исходной линейки излучателей, система содержит две линзы, образованные отрезками волноводов с разной степенью замедления волны.

Рассмотрим, как формируется распределение фаз на внешней поверхности линзы, если она облучается из точки, смещённой относительно фокуса линзы. Обозначим координаты точек на линейке излучателей и внутренней линзе через x_l и y_p соответственно. Расстояние между двумя этими точками

$$l'(x_l, y_p) = \sqrt{F_0^2 + (x_l - y_p)^2} \cong F_0 + \frac{(x_l - y_p)^2}{2F_0} \tag{3.3.20}$$

где F_0 – фокусное расстояние внутренней линзы.

Оптическая длина для волны, проходящей через элемент линзы, задана следующим образом:

$$l''(x_l, y_p) = 2F_0 - \sqrt{F_0^2 + y_p^2} \cong F_0 - \frac{y_p^2}{2F_0} \tag{3.3.21}$$

Полная оптическая длина, которую проходит волна из точки x_l в точку y_p ,

$$l(x_l, y_p) = l'(x_l, y_p) + l''(x_l, y_p) \cong 2F_0 + \frac{x_p^2}{2F_0} - \frac{x_l \cdot y_p}{F_0} \tag{3.3.22}$$

Выделим из фазового сдвига, который приобретает волна, прошедшая из точки x_l в точку y_p , ту часть, которая зависит от координаты y_p

$$\Delta\varphi_p = -k \cdot \frac{x_l \cdot y_p}{F_0} \tag{3.3.23}$$

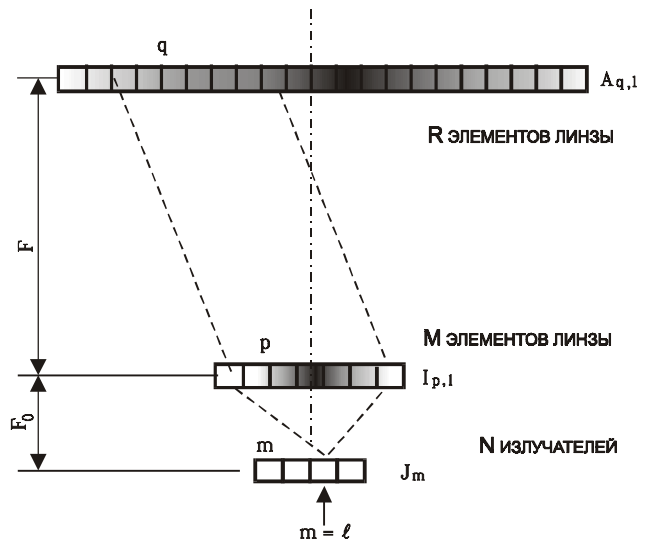


Рис. 3.3.8. Квазиоптическая схема формирования диаграммы направленности отдельного излучателя

где k – волновое число.

Из (3.3.23) видно, что на внешней поверхности линзы образуется плоский фронт волны, наклон которого задаётся смещением облучателя из фокуса линзы.

Запишем формально высказанное выше условие о том, что возбуждён только излучатель с номером l .

$$J_m = \begin{cases} J_0 & \text{при } m = l \\ 0 & \text{при } m \neq l \end{cases} \quad (3.3.24)$$

При выполнении условия (3.3.24) токи в элементах первой (внутренней) линзы с учётом (3.3.23) запишутся так:

$$I_{p,l} = \frac{J_0}{\sqrt{M}} \cdot e^{-jk d_0 p \cdot \frac{l d_0}{F_0}}, \quad (3.3.25)$$

где положено, что $x_l = d_0 \cdot l$ и $y_p = d_0 \cdot p$.

От излучателя с током $I_{p,l}$ будут возбуждаться элементы второй (внешней) линзы

$$A_q(I_{p,l}) = \frac{I_{p,l}}{\sqrt{R}} \cdot e^{-jk d_0 q \cdot \frac{p d_0}{F}} \quad (3.3.26)$$

Подставив (3.3.25) в (3.3.26) и составим сумму по p , т.е. по всем элементам внутренней линзы, при условии, что возбуждён только один элемент на входе системы.

$$A_{q,l} = \frac{J_0}{\sqrt{MR}} \cdot \sum_{p=-M/2}^{M/2} e^{-jk d_0 p \left(l \cdot \frac{d_0}{F_0} + q \cdot \frac{d_0}{F} \right)} \quad (3.3.27)$$

Произведя суммирование, получим

$$A_{q,l} = \frac{J_0}{\sqrt{MR}} \cdot \frac{\sin \left[\frac{k d_0 \cdot M}{2} \left(l \cdot \frac{d_0}{F_0} + q \cdot \frac{d_0}{F} \right) \right]}{\sin \left[\frac{k d_0}{2} \left(l \cdot \frac{d_0}{F_0} + q \cdot \frac{d_0}{F} \right) \right]} \quad (3.3.28)$$

Положив $kd_0 = \pi$, перепишем (3.3.28) в более удобном виде

$$A_{q,l} = \frac{J_0}{\sqrt{MR}} \cdot \frac{\sin \left[\pi \frac{Md_0}{F} \left(l \cdot \frac{F}{F_0} + q \right) \right]}{\sin \left[\pi \frac{d_0}{F} \left(l \cdot \frac{F}{F_0} + q \right) \right]} \quad (3.3.29)$$

Заметим, что формула по существу повторяет формулу (3.3.19), полученную на основе матричных преобразований. Распределение излучающих токов на внешней поверхности второй линзы будет иметь вид, показанный на рис. 3.3.6, а соответствующая распределению токов диаграмма направленности отдельного излучателя будет иметь вид, показанный на рис. 3.3.7. Отношение раскрытия внутренней линзы к фокусному расстоянию второй линзы Md_0/F определяет ширину зоны засветки второй линзы, т.е. размер апертуры отдельного излучателя. Растекание токов разных отдельных излучателей перекрывают друг друга; эти и объясняется возможность обеспечить формирование диаграммы направленности отдельного излучателя прямоугольной формы. Достаточно подробно об этом написано в справочнике [1.26]. Заметим также, что отношение фокусных расстояний F/F_0 представляет собой коэффициент увеличения квазиоптической системы. Чем больше F/F_0 , тем уже оказывается ширина главного луча антенны $\Delta\theta$, хотя при этом отношение $\theta_k/\Delta\theta$ остаётся неизменным и определяется исключительно числом фазовращателей, обеспечивающих распределение фаз на входе системы.

В качестве второго примера рассмотрим систему диэлектрических стержней, которые работают как связанные длинные линии с частичной передачей энергии от бегущей волны в одной линии к бегущей волне в другой линии. На рис. 3.3.9 показан путь распространения электромагнитной энергии в системе штырей при условии, что генератор подключен ко входу только одного штыря. Взаимной связи между отдельными излучателями, в том смысле как мы ее определили в гл. II, здесь нет. Благодаря тому, что передача энергии осуществляется за счет связи бегущих волн, энергия генератора, подключенного к одному штырю, на входы других штырей не поступает. Вместе с тем апертура отдельного излучателя оказывается довольно большой, так как в формировании диаграммы направленности отдельного излучателя участвует несколько штырей. При правильном подборе фазовых сдвигов такая схема полностью аналогична схеме с рассмотренным выше формирующим многополюсником. Амплитудное распределение на апертуре системы при работе одного отдельного излучателя и его диаграмма направленности будут близки к тому, что изображено на рис. 3.3.6 и рис. 3.3.7. Такая система была экспериментально исследована и описана Д. Кингом и Г. Петерсом [8.13].

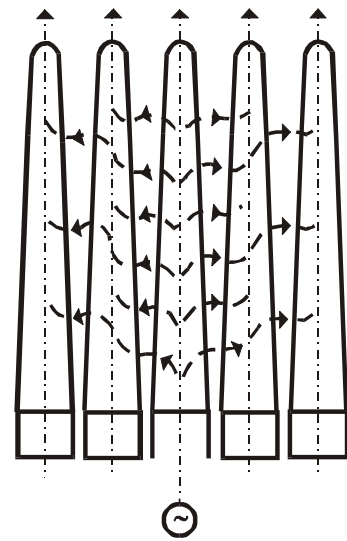


Рис. 3.3.9.
Система диэлектрических стержней, в которых используется связь между бегущими волнами

На рис. 3.3.10 приведены диаграммы направленности одиночного полистиролового стержня длиной 6λ и линейки из пяти таких же стержней, расположенных на расстоянии $0,75\lambda$ один от другого.

В последнее время большое внимание уделяется печатным схемам, которые технологически легко осуществляются и не занимают большого объема. Можно ожидать появления в ближайшее время печатных антенн, содержащих большее число элементарных излучателей, включенных через соответствующий диаграммообразующий многополюсник, который может быть сравнительно легко осуществлен на основе современной технологии СВЧ микроэлектроники.

Анализ матричных схем завершает исследование, линеек излучателей с немеханическим движением луча, оптимальных в том смысле, что число управляющих устройств равняется теоретически минимальному. Таким образом, всегда имеется принципиальная возможность осуществить антенную систему, у которой коэффициент использования управляющих устройств равен единице, а КНД близок к максимально достижимому без использования приёмов сверхнаправленности.

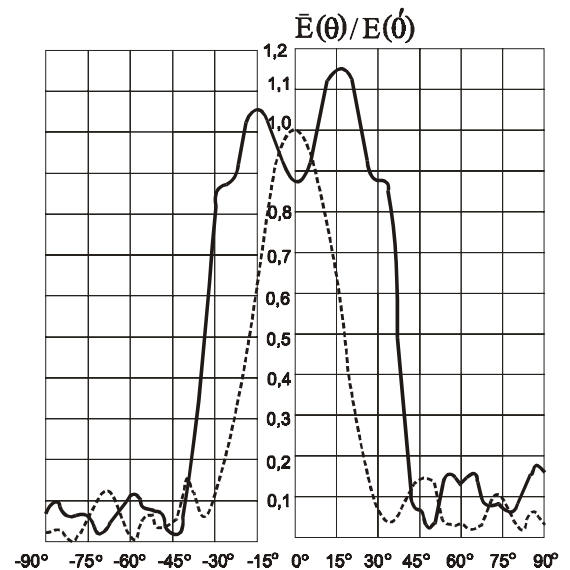


Рис. 3.3.10.
Экспериментальные диаграммы направленности одного стержня и системы стержней

§ 3.4. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ФОРМИРУЮЩИХ МНОГОПОЛЮСНИКОВ. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ПО ОТНОШЕНИЮ К ДИАГРАММАМ НАПРАВЛЕННОСТИ МНОГОЛУЧЕВЫХ АНТЕНН

В предыдущем параграфе говорилось о том, что коэффициенты $a_{i,l}$ еще не полностью определяют формирующей многополюсник. Действительно, задав коэффициенты $a_{i,l}$, мы задаем только связь между входами и выходами и не учитываем согласования входов с питающими линиями, а также взаимной связи между выходами.

Полностью многополюсник характеризуется его матрицей рассеяния. Пронумеруем плечи многополюсника по единой системе $1 \leq i \leq n + 2v + 1$. Тогда плечи с номерами $1 \leq i \leq n$ будут соответствовать его входам, а плечи с номерами $1 + n \leq i \leq n + 2v + 1$ - выходам.

Сформулируем следующие дополнительные требования к многополюснику:

- 1) многополюсник является взаимным устройством;
- 2) не имеет потерь;
- 3) входы многополюсника согласованы с питающими линиями;
- 4) взаимная связь между входами многополюсника отсутствует.

Эти требования приводят нас к следующему виду матрицы рассеяния [5.20]:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \cdots & 0 & S_{1,n+1} & \cdots & S_{1,n+2v+1} \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & S_{2,n+1} & \cdots & S_{2,n+2v+1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & S_{n,n+1} & \cdots & S_{n,n+2v+1} \\ S_{n+1,1} & \cdots & S_{n+1,n} & & S_{n+1,n+1} & \cdots & S_{n+1,n+2v+1} \\ S_{n+2,1} & \cdots & S_{n+2,n} & & S_{n+2,n+1} & \cdots & S_{n+2,n+2v+1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{n+2v+1,1} \cdots S_{n+2v+1,n} & & & & S_{n+2v+1,n+1} & \cdots & S_{n+2v+1,n+2v+1} \end{pmatrix} \quad (3.4.1)$$

Нули в верхнем левом углу означают, что все n входов многополюсника согласованы и между ними нет взаимной связи. Коэффициенты, характеризующие связь между входами и выходами многополюсника, уже определены:

$$s_{i,n+l} = s_{n+l,i} = a_{i,l} \quad (3.4.2)$$

Этими равенствами учитывается также и взаимность многополюсника.

Выразим теперь последнее требование - отсутствие потерь. Из теории матриц рассеяния известно, что эти требования означают унитарность матрицы рассеяния, а это, в свою очередь, означает ортогональность столбцов матрицы, т. е.

$$\sum_{i=1}^{n+2v+1} s_{ip} s_{iq}^* = \begin{cases} 0 & \text{при } p \neq q, \\ 1 & \text{при } p = q. \end{cases} \quad (3.4.3)$$

Таким образом, коэффициенты $s_{i,p}$, а вместе с ними и $a_{i,l}$ не могут быть совершенно произвольными. Это накладывает определенные ограничения на возможные наборы токов на входе многополюсника и соответствующие им наборы коэффициентов при парциальных диаграммах.

Если обратиться к коэффициентам $a_{i,l}$, то из (3.4.2) и (3.4.3) следует, что

$$\sum_{i=-v}^v a_{i,l} a_{i,m}^* = \begin{cases} 0 & \text{при } l \neq m, \\ 1 & \text{при } l = m. \end{cases} \quad (3.4.4)$$

Выясним теперь, как это повлияет на особенности диаграмм направленности антенны, соответствующих различным наборам токов на входе.

Вспомним, что распределение тока по системе излучателей задается так:

$$I_i = \sum_{l=r}^s J_l^{(p)} a_{i,l}, \quad (3.4.5)$$

где $J_l^{(p)}$ - амплитуда возбуждения l -го входа многополюсника при p -м наборе токов на входе.

Диаграмма направленности антенны в целом, соответствующая p -му набору токов, запишется так:

$$\Phi_p(\theta, \alpha) = \sum_{i=-v}^v I_i \varphi_i(\theta, \alpha) = \sum_{l=r}^s \sum_{i=-v}^v J_l^{(p)} a_{i,l} \varphi_i(\theta, \alpha). \quad (3.4.6)$$

Здесь $\varphi_i(\theta, \alpha)$ - диаграмма направленности i -ого излучателя.

Рассмотрим интеграл от взаимного произведения двух различных лучей антенны:

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi_p(\theta, \alpha) \Phi_q^*(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha &= \sum_{l=r}^s \sum_{m=r}^s \sum_{i=-v}^v \sum_{j=-v}^v a_{i,l} a_{j,m}^* J_l^{(p)} J_m^{*(q)} \times \\ &\times \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \varphi_i(\theta, \alpha) \varphi_j^*(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha. \end{aligned} \quad (3.4.7)$$

Интеграл, стоящий в правой части, пропорционален активной составляющей взаимного сопротивления между излучателями. Для изотропных излучателей при расстоянии между ними, равном $\lambda/2$, этот интеграл точно равен нулю. Для других случаев его величина так же достаточно мала. Случай очень близкого расположения излучателей ($d \ll \lambda/2$) или специального увеличения взаимной связи между ними исключается, так как это привело бы к явлениям в системе излучателей, близким к явлениям сверхнаправленности, которые в настоящем контексте рассматриваться не будут. Сейчас положим, что этот интеграл равен единице при $i = j$ и нулю при $i \neq j$. Учтя это, заметим, что в четырехкратную сумму (3.4.7) входит сумма вида (3.4.4) и тогда окончательно получим:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi_p(\theta, \alpha) \Phi_q^*(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta d\alpha = \sum_{l=r}^s J_l^{(p)} J_l^{*(q)}. \quad (3.4.8)$$

Полученное соотношение позволяет сформулировать следующее заключение: если формирующий многополюсник не имеет потерь и согласован со стороны входов, то ортогональным наборам токов на входе соответствуют ортогональные лучи диаграммы направленности.

Этот вывод приводит к определенным ограничениям, которые относятся к свойствам системы диаграмм направленности линейки излучателей, питаемых через диаграммообразующий многополюсник. Особенно хорошо это видно на примере многолучевой антенны с матричными схемами, рассмотренными в предыдущем параграфе.

В случае многолучевой антенны с матрицей Батлера наборы токов имеют простейший вид $(0, 0, \dots, 0, 1, 0, \dots, 0)$. Очевидно, что они образуют ортогональную систему, поэтому в силу (3.4.8) лучи антенны, соответствующие различным входам, также образуют ортогональную систему. Этот вывод для многолучевой антенны сделан Дж. Алленом [5.20]. Ортогональность лучей антенны означает, что они пересекаются примерно на уровне половинной мощности. Другими словами, нельзя от одной антенны без потерь энергии получить одновременно два луча, пересекающихся на уровне выше половинной мощности.

Предположим, что нам каким-то образом удалось построить формирующий многополюсник без потерь, такой, в котором на двух выходах получается одновременно два луча, пересекающихся на высоком уровне. Это означало бы, что с того направления, под которым пересекаются лучи в режиме приема, можно получить вдвое больше мощности, чем ее падает на апертуру антенны, что противоречит закону сохранения энергии, либо означает, что мы построили сверхнаправленную систему. В принципе рассмотренная здесь теория матричных схем допускает создание сверхнаправленной системы. Для этого понадобилось бы нарушить условие вывода выражения (3.4.8), т. е. считать, что отдельные излучатели системы имеют сильную взаимную связь. Сильная взаимная связь осложняет возможность управления лучом антенны, поэтому для нас этот случай интереса не представляет.

ГЛАВА 4

ОПТИМАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ С ДВУМЕРНЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

Все, что было написано во введении к третьей главе о необходимости оптимизировать систему излучателей с одномерным движением луча, сохраняет силу и для случая двумерного движения. В случае двумерного движения луча антенны вопрос об уменьшении числа управляющих элементов стоит еще более остро, потому что такое движение требует огромного числа элементов в антенне, и кажущиеся на первый взгляд незначительными просчеты в выборе системы излучателей могут привести к резкому возрастанию числа управляющих устройств и соответствующему усложнению и удорожанию антенны.

Рассматривая системы с двумерным движением луча, прежде всего, найдем соотношение, позволяющее определить минимальное число управляющих устройств в антенне. После этого перейдем к рассмотрению различных принципов реализации двумерных решёток излучателей. При этом сможем оценивать различные конструктивные варианты, сравнивая число элементов в них с известным нам теоретическим минимумом.

Здесь, как и предыдущей главе, внимание уделяется достижению минимально возможного числа элементов в антенне. Разумеется, достоинства тех или иных конструкций определяются не только этим. Мы уже говорили о значении других характеристик системы, как-то: угловых ошибок положения луча, уровня боковых лепестков и т. п. Однако вряд ли можно назвать удачной конструкцию антенны, в которой какие-либо положительные качества получены за счет увеличения числа излучателей и управляющих устройств. Поэтому вопрос о минимальном числе элементов в антенне заслуживает серьезного внимания.

§ 4.1. МИНИМАЛЬНОЕ ЧИСЛО ЭЛЕМЕНТОВ В АНТЕННЕ С ДВУМЕРНЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

Под элементами антенны, как и прежде понимаем излучатели и управляющие устройства. Наиболее сложным элементом является управляющее устройство, и поэтому, прежде всего необходимо стремиться уменьшить число управляющих устройств. Если не удастся одновременно с уменьшением числа управляющих устройств уменьшить и число излучателей, то следует переходить к матричным схемам. В матричной схеме с помощью линейных многополюсников создаются такие схемы питания излучателей, при которых число отдельных излучателей системы оказывается меньше числа элементарных излучателей, и это позволяет с минимальным числом управляющих устройств получить движение луча в заданном секторе без появления побочных максимумов за пределами этого сектора.

Постараемся предельные соотношения, полученные в предыдущей главе, распространить на случай двумерного движения луча.

Пусть система из n излучателей обеспечивает движение луча шириной $\Delta\theta$ в секторе θ_k :

$$n = \frac{\theta_k}{\Delta\theta} + 1.$$

При движении в двух плоскостях линейка из n излучателей, обеспечивающая движение в одной плоскости, должна рассматриваться как один элемент новой системы из l излучателей:

$$l = \frac{\alpha_k}{\Delta\alpha} + 1,$$

где α_k и $\Delta\alpha$ - сектор движения и ширина луча в другой плоскости.

Таким образом, полное число элементов в системе с управлением лучом в двух плоскостях будет

$$N = n \cdot l = \left(\frac{\theta_k}{\Delta\theta} + 1 \right) \left(\frac{\alpha_k}{\Delta\alpha} + 1 \right).$$

На рис. 4.1.1 показан сегмент, в котором может перемещаться луч антенны. Штриховыми линиями показана область, соответствующая углам $(\theta_k + \Delta\theta)$ и $(\alpha_k + \Delta\alpha)$.

Пусть зона качания луча по углу симметрична относительно экватора. Телесный угол, занимаемый лучом антенны в процессе движения луча,

$$\Omega = 2 \sin \frac{\theta_2 - \theta_1}{2} \cdot (\alpha_2 - \alpha_1) \quad (4.1.1)$$

Пусть $\theta_k + \Delta\theta \leq 60^\circ$, тогда

$$\Omega \cong (\theta_k + \Delta\theta) \cdot (\alpha_k - \Delta\alpha) \quad (4.1.2)$$

Подставляя (4.1.2) в формулу для N, получим

$$N \cong \frac{\Omega}{\Delta\theta \cdot \Delta\alpha} \quad (4.1.3)$$

Если принять, КНД и ширина луча определяются выражениями

$$D = \frac{4\pi d_v d_r}{\lambda^2}; \quad \Delta\theta = \frac{\lambda}{d_r}; \quad \Delta\alpha = \frac{\lambda}{d_v},$$

тогда d_v и d_r - размеры антенны в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, то

$$D = \frac{4\pi}{\Delta\theta \Delta\alpha} \quad (4.1.4)$$

и окончательно

$$N = \frac{\Omega}{4\pi} D \quad (4.1.5)$$

Таким образом, путем элементарных рассуждений мы получили формулу для минимального числа элементов в антенне с двумерным движением луча, в которую входит телесный угол движения луча и КНД антенны.

Формулу 4.1.5 можно вывести строго, непосредственно используя выражение для КНД антенны. Этот вывод сделан М. И. Конторовичем и В. Ю. Петрунькиным [5.11].

В гл. II показано, что величина КНД системы излучателей связана с диаграммами направленности отдельных излучателей соотношением

$$D(\theta_0, \alpha_0) \leq \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^N |\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)|^2$$

Здесь равенство имеет место в том случае, когда возбуждение излучателей удовлетворяет условию максимума КНД. Диаграммы направленности отдельных излучателей ортонормированы.

$D(\theta_0, \alpha_0)$ - функция углов θ_0, α_0 , т. е. функция направления главного максимума диаграммы направленности антенны. В процессе движения луча изменяются углы θ_0, α_0 . Различными углами θ_0, α_0 могут соответствовать различные величины КНД; в этом смысле $D(\theta_0, \alpha_0)$ является функцией углов θ_0, α_0 .

Проинтегрируем $D(\theta_0, \alpha_0)$ по всем углам окружающего пространства:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi D(\theta_0, \alpha_0) \sin \theta d\theta d\alpha \leq \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^N \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)|^2 \sin \theta d\theta d\alpha = \frac{1}{4\pi} N$$

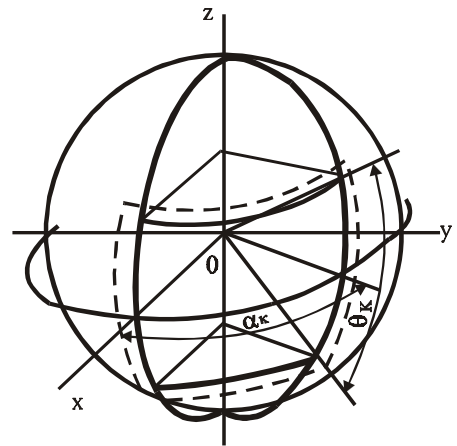


Рис. 4.1.1. Пространственный сектор движения луча

Здесь использована ортонормальность функций $\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)$. Таким образом, число излучателей в системе N непосредственно вошло в математическое выражение, позволяющее связать это число с величиной и законом изменения КНД антенны.

$$N \geq \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} D(\theta_0, \alpha_0) \sin \theta d\theta d\alpha. \quad (4.1.7)$$

Пусть задан телесный угол Ω , в пределах которого должен перемещаться луч антенны с неизменным КНД, равным D . Тогда, стремясь величину интеграла в (4.1.7) сделать как можно меньшей, необходимо положить, что за пределами сектора движения луча КНД антенны равен нулю. Это приводит к уже полученному ранее результату: если каждый отдельный излучатель не излучает за пределы сектора движения луча, число отдельных излучателей в антенне будет минимальным. Действительно, если

$$D(\theta_0, \alpha_0) = \begin{cases} D, & \text{когда } \theta_0, \alpha_0 \text{ входят в } \Omega \\ 0, & \text{когда } \theta_0, \alpha_0 \text{ не входят в } \Omega \end{cases} \quad (4.1.8)$$

то из (4.1.7) следует, что

$$N = \frac{\Omega}{4\pi} D. \quad (4.1.9)$$

Здесь мы ставим знак равенства, так как нас интересует минимальное число излучателей.

$D(\theta_0, \alpha_0)$ - КНД системы излучателей в направлении θ_0, α_0 при условии, что токи в излучателях подобраны таким образом, что излучение антенны в этом направлении максимально. Поэтому, если мы утверждаем, что $D(\theta_0, \alpha_0)$ за пределами сектора движения луча обращается в нуль, то это значит, что ни один излучатель в этом направлении не излучает. Таким образом, приходим к тому же выводу; что и в §3.4: для того чтобы число отдельных излучателей было минимальным, нужно, чтобы отдельные излучатели не излучали энергию за пределы сектора движения луча (см. § 3.4). В отличие от предыдущей главы под сектором движения мы уже понимаем объемный сектор Ω .

Отметим еще раз, что формула для минимального числа отдельных излучателей (4.1.7) получена, исходя только из величины КНД и его закона изменения в процессе движения луча. Заметим, что при выводе мы не делали никаких предположений о форме диаграммы направленности, уровне боковых лепестков и т. п. Были использованы только два условия: питание излучателей обеспечивает максимум излучения в заданном направлении, излучатели не излучают за пределы заданного сектора движения луча.

Эти условия являются необходимыми и достаточными для осуществления минимального числа отдельных излучателей системы с движением луча в заданном секторе.

Данный общий вывод совпадает с результатами, вытекающими из предыдущей главы. Это произошло потому, что заданная в предыдущей главе форма диаграммы направленности вида $\sin u/u$ отвечает условию максимума КНД системы излучателей. Требование прямоугольности диаграммы направленности отдельного излучателя, к которому мы пришли в процессе синтеза линейки излучателей, содержится непосредственно в требовании отсутствия излучения за пределы сектора движения луча.

Формула (4.1.3) может быть полезна при практических расчетах, когда известна величина сектора движения луча и его ширины в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Сравнивая (4.1.3) и (4.1.7) заметим, что формула (4.1.7) является более общей и вывод её путем интегрирования $D(\theta_0, \alpha_0)$ гарантирует правильность для любой формы диаграммы направленности, в то время как формула (4.1.3) справедлива только для случая, когда диаграмма направленности антенны имеет вид $\sin u/u$.

Правда, диаграмма направленности вида $\sin u/u$ соответствует весьма важному и часто встречающемуся случаю, когда антенна обеспечивает максимально возможную направленность в заданном направлении. Такая максимальная направленность обеспечивается антенной с равномерным амплитудным распределением по всей площади раскрытия антенны. Однако борьба за уменьшение числа элементов в антенне часто приводит к необходимости заведомо снижать КНД антенны из-за роста уровня бокового излучения. Тогда формула (4.1.3) и соответствующие ей формулы предыдущей главы становятся неприменимыми. Так получается, например, в случае систем с неравномерным пространственным расположением излучателей.

Отметим некоторые существенные обстоятельства, которые нужно учитывать при конструировании оптимальной системы.

Если излучатели, из которых составлена система, ненаправленные и взаимная связь между ними мала, то $D = N$, и такая система излучателей в принципе может двигать свой луч в пределах всех 4π стер полной сферы.

Если требования к антенне таковы, что в заданном секторе КНД антенны может изменяться в процессе движения луча, то число элементов в антенне определяется средней величиной КНД в заданном секторе

$$D_{cp} = \frac{1}{\Omega} \iint_{\Omega} D(\theta_0, \alpha_0) \sin \theta d\theta d\alpha . \quad (4.1.10)$$

Если система излучателей такова, что функции, описывающие ее диаграммы направленности $\beta(\theta, \alpha)$, не ортогональны, а только линейно независимы, то всегда можно провести их ортогонализацию [5.26] и получить ортонормированную систему функций

$$\varphi_i(\theta, \alpha) = \sum_{k=1}^m c_{ik} \beta_k(\theta, \alpha) . \quad (4.1.11)$$

Здесь c_{ik} - коэффициент связи многополюсника, включенного между излучателями и управляющими, устройствами.

Таким образом, формально соотношения для минимального числа излучателей, полученные для системы ортогональных излучателей, можно распространить на систему произвольных излучателей. При этом отметим следующее:

◇ при сильной взаимной связи между излучателями ортогонализация может привести к получению ортогональных диаграмм направленности произвольного вида, так что закон изменения КНД в процессе движения луча может оказаться сложным и далеким от требуемого.

◇ если неортогональные излучатели излучают за пределы, заданного сектора, в котором должен двигаться луч, то и диаграммы направленности, полученные после ортогонализации, не будут равны нулю за пределами этого сектора. Правда, в этом случае можно найти выход из положения, построив формирующий многополюсник, имеющий N входов и m выходов, и применить число излучателей, большее числа управляющих устройств. В этом случае мы приходим к необходимости синтезировать довольно сложную матричную схему, выполняющую две функции: ортогонализацию системы излучателей и образование диаграммы направленности отдельного излучателя, близкой к прямоугольнику.

§ 4.2. ПЛОСКИЕ РЕШЕТКИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ДВУМЕРНЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

Для того чтобы осуществить управление диаграммой направленности антенны в пространственном секторе, необходимо создать систему излучателей, расположенных на некоторой поверхности или в объеме. Наиболее простая система излучателей, позволяющая получить пространственное движение луча, - это плоская решетка. Антенные решетки в виде остронаправленных коротковолновых антенн появились в первые десятилетия развития радиотехники. Тогда же, (см. гл. I), была обнаружена возможность электрического управления лучом антенны. Впоследствии по мере развития теории и практики использования дифракционных антенн (зеркала, линзы и т. п.) интерес к решеткам заметно ослаб, так как антенну с

неподвижной диаграммой направленности гораздо легче осуществить в виде некоторой оптической системы, чем в виде системы большего числа излучателей с громоздкой схемой разводки питания. Однако в системе излучателей можно осуществить управление амплитудно-фазовым распределением в апертуре антенны. Это необходимо для управления диаграммой направленности антенны. Развитие антенн с немеханическим движением луча привело к новому этапу развития теории и практики решеток излучателей.

Решетки излучателей могут быть очень многообразны в их практической реализации. Большое количество выпускаемых промышленностью решеток излучателей описано в главе 7.

В общем случае излучатели могут быть расположены на произвольной криволинейной поверхности. Как правило, расположение излучателей на неплоской поверхности приходится применять в тех случаях, когда форма этой поверхности задана заранее (форма крыла самолета и т. п.). Естественно, что анализ излучения такой системы приведет к серьезным математическим трудностям, преодоление которых потребует в каждом конкретном случае специфических приемов [2.17].

Плоские решетки также могут быть разделены на две группы: это решетки с неизменным расстоянием между элементами и решетки с переменным расстоянием; последние мы будем также называть решетками с неравномерным расположением излучателей или неэквидистантными решетками. Разумеется, что в обоих случаях речь идет о решетках, составленных из одинаковых излучателей. Очевидно, что однородные решетки значительно проще в отношении анализа. Однако это не единственное их преимущество. Однородные решетки позволяют максимально использовать площадь антенны, т. е. получить максимальный КНД при заданной площади:

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2}. \quad (4.2.1)$$

Решетки с неравномерным расположением излучателей при ограниченном числе излучателей и управляющих устройств позволяют сформировать острый луч и тем обеспечить пространственную избирательность системы. Это может быть важно для получения высокой разрешающей способности по углу или в случае борьбы с организованными помехами.

Получим некоторые общие соотношения, справедливые для любой плоской решетки.

Если взаимная связь между излучателями невелика, то в общем случае формула для КНД решетки излучателей имеет вид

$$D = D_{0,1} \frac{\left| \sum_{i=1}^m I_i \right|^2}{\sum_{i=1}^m |I_i|^2}, \quad (4.2.2)$$

где I_i - амплитуда тока в i -ом излучателе;

m - число излучателей в решетке;

$D_{0,1}$ - коэффициент направленного действия отдельного излучателя.

Введем, как и в случае линейки излучателей, безразмерную величину ζ - коэффициент использования управляющих устройств, равный

$$\zeta = \frac{N}{m} = \frac{\Omega \cdot D}{4\pi \cdot m}. \quad (4.2.3)$$

Подставим сюда выражение для D в виде (4.1.2). Тогда

$$\zeta = g\Phi, \quad (4.2.4)$$

где

$$g = \frac{\left| \sum_{i=1}^m I_i \right|^2}{m \sum_{i=1}^m |I_i|^2}, \quad (4.2.5)$$

$$\Phi = \frac{\Omega D_0}{4\pi}. \quad (4.2.6)$$

Здесь g - коэффициент использования излучателей;

Φ - коэффициент формы диаграммы направленности отдельного излучателя.

Для решетки полуволновых диполей, расположенных через $\lambda/2$, коэффициент g приобретает смысл коэффициента использования площади антенны. В общем же случае g показывает, насколько полно используются излучатели в системе. В системах с неравномерным амплитудным распределением g всегда меньше единицы. Стремление снизить уровень боковых лепестков приводит к использованию неравномерного распределения амплитуд излучающих токов по поверхности решётки: чебышевские решётки [5.8] или решётки с распределением токов по Тейлору [5.5].

Коэффициент формы диаграммы направленности отдельного излучателя показывает, насколько данный излучатель пригоден для использования в решетке, диаграмма направленности которой должна управляться в телесном угле Ω . Идеальный излучатель должен иметь диаграмму направленности, которая равна единице в пределах сектора Ω и нулю за его пределами. У такого излучателя $D_0 = \frac{4\pi}{\Omega}$, а $\Phi = 1$.

Из этих несложных выкладок легко сделать существенный вывод: неравномерное амплитудное распределение в плоских решетках приведет к уменьшению коэффициента использования управляющих устройств во столько же раз, во сколько раз уменьшится использование в решетке самих излучателей. Это легко понять, так как неравномерность амплитудного распределения тока в излучателях решетки представляет собой нарушение условия максимума КНД системы излучателей, а, как было показано в предыдущем параграфе, минимум числа элементов в антенне достигается при обязательном выполнении этого условия.

Рассмотрим произвольную (в смысле расположения излучателей и распределения амплитуд тока в них) плоскую решетку в случае, когда токи в излучателях синфазны, т.е. в случае, когда ось главного максимума диаграммы направленности перпендикулярна плоскости расположения излучателей. При этом диаграмма направленности решетки записывается так:

$$\Phi(\theta, \alpha) = \sum_{p=1}^N I_p e^{jk(x_p \cos \alpha + y_p \sin \alpha) \sin \theta}. \quad (4.2.7)$$

Здесь x_p, y_p - координаты p -ого излучателя. Такая запись диаграммы направленности допускает любое расположение излучателей на плоскости, поэтому и нумерация излучателей сделана одномерной, а не двумерной, как это обычно принято при прямоугольном расположении излучателей.

Заметим теперь, что

$$x_p \cos \alpha + y_p \sin \alpha = \xi_p(\alpha) \quad (4.2.8)$$

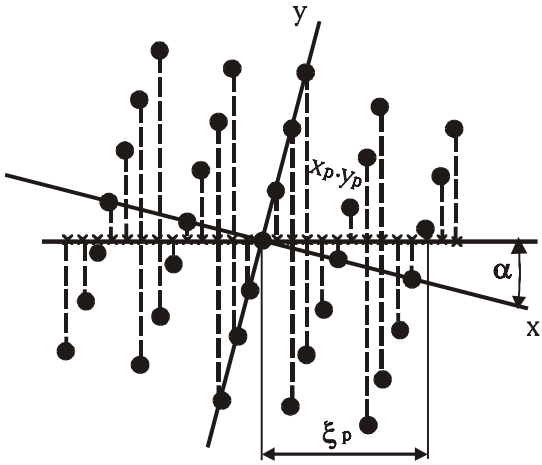


Рис.4.2.1.

К пояснению расчета диаграммы направленности решетки. Эквивалентная линейка излучателей

представляет собой расстояние от начала координат до проекции точки, определяемой координатами x_p, y_p , на направление, заданное углом α (Рис. 4.2.1). Приняв это во внимание, получим, что

$$\Phi(\theta, \alpha) = \sum_{p=1}^N I_p e^{jk\xi_p(\alpha)\sin\theta} \quad (4.2.9)$$

т. е. для некоторого направления α заданная решетка эквивалентна линейке, излучатели которой расположены на линии $\alpha = \text{const}$ и являются проекциями всех излучателей решетки на это направление. Выбирая различные значения α , мы можем анализировать свойства решетки излучателей, пользуясь известными критериями, полученными ранее для линейки. Придавая α различные значения, можно проанализировать поведение диаграммы направленности решетки при любых значениях θ и α .

Пусть теперь излучатели не синфазны, а для них установлен некоторый прогрессивный фазовый сдвиг, который определяет положение оси главного максимума в направлении θ_0, α_0 . Тогда

$$\Phi(\theta, \alpha) = \sum_{p=1}^N I_p e^{jk\{x_p \cos \alpha + y_p \sin \alpha\} \sin \theta - \psi_p} \quad (4.2.10)$$

где

$$\psi_p = (x_p \cos \alpha_0 + y_p \sin \alpha_0) \sin \theta_0 \quad (4.2.11)$$

- сдвиг фазы в p -м излучателе.

Если излучатели в решетке расположены по какому-либо закону, более сложному, чем прямоугольная равномерная решетка, то анализ диаграммы направленности такой решетки весьма сложен. Поэтому хотелось бы свести анализ решетки к анализу эквивалентных ей линеек, составленных из проекций всех элементов решетки на некоторое направление. Однако так просто, как это было сделано для синфазной решетки, получить эквивалентные линейки в общем случае не удастся. Поэтому сделаем предварительное преобразование.

Обозначим

$$\begin{aligned} \cos \alpha \sin \theta - \cos \alpha_0 \sin \theta_0 &= v \cos \alpha' \\ \sin \alpha \sin \theta - \sin \alpha_0 \sin \theta_0 &= v \sin \alpha' \end{aligned} \quad (4.2.12)$$

При условии, что величина v лежит в пределах $0 \leq v \leq 2$, такое преобразование всегда возможно.

В этих обозначениях $\Phi(\theta, \alpha)$ приобретает требуемый вид:

$$\Phi(\theta, \alpha) = \sum_{p=1}^N I_p e^{jk\xi_p(\alpha')v} \quad (4.2.13)$$

где

$$\xi_p(\alpha') = x_p \cos \alpha' + y_p \sin \alpha' \quad (4.2.14)$$

- расстояние от начала координат до проекции p -го излучателя на направление, заданное углом α' .

Для линейки излучателей с прогрессивной фазой в величине фазового сдвига содержится множитель $\sin \theta - \sin \theta_0$, роль которого в нашем случае играет величина v . Таким образом, полученное выражение позволяет заменить анализ решетки анализом эквивалентных линеек, полученных путем проектирования всех элементов решетки на избранное направление α' .

Анализируя решетку в системе координат α', ν , можем легко обнаружить все специфические особенности диаграммы направленности: ширину главного луча, уровень боковых лепестков, а также установить, при каких значениях координат α', ν могут появиться побочные максимумы.

После определения координат α', ν какой-либо специфической точки диаграммы направленности нужно перейти к исходным координатам α и θ . Этот переход является чисто формальной операцией и не зависит от конкретного вида решетки излучателей: все конкретные особенности решетки учтены при анализе эквивалентной линейки.

Получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \sin \theta &= \sqrt{\nu^2 + \sin^2 \theta_0 + 2\nu \sin \theta_0 \cos(\alpha_0 - \alpha')} \\ \operatorname{tg} \alpha &= \frac{\nu \sin \alpha' + \sin \theta_0 \sin \alpha_0}{\nu \cos \alpha' + \cos \theta_0 \cos \alpha_0} \end{aligned} \quad (4.2.15)$$

Эти формулы позволяют найти исходные координаты α и θ , для которых имеет место значение диаграммы направленности, вычисленное в координатах α', ν .

Выражениям, связывающим α и θ ; α_0 и θ_0 ; α' и ν можно придать простой геометрический смысл.

Диаграмму направленности $\Phi(\theta, \alpha)$ можно построить в трехмерной системе координат, в которой значение $\Phi(\theta, \alpha)$ задано ординатой, а координаты α' и ν задают точку на плоскости, как некоторые полярные координаты (рис. 4.2.2).

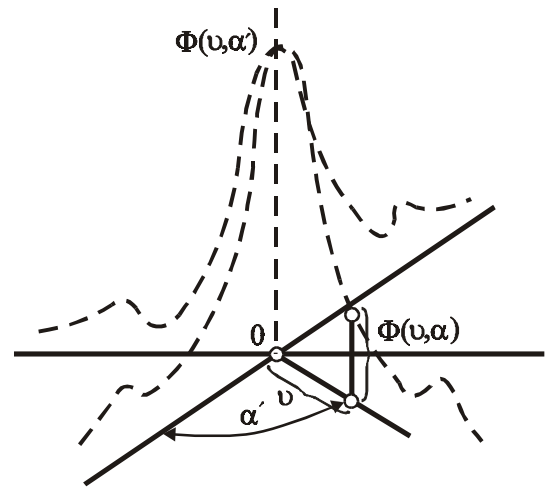


Рис. 4.2.2. Диаграмма направленности решетки в обобщенной системе координат ν, α'

На рис. 4.2.3 показаны полярные системы координат α', ν и $\alpha, \sin \theta$. Они построены так, что центр координат системы α', ν задается координатами $\alpha_0, \sin \theta_0$. Координата $\sin \theta_0$ играет роль радиуса в системе $\alpha_0, \sin \theta_0$. Легко убедиться, что сделанное построение устанавливает связь между α и θ ; α_0 и θ_0 ; α' и ν такую же, какую устанавливают выражения (4.2.12) - (4.2.15). Таким образом, если мы сумеем построить диаграмму направленности в системе координат α', ν , то перейти к координатам α, θ при любом значении α_0, θ_0 достаточно легко. Подчеркнем еще раз, что этот переход не зависит от конкретного расположения излучателей на плоскости.

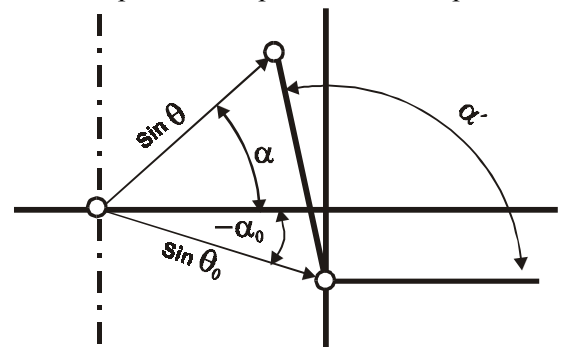


Рис. 4.2.3. Связь обобщенной и исходной систем координат

Основная трудность, которую приходится преодолевать при конструировании любой решетки излучателей, заключается в подавлении дифракционного максимума. Для этого прежде всего нужно знать минимальное значение угла θ , под которым может оказаться дифракционный максимум. Анализируя эквивалентные линейки, можно найти значения α' и ν , при которых возникает дифракционный максимум. Если излучатели в решетке расположены на равных расстояниях, то и на некоторых проекциях расстояния между излучателями окажутся равными. Это будут проекции на направления, наиболее опасные в отношении появления дифракционных максимумов. Пусть расстояния между излучателями на проекции равны d , тогда дифракционный максимум возникнет при таком ν , при котором выполняется условие

$$kd\nu = 2\pi \quad (4.2.16)$$

Из (4.2.15) видно, что этот дифракционный максимум окажется под минимальным углом θ в случае, когда

$$\alpha' = \pi + \alpha_0 \tag{4.2.17}$$

Если дифракционные максимумы при анализе эквивалентных линеек в системе координат α', ν , не появляются, то они не появятся и в системе координат α, θ .

Формулы (4.2.16) и (4.2.17) аналогичны формуле (3.1.11), полученной при анализе линеек излучателей.

Решетки с равномерным расположением излучателей могут быть не обязательно решетками, элементы которых расположены в вершинах квадратов. Можно сказать, что решетка с равномерным расположением излучателей - это такая решетка, элементы которой вокруг любого ее элемента образуют одинаковые геометрические фигуры. Смысл этого определения нарушается на краю решетки. Чтобы исключить это нарушение, следует мысленно продолжить решетку за пределы ее края, не меняя ее структуры. Решетки излучателей, каждая клеточка которых построена по тому же принципу, что и соседние с ней, обладает так называемой трансляционной симметрией. Такие решетки, по-видимому, потребуют наиболее простых электронных схем управления, так как при этом электронная схема управления будет строиться на одинаковых, повторяющих друг друга элементах.

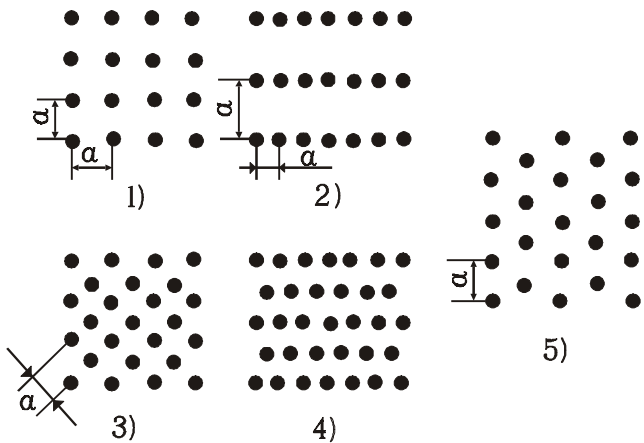


Рис. 4.2.4. Решетки Браве

Из кристаллографии известно, что решетки, сохраняющие неизменную структуру на всем протяжении, образуют так называемые решетки Браве [5.27]. Таких решеток, имеющих отличающуюся друг от друга структуру, всего пять (рис. 4.2.4): 1 - квадратная;

- 2 - прямоугольная;
- 3 - косоугольная;
- 4 - прямоугольная центрированная;
- 5 - шестигранная.

Сравним эти решетки с точки зрения появления дифракционного максимума в случае, когда расстояние между центрами излучателей одинаково и равно a . Для этой цели рассмотрим линейки излучателей, образованные проекциями излучателей решетки на некоторое направление.

В случае квадратной решетки следует рассмотреть направления $\alpha' = 0^\circ$ и $\alpha' = 45^\circ$, остальные направления либо повторяют выбранные направления, либо образуют эквивалентные линейки с очень часто расположенными излучателями, что исключает возможность появления дифракционного максимума. Полученные таким образом линейки будут иметь расстояние между элементами $d = a$ при $\alpha' = 0^\circ$ и $d = 0,707a$ при $\alpha' = 45^\circ$. Аналогичным образом можно получить для центрированного квадрата $\underline{d} = 0,707a$ при $\alpha' = 0^\circ$, $d = a$ при $\alpha' = 45^\circ$.

Значительный интерес представляет шестигранная решётка. Для нее следует рассмотреть $\alpha' = 0^\circ$ и $\alpha' = 30^\circ$. В этих случаях получим: $d = 0,5a$ при $\alpha' = 30^\circ$, $d = 0,87a$ при $\alpha' = 0^\circ$. Таким образом, для шестигранной решетки расстояние между проекциями ее элементов на любое направление всегда меньше $0,87a$. Это очень важно, так как позволяет использовать излучатели и управляющие устройства большего диаметра, чем в случае квадратной решётки. Требование полного отсутствия дифракционного максимума при отклонении луча на 90° в случае шестигранной решетки приводит к условию $a < 0,58\lambda$, а во всех остальных случаях - к условию $a < 0,5\lambda$. В ряде случаев увеличение допустимого размера на 16% может сильно облегчить конструирование управляющих устройств и

излучателей. Заметим, что требование полного уничтожения дифракционного максимума приводит в случае квадратной решётки к площади $0,25\lambda^2$ на один элемент, а в случае шестигранной решётки к площади $0,29\lambda^2$ на один элемент.

Рассмотрим в качестве примера шестигранную решетку слабонаправленных излучателей, имеющих диаграмму направленности вида $\cos \theta$. Если допустить ослабление максимума диаграммы направленности в крайнем положении на 3 дБ, то такие излучатели допускают качание луча в секторе $\pm 45^\circ$. Диаграмма направленности шестигранной решетки близка к диаграмме направленности круглой апертуры. При равномерном амплитудном распределении она имеет вид

$$\Phi(\theta) = \frac{2J_1(kR \sin \theta)}{kR \sin \theta}, \tag{4.2.18}$$

где $J_1(u)$ - функция Бесселя первого порядка;
 R - радиус решетки.

На рис. 4.2.5 приведены диаграммы направленности шестигранной решетки из 61 элемента при $\alpha' = 0^\circ$ и $\alpha' = 30^\circ$. Там же построена диаграмма направленности круглой апертуры.

Уровень первого бокового лепестка диаграммы направленности круглой апертуры составляет примерно 12%. Будем считать, что дифракционный максимум, если он и появится, не должен превышать этого уровня. Поскольку диаграмма направленности отдельного излучателя $\cos \theta$, то уровень 0,12 будет обеспечен, если побочный максимум не приблизится к оси антенны больше чем на 83° . Отсюда, учитывая, что $\theta_{\text{макс}} = 45^\circ$, из формулы (4.2.15) с учетом (4.2.17) получаем $\nu = 1,70$. Таким образом, при заданных параметрах движения луча ν не может быть больше 1,70. Теперь из (4.2.16) легко получить, что расстояние между элементами на проекции решетки должно удовлетворять условию:

$$d = \frac{\lambda}{1,70}.$$

Самая опасная проекция та, на которой

$d = 0,87a$, где a - расстояние между центрами излучателей. Отсюда получаем конструктивный параметр $a \leq 0,59\lambda$. Можно убедиться, проверив по формулам (4.2.4) и (4.2.6), что коэффициент использования управляющих устройств в рассмотренном случае получается порядка 0,9.

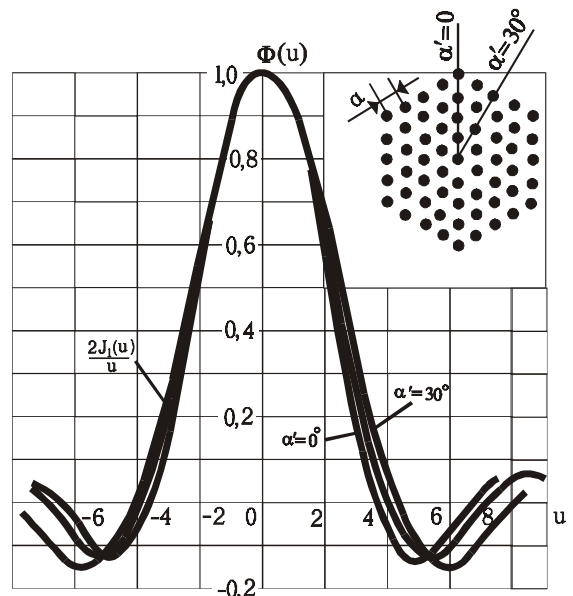


Рис. 4.2.5.
 Диаграмма направленности
 шестигранной решетки

§ 4.3. НЕРАВНОМЕРНОЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПОЛОЖЕНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ НА ПЛОСКОСТИ

Остановимся теперь на свойствах линеек и плоских решеток с неравномерным расположением излучателей. Управляя законом расположения излучателей, получим еще одну возможность управлять свойствами системы излучателей, используя это для получения каких-либо новых качеств системы, несвойственных системам с равномерным расположением.

Можно указать два основных направления, по которым идет разработка решеток и линеек излучателей с неравномерным расположением:

◇ антенны, эквивалентные антеннам с неравномерным распределением амплитуд излучающих токов в раскрыве;

◇ антенны с подавлением дифракционных максимумов при большом среднем расстоянии между дискретными излучателями.

Давно известно, что для уменьшения уровня боковых лепестков на линейках или решетках излучателей создают специальное неравномерное амплитудное распределение [5.1 - 5.8]. Излучатели при этом располагают, как обычно, примерно через $\lambda/2$, а схему питания делают такой, чтобы мощность, подводимая к различным излучателям, была различной. В системах с немеханическим движением луча, в которых используется неравномерное амплитудное распределение, отдельные управляющие устройства оказываются в различных условиях, так как через них проходит различная мощность в режиме передачи. Потери в управляющих устройствах приведут к разогреву последних, который оказывается различным для разных элементов антенны, что делает условия их работы неодинаковыми. В АФАР используются управляемые генераторы или мощные усилительные каскады. В этом случае для создания неравномерного амплитудного распределения приходится создавать генераторы или усилители разной мощности, что сильно осложняет унификацию. Эти причины в первую очередь побудили конструкторов антенн искать способ уменьшения боковых лепестков при равномерном распределении амплитуд токов в излучателях. Оказалось возможным заменить неравномерное амплитудное распределение неравномерным пространственным расположением излучателей [10.1 – 10.4]. При этом в первом приближении среднее расстояние между элементами остается по-прежнему достаточно малым (не намного превосходит $\lambda/2$).

Заметим, что, как следует из (4.25) в системах с равномерным амплитудным распределением и с неравномерным пространственным расположением коэффициент использования излучателей близок к единице. Неравномерное расположение приводит к уменьшению использования площади антенны. Этой ценой покупается уменьшение боковых лепестков, а излучатели и вместе с ними управляющие устройства используются полностью.

Вторым направлением, в котором приложены усилия конструкторов систем с неравномерным пространственным расположением элементов, является подавление дифракционного максимума, возникающего в системах с большим расстоянием между элементами. При расстоянии между элементами свыше λ в множителе системы возникает максимум излучения в том направлении, в котором разность хода лучей от отдельных элементов составляет λ , 2λ и т. д. Заметим, что направление, в котором формируется этот максимум, существенно зависит от расстояния между элементами. Благодаря этому, если система в целом состоит из многих групп излучателей, а для каждой группы установлено свое, отличное от других, расстояние между элементами, то дифракционные максимумы этих групп будут иметь различные направления, и поэтому дифракционный максимум системы в целом размывается и его уровень, таким образом, уменьшается.

Неэквидистантная линейка излучателей

Известно, что для линеек излучателей с равномерным расположением всегда можно найти такое амплитудное распределение, при котором главный лепесток диаграммы направленности имеет наименьшую ширину при заданных размерах линейки и заданном максимальном уровне боковых лепестков. Ограничим наше рассмотрение случаем Чебышевского амплитудного распределения [2.16, 5.5, 5.8]. Существуют таблицы амплитудных распределений для различных уровней боковых лепестков и различного числа излучателей в линейке. Однако для большого числа излучателей амплитудное распределение практически не зависит от числа излучателей. Таким образом, для линеек с большим числом излучателей имеются универсальные кривые амплитудных распределений, соответствующие различным заданным уровням боковых лепестков. По существу, в основе дискретных систем излучателей лежит некоторая линейка с непрерывным излучающим током, но имеющим соответствующий закон изменения амплитуды тока вдоль линейки. Диаграмму направленности такого линейного излучателя можно записать так [10.4, 10.5]:

$$\Phi(\theta) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} e^{jkx \sin \theta} dF(x), \quad (4.3.1)$$

где

$$F(x) = \int_{-L/2}^{L/2} f(x) dx. \quad (4.3.2)$$

Здесь $f(x)$ - функция, описывающая закон изменения амплитуды вдоль излучающей апертуры, Введение функции $F(x)$ пока что чисто формально. Операция дифференцирования $F(x)$ приводит формулу (4.3.1) к обычному виду, поскольку

$$dF(x) = f(x) dx \quad (4.3.3)$$

Однако математически мы имеем дело с так называемым интегралом Стильеса функции $\exp(jkx \sin \theta)$ по функции $F(x)$ [5.26].

Если функция $F(x)$ дифференцируема на заданном интервале $-L/2 \leq x \leq L/2$, то интеграл Стильеса ничем не отличается от обычного интеграла (т. е. интеграла Римана). Определением интеграла Стильеса служит предел суммы вида

$$\Phi_{\Sigma}(\theta) = \sum_{m=-N}^N e^{jk\xi_m \sin \theta} [F(x_{m+1}) - F(x_m)] \quad (4.3.4)$$

где $x_{m+1} \geq \xi_m \geq x_m$. Сумма (4.3.4) обращается в интеграл при условии, что число членов этой суммы возрастает, а $\text{Max}[x_{m+1} - x_m] \rightarrow 0$.

При таком определении интеграла функция $F(x)$ может изменяться скачками, т. е. не иметь производной, а интеграл (4.3.1) в то же время будет существовать и его можно вычислить.

На рис. 4.3.1. показана функция $I(x)$ 25 дБ соответствующая уровню боковых лепестков, а также функция $F(x)$.

Разобьем апертуру антенны на $2n + 1$ равных отрезков, как показано на рис.4.3.2, а Тогда формула для диаграммы направленности приобретает вид

$$\Phi_{\Sigma}(\theta) = \sum_{m=-n}^n I_m e^{jk\xi_m \sin \theta} \quad (4.3.5)$$

Здесь

$$I_m = F(x_{m+1}) - F(x_m) - \xi_m = \frac{x_{m+1} - x_m}{2}$$

- амплитуда тока в n -м излучателе.

Поступим теперь наоборот. Разобьем на $2n + 1$ частей отрезок оси, занятой функцией $F(x)$ (рис. 4.3.2, б). Это будет означать равенство амплитуд токов во всех излучателях. Тогда

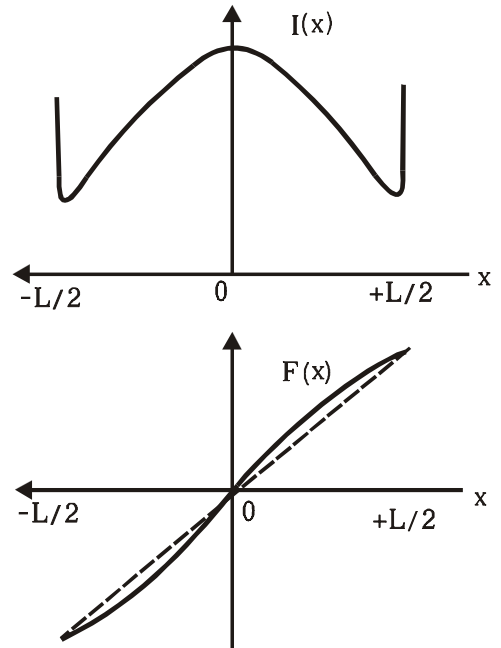


Рис. 4.3.1. Оптимальное по Чебышеву амплитудное распределение на линейке излучателей и соответствующая ему функция $F(x)$

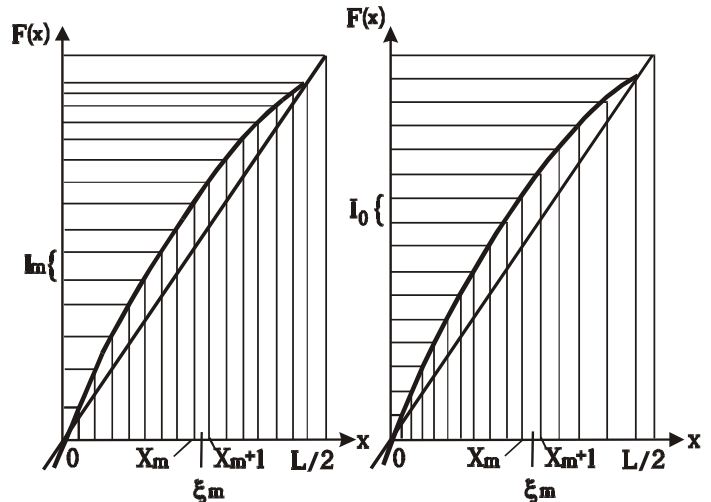


Рис. 4.3.2.

К пояснению эквивалентности линеек с неравномерным амплитудным распределением и неравномерным пространственным расположением

$$\Phi_{\Sigma}(\theta) = I_0 \sum_{m=-n}^n e^{jk\xi_m \sin \theta} \quad (4.3.6)$$

Остается пока открытым вопрос о координате ξ_m . Это должна быть координата изотропного излучателя, по возможности более точно аппроксимирующего излучение отрезка апертуры, ограниченного координатами x_{m+1} , x_m . Очевидно, что аппроксимация будет наилучшей, если изотропный излучатель будет расположен в центре излучения этого отрезка. В первом приближении центр излучения отрезка с равномерным амплитудным распределением лежит в центре тяжести эпюры амплитудного распределения, т. е

$$\xi_m = \frac{\int_{x_m}^{x_{m+1}} f(x) x dx}{\int_{x_m}^{x_{m+1}} f(x) dx} \quad (4.3.7)$$

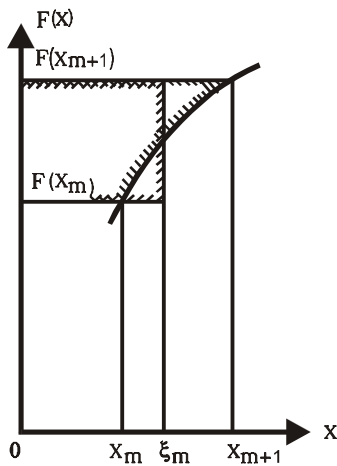


Рис. 4.3.3.

К вычислению координаты излучателя в линейке с неравномерным расположением

В числителе дроби интеграл преобразуется путем его вычисления по частям. В результате получим

$$\xi_m = \frac{x_{m+1} F(x_{m+1}) - x_m F(x_m) - \int_{x_m}^{x_{m+1}} F(x) dx}{F(x_{m+1}) - F(x_m)} \quad (4.3.8)$$

Геометрическая интерпретация этой формулы показана на рис. 4.3.3. Абсцисса $x = \xi_m$ ограничивает прямоугольник, равновеликий фигуре, ограниченной кривой $F(x)$, причем в обоих случаях остальными границами служат линии

$$y = F(x_m); \quad y = F(x_{m+1}); \quad x = 0.$$

Таким образом, получаем способ построения линейки с неравномерным расположением излучателей, эквивалентной чебышевской линейке с заданным уровнем боковых лепестков.

Существуют методы, позволяющие построить линейку с неравномерным расположением излучателей путем непосредственного анализа свойств диаграммы направленности при заданном уровне боковых лепестков [10.9, 10.0]. Представляет интерес сравнить результаты, полученные путем изложенной здесь приближенной аппроксимации на основе интеграла Стилтеса, и результаты строгих расчетов.

В табл. 4.3.1 приведены данные графического (исходя из кривой рис. 4.3.3) расчета местоположения элементов линейки и точного расчета, заимствованного из упомянутой работы [10.9], для случая линейки из 17 элементов ($m_{\max} = 8$) при уровне боковых лепестков 6,5%.

Таблица 4.3.1

Вид расчета	$2\xi_m/\lambda$							
	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$	$m = 7$	$m = 8$
Графический расчет	0,62	1,33	2,00	2,80	3,66	4,70	5,94	7,40
Теоретический расчет	0,654	1,439	2,077	2,904	3,733	4,688	5,911	7,379

Вычисляя положение излучателей в линейке с неравномерным расположением, мы прежде всего задавали число частей, на которое разбивалась апертура. Нужно ответить на вопрос, на сколько частей можно разбить апертуру заданной длины L . Для линейки с равными расстояниями между излучателями ответ на этот вопрос очень прост: если излучатели ненаправленные, то расстояние между ними не должно намного превышать $\lambda/2$; в противном случае появится недопустимый дифракционный максимум, равный по амплитуде главному максимуму. У линеек с неравномерным расположением излучателей уже нет четко выраженных условий появления дифракционного максимума, поэтому с этой точки зрения мы пока что не можем сформулировать ограничение на число излучателей в линейке. Однако при большом расстоянии между излучателями дискретная линейка плохо аппроксимирует исходную апертуру с непрерывным распределением излучающего тока.

Пусть максимальный интервал, который получился после разбиения линейки на части, $(x_m - x_{m+1}) = a$, тогда при непрерывном распределении поля такой отрезок апертуры представляет собой антенну длиной a . Диаграмма такого отрезка апертуры имеет ширину λ/a . Дискретный излучатель, которым заменим этот отрезок непрерывной апертуры, близок к изотропному. Эти два различных излучателя эквивалентны в секторе шириной λ/a . В этом секторе дискретная линейка полностью эквивалентна исходной чебышевской антенне с непрерывной апертурой.

Разумеется, уменьшение числа элементов в антенне имеет какой-то предел, к которому следует стремиться при конструировании конкретных систем. Найдем минимально возможное число элементов в антенне, при котором могут быть получены заданная ширина луча и уровень боковых лепестков. Рассмотрим линейку излучателей. Пусть линейка составлена из изотропных излучателей. При достаточно большом расстоянии между излучателями связь между ними мала и тогда КНД линейки равняется числу ее элементов. Естественно, что, желая уменьшить число элементов в линейке, необходимо стремиться уменьшить ее КНД. Уменьшить КНД при заданной ширине луча можно только за счет максимально возможного рассеивания энергии боковыми лепестками антенны. Если максимальный уровень боковых лепестков задан, то максимальное рассеивание энергии в лепестках будет в том случае, когда уровень всех боковых лепестков равен максимальному уровню [10.6]. Таким образом, диаграмма направленности линейки, которая имеет минимальный КНД при заданной ширине луча и заданном уровне боковых лепестков, должна иметь вид, показанный на рис. 4.3.4. Вычислим КНД такой линейки, расположив ее в системе координат, как показано на рис. 4.3.5:

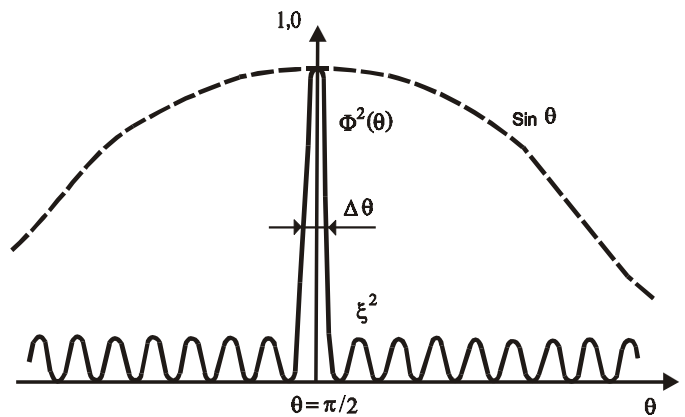


Рис. 4.3.4.

Идеализированная диаграмма направленности линейки с заданной длиной и минимальным числом излучателей

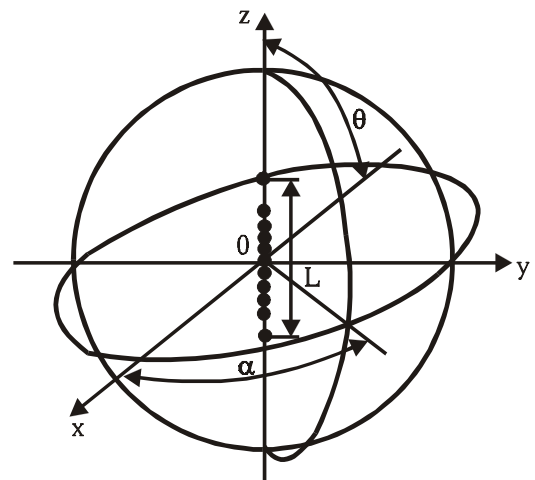


Рис. 4.3.5.

К расчету минимального числа излучателей в линейке с неравномерным расположением

$$D = \frac{4\pi\Phi^2(\pi/2)}{2\pi \int_0^\pi \Phi^2(\theta)\sin\theta d\theta} \cong \frac{2}{\Delta\theta + \xi^2} \quad (4.3.9)$$

Таким образом, число излучателей в линейке определяется приближенно неравенством:

$$N \geq \frac{2}{\Delta\theta + \xi^2} \tag{4.3.10}$$

Положим приближенно $\Delta\theta \cong \lambda / L$ и, подставив это в (4.3.10), найдем среднее расстояние между элементами линейки

$$d_{cp} = \frac{L}{N} \leq \frac{\lambda}{2} + \frac{1}{2} \xi^2 L \tag{4.3.11}$$

Из этой простой формулы вытекает очень важный результат: *существенное увеличение среднего расстояния между излучателями можно достигнуть только в случае весьма длинной линейки. В случае короткой линейки увеличения d_{cp} можно достигнуть только в том случае, если допустить большой уровень бокового излучения.*

Этот вывод качественно справедлив и по отношению к решётке излучателей, хотя количественно соотношение между шириной главного луча и допустимым уровнем бокового излучения в неэквидистантной линейке и неэквидистантной решётке излучателей существенно отличаются.

На первом этапе изучения антенн с неравномерно расположенными излучателями основное внимание уделялось неэквидистантным линейкам излучателей [10.1, 10.6, 10.11]. Однако, при заданном уровне боковых лепестков $\xi < -20$ дБ существенно увеличить среднее расстояние между излучателями по сравнению с $\lambda/2$ не удалось: боковые лепестки, подавленные в одном месте, появлялись в другом [10.6]. Пример борьбы с боковыми лепестками неэквидистантной линейке излучателей был подробно рассмотрен в первом издании этой книги. Постепенно интерес к неэквидистантным линейкам угас. И основное внимание было уделено решёткам с неравномерным расположением излучателей.

Неэквидистантная решётка излучателей

Проведем рассуждения с использованием идей интеграла Стильтеса применительно к плоской решетке излучателей.

Диаграмма направленности круглой апертуры записывается так:

$$\Phi(\theta, \alpha) = \int_S e^{jk\rho \cos(\alpha - \alpha^*) \sin \theta} I(\rho) \rho d\rho d\alpha^* \tag{4.3.12}$$

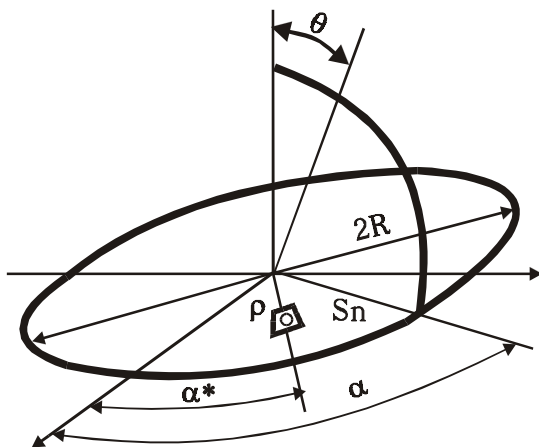


Рис. 4.3.6.

К определению расположения излучателей на плоскости. Апертура антенны

Здесь ρ и α^* - координаты апертуры (рис. 4.3.6); $I(\rho)$ - функция распределения плотности излучающего тока при непрерывном распределении.

Постараемся построить эквивалентную решетку с неравномерным расположением излучателей, но равными амплитудами токов на них.

Разобьем всю апертуру на отдельные участки, площадь которых S_n зависит от радиуса.

В формуле для $\Phi(\theta, \alpha)$ часть подынтегрального выражения $I(\rho) \rho d\rho d\alpha^*$ можно рассматривать как дифференциал некоторой функции, относительно которой проводится дифференцирование. Теперь этот дифференциал можно записать по-другому:

$$I(\rho) \rho d\rho d\alpha^* = I(\rho_n) S_0 = I_0 S_n \tag{4.3.13}$$

Здесь мы уже перешли от дифференциала в строгом смысле к конечным приращениям. Чтобы сохранить все приращения неизменными, что соответствует постоянной величине тока в излучателях, нужно изменять величину элементарной площадки S_n .

Можно по-разному расположить излучатели. Однако для наилучшего приближения дискретной системы к исходной непрерывной лучше всего расположить излучатели так, чтобы средние расстояния между ними по радиусу и средняя длина дуги для двух соседних окружностей были равны, т. е. чтобы

$$\rho_{n+1} - \rho_n = \Delta\alpha \frac{\rho_{n+1} + \rho_n}{2} = \Delta_n, \quad (4.3.14)$$

тогда

$$[I(\rho_n)]^{1/2} \Delta_n = \text{const}. \quad (4.3.15)$$

Полученное выражение можно рассматривать как дифференциал некоторой функции $F(\rho)$, такой что

$$F(\rho) = \int_0^\rho [I(\rho)]^{1/2} d\rho. \quad (4.3.16)$$

Соответственно имеем:

$$\Delta F(\rho) = [I(\rho)]^{1/2} \Delta\rho. \quad (4.3.17)$$

Теперь, как и в случае с линейкой, нужно так выбрать координаты ρ_n , чтобы приращения функции $\Delta F(\rho)$ были бы одинаковыми. Для этого, построив $F(\rho)$, нужно ось ординат разбить на равные части и найти соответствующие значения ρ_n . После того как найдены радиусы, нужно так выбрать число излучателей на каждой окружности, чтобы расстояние между излучателями по окружности равнялось среднему расстоянию между данной окружностью и соседними с ней окружностями (рис. 4.3.7).

Проведённый в этом разделе расчёт пока не относится непосредственно к подавлению дифракционных максимумов. Пока что речь шла о распределении излучателей, обеспечивающем требуемый уровень обычных боковых лепестков.

Неэквилидистантная решётка с подавлением дифракционного максимума.

Как уже говорилось в начале параграфа, подавление дифракционного максимума достигается за счет того, что при неравномерном расположении излучателей направления, в которых формируются дифракционные максимумы для различных участков решетки или линейки, оказываются различными, поэтому дифракционный максимум размывается.

Заменим решётку излучателей эквивалентной линейкой подобно тому, как это было сделано в предыдущем параграфе (см. рис. 4.2.1).

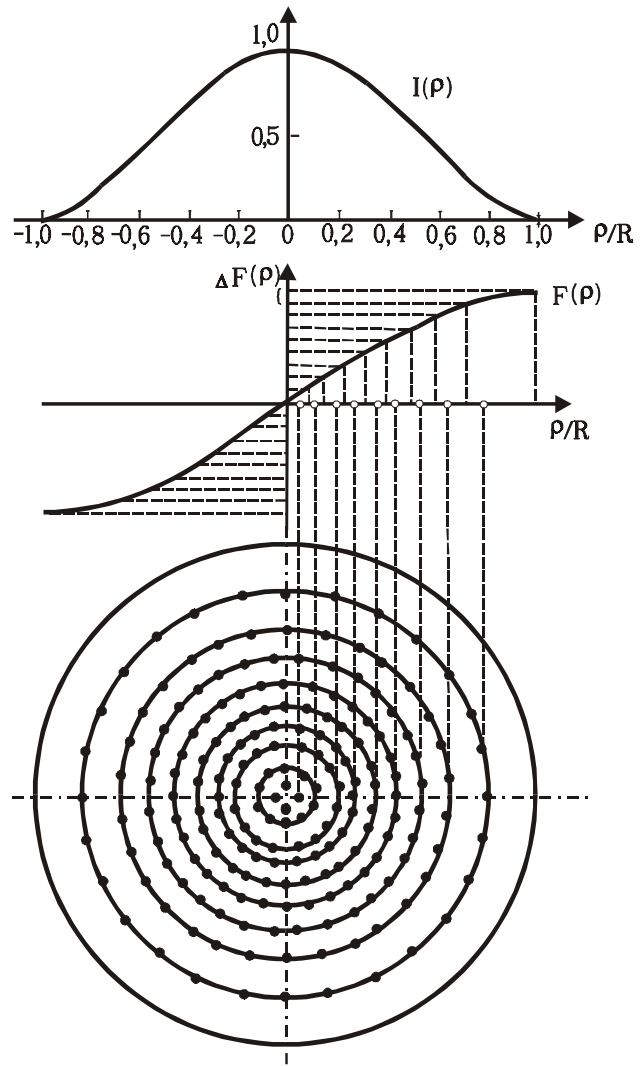


Рис. 4.3.7. Построение решетки излучателей с равной амплитудой, эквивалентной непрерывной апертуре с заданным амплитудным распределением

Пусть $v(\rho)$ – плотность числа излучателей на поверхности круглой апертуры антенны. Нормировка плотности числа излучателей даст

$$2\pi \int_0^R v(\rho) \rho d\rho = N, \tag{4.3.18}$$

где N – полное число излучателей в антенне.

Спроектируем все излучатели, разбросанные по апертуре, на горизонтальную ось, которую обозначим x . Тогда погонная плотность числа излучателей вдоль оси x определится интегралом:

$$n(x) = 2 \int_0^{\sqrt{R^2-x^2}} v(\sqrt{x^2+z^2}) dz. \tag{4.3.19}$$

Очевидно, что при этом должна выполняться нормировка:

$$\int_{-R}^R n(x) dx = N. \tag{4.3.20}$$

Положим, что $n(x)$ слабо зависит от координаты x . Тогда в плоскости, содержащей ось x , антенну можно рассматривать, как линейку со средним расстоянием между излучателями

$$d_{cp} = \frac{2R}{N}. \tag{4.3.21}$$

На основании сказанного можно сформулировать условия реализации неэквидистантной плоской решётки излучателей в виде диска радиуса R .

◇ Поверхностная плотность излучателей $v(\rho)$ обеспечивает требуемый уровень боковых лепестков,

◇ Погонная плотность излучателей слабо зависит от координаты x ,

◇ Погонная плотность излучателей обеспечивает величину d_{cp} [См. (4.3.21)] сопоставимую с длиной волны λ или в несколько раз (до 2 - 3) больше неё. Это число определяется очень приблизительно – чем больше излучателей в составе антенны, тем больше может быть отношение d_{cp}/λ .

Приведём пример расчёта неэквидистантной плоской решётки излучателей.

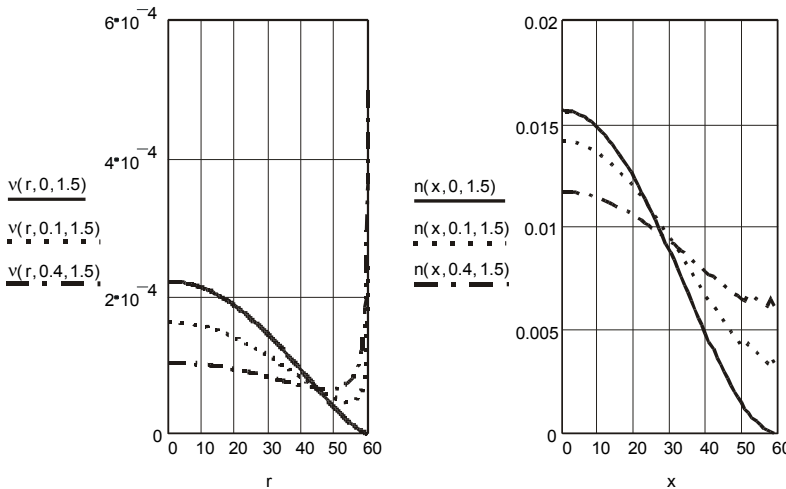


Рис. 4.3.8. Вид функции $v(\rho)$ и соответствующая ей погонная плотность $n(x)$

Зададим следующую поверхностную плотность излучателей:

$$v(\rho) = \frac{1}{\pi R^2 \left(\frac{1}{1+\gamma} + 2a \right)} \cdot \left[\left(1 - (\rho/R)^2 \right)^\gamma + a \cdot \left(1 - (\rho/R)^2 \right)^{-0.5} \right], \tag{4.3.22}$$

где a и γ - параметры, определяющие вид функции $v(\rho)$.

На рис. 4.3.8 показан вид функции $v(\rho)$ и соответствующая ей погонная плотность $n(x)$. На рис. 4.3.9. приведена диаграмма направленности для случая $a = 0,4; \gamma = 1,5; R = 60$ см и $\lambda = 3$ см.

Положим для примера число окружностей, на которых располагаются излучатели, равным 15; подставляем (4.3.22) в (4.3.15 – 4.3.17) и находим радиусы этих окружностей (табл. 4.3.2). Потребуем, чтобы расстояния между данным излучателем и каждым из его ближайших соседей были бы примерно одинаковыми, это позволяет найти число излучателей на каждой из окружностей

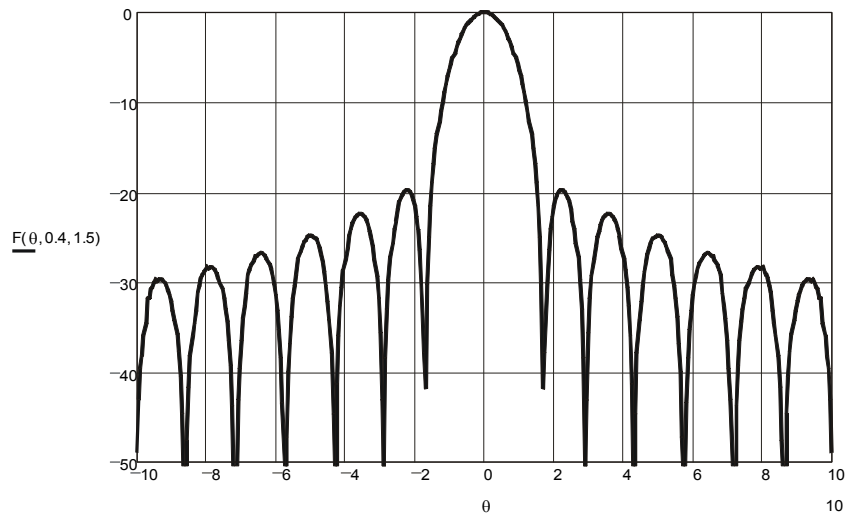


Рис. 4.3.9.

Диаграмма направленности для случая $a = 0,4; \gamma = 1,5; R = 60$ см и $\lambda = 3$ см

Таблица 4.3.2.

k	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
R_k	0	3,6	7,3	11,1	15,0	18,9	22,9	27,1	31,2	35,5	39,9	44,3	48,8	53,2	56,6	59,2
n_k	1	6	12	18	24	30	36	42	48	54	58	62	66	88	120	162

Всего в рассматриваемом примере излучателей оказывается 837. Если радиус апертуры 60 см, то на каждый излучатель в среднем приходится $13,5 \text{ см}^2$.

Амплитуды токов во всех излучателях равны. Положим, что излучатели не обладают направленностью. Тогда в соответствии с (4.2.10) и (4.2.11) диаграмма направленности решётки приобретает вид:

$$F(\theta, \alpha) = \sum_{k=0}^{15} \sum_{n=0}^{n_k} \exp\left(i \frac{2\pi R_k}{\lambda} (\cos(\alpha_n - \alpha) \cdot \sin \theta - \cos(\alpha_n - \alpha_0) \sin \theta_0)\right), \quad (4.3.23)$$

где θ_0 и α_0 – углы, задающие направление главного луча антенны.

На рис. 4.3.10 – 4.3.12 показаны результаты расчёта по формуле (4.3.23)

На рис. 4.3.10 также выделен главный лепесток диаграммы направленности, ширина которого $\Delta\theta \cong 0, 5^\circ$, на рис. 4.3.12 – главный лепесток, ширина которого $\Delta\theta \cong 0, 15^\circ$

Приведённые диаграммы направленности показывают, что движение луча системами с неравномерным расположением элементов может быть осуществлено в любом секторе, так как КНД систем очень низок, и поэтому, исходя из предельных соотношений, полученных в § 4.1, следует, что число элементов в системе удовлетворяет условиям движения луча в полупространстве.

Следует обратить внимание на то, что во всех приведённых диаграммах направленности боковые лепестки вблизи главного луча повторяют лепестки, полученные в случае непрерывного распределения излучающего тока по апертуре (рис. 4.3.9). Основная часть диаграммы направленности образована фоном боковых лепестков на уровне примерно – 20 дБ.

Можно получить оценку уровня фона боковых лепестков неэквилидистантной решётки излучателей. Положим, что боковые лепестки представлены следующим выражением:

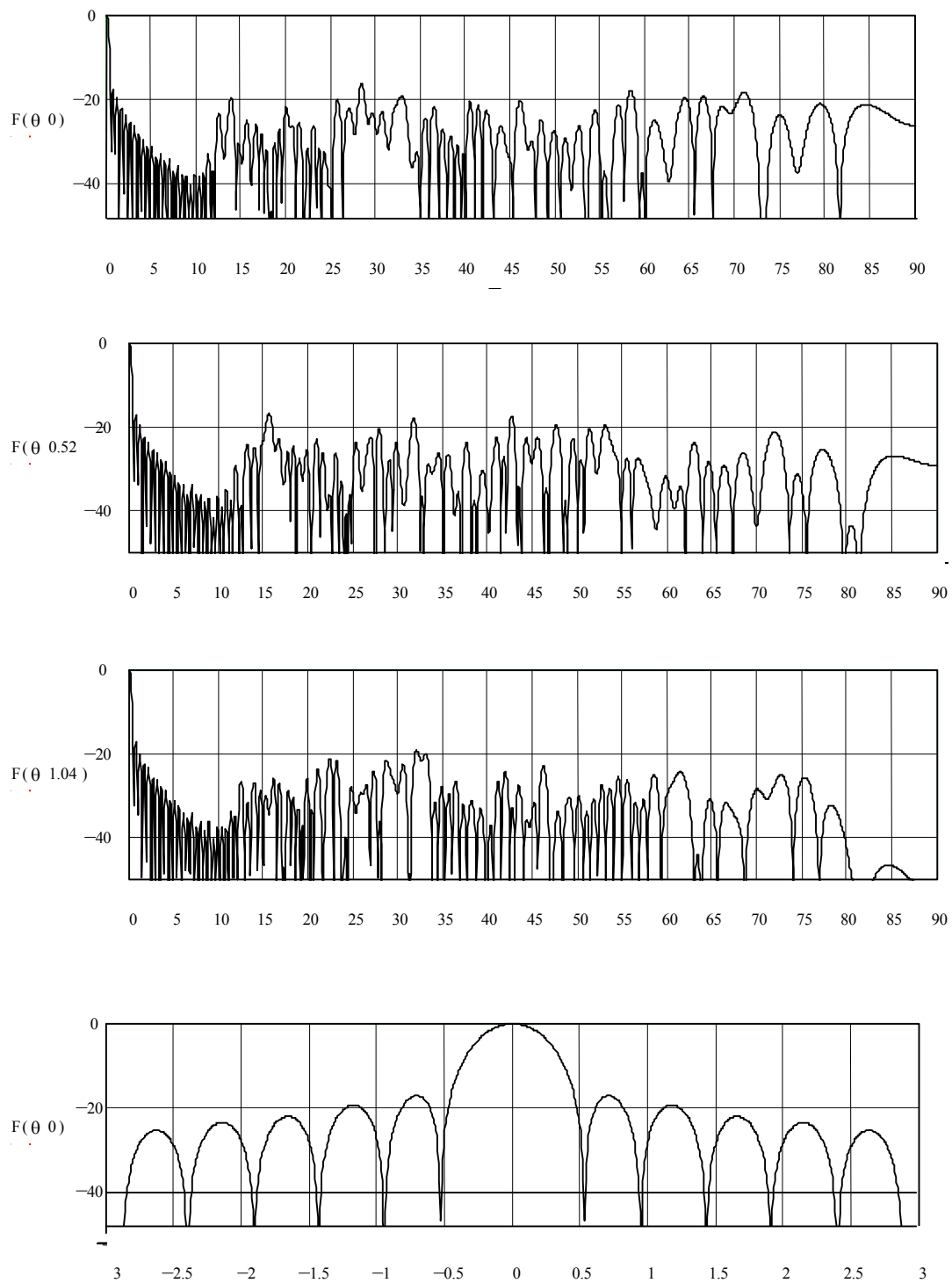


Рис. 4.3.10.

результат расчёта по формуле (4.3.23) для $R = 60$ см и $\lambda = 1$ см при $\theta_0 = 0$ вдоль сечений $\alpha = 0, 30$ и 60° . Здесь также выделен главный лепесток диаграммы направленности, ширина лепестка $\Delta\theta \cong 0,5^\circ$

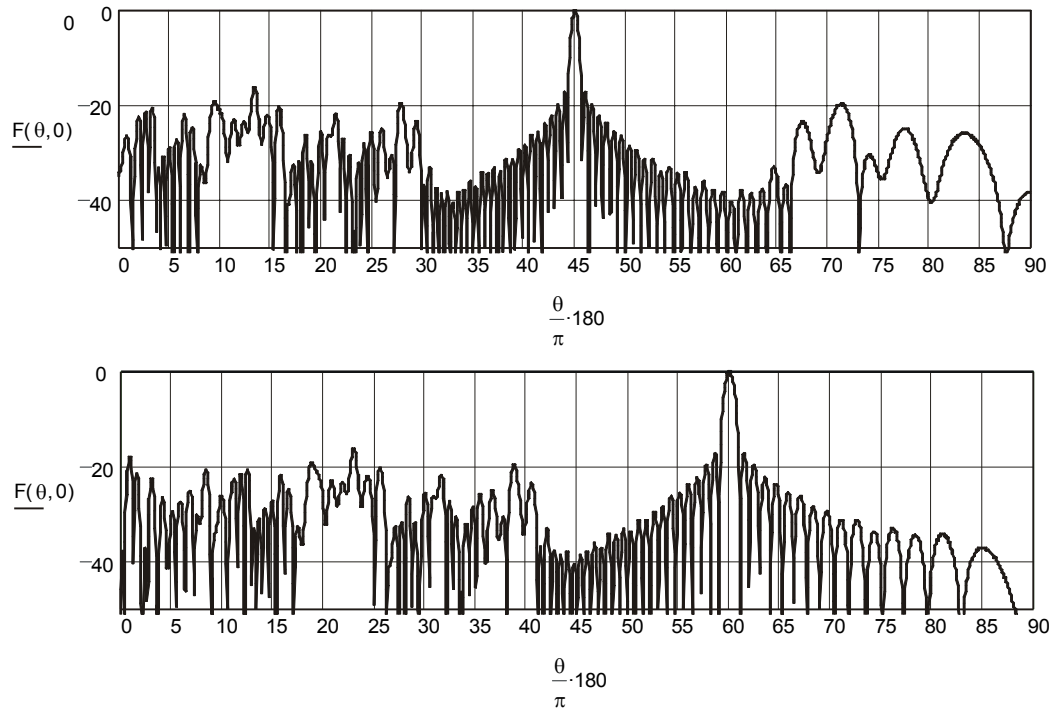


Рис. 4.3.11.

результат расчёта по формуле (4.3.23) для $R = 60$ см и $\lambda = 1$ см при $\theta_0 = 45^\circ$ и 60° вдоль сечений $\alpha = 0$.

$$\Phi(\theta, \alpha) \cong \frac{1}{2} \xi \cdot (\sin p_\theta \theta + \sin p_\alpha \alpha) , \tag{4.3.24}$$

где ξ - максимальный уровень боковых лепестков, числа p_θ и p_α - числа определяющие периодичность лепестков в диаграмме направленности.

Обратимся к формуле для КНД антенны:

$$D = \frac{4\pi\Phi^2(\theta_0, \alpha_0)}{2\pi \int_0^{\pi/2} \Phi^2(\theta, \alpha) \sin \theta d\theta} . \tag{4.3.25}$$

Здесь интегрирование произведено по полусфере, так как решётка излучает только в одну половину пространства. Подставим (4.3.24) в (4.3.25). Учтём, что сильно разреженная решетка основную мощность излучения тратит на создание фона боковых лепестков. Поэтому при оценке КНД вкладом главного луча в поток мощности можно пренебречь. Учтём, что p_θ и $p_\alpha \gg 1$. Произведя интегрирование, получим

$$D = \frac{8}{\xi^2} . \tag{4.3.26}$$

Теперь примем во внимание, что каждый излучатель в составе решётки излучает в половину пространства. Поэтому $D = 2N$, где N число излучателей. Тогда из (4.3.26) окончательно получим:

$$\xi = \frac{2}{\sqrt{N}} . \tag{4.3.27}$$

При $N = 837$ формула (4.3.27) даёт $\xi = -23$ дБ, что удовлетворительно согласуется с диаграммами направленности, (рис. 4.3.10 – 4.3.12). В литературе можно найти описание неэквидистантных (разряженных) решёток с фоном боковых лепестков $\xi = -30$ дБ, что достигается увеличением числа элементов до 5000.

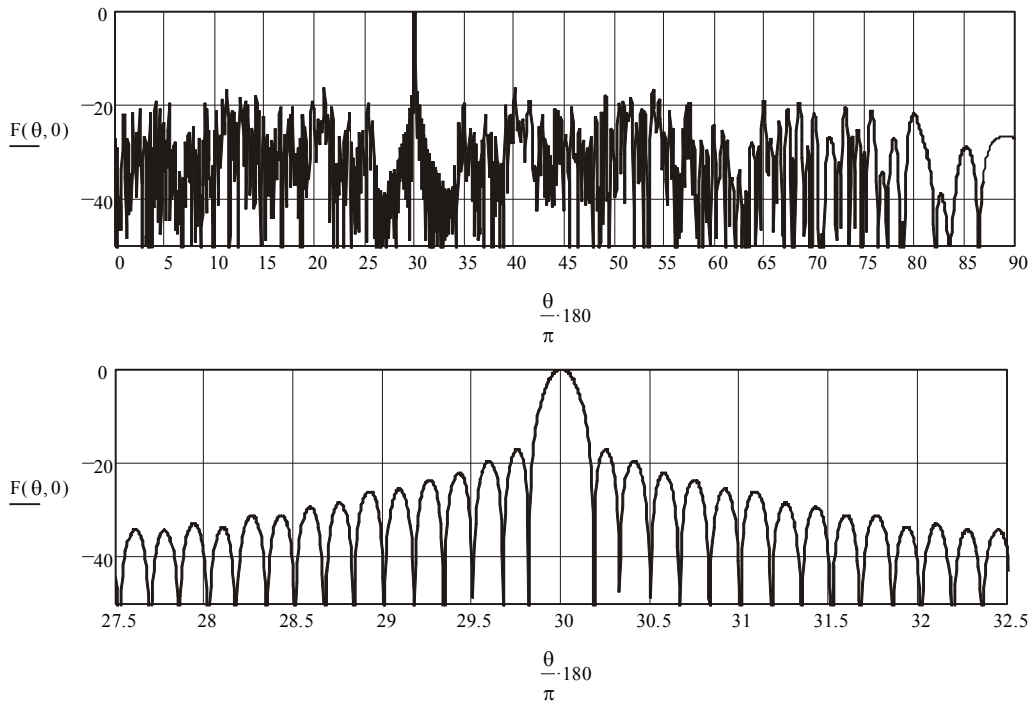


Рис. 4.3.12.

результат расчёта по формуле (4.3.23) для $R = 60$ см и $\lambda = 0,3$ см при $\theta_0 = 30^\circ$ вдоль сечений $\alpha = 0^\circ$. Здесь также выделен главный лепесток диаграммы направленности, ширина лепестка $\Delta\theta \cong 0,15^\circ$

Следует отметить существенное преимущество неэквилидистантных решёток: большее расстояние между излучателями практически исключает влияние взаимной связи между излучателями. Считаем необходимым подчеркнуть ещё раз, что антенны с неравномерным расположением элементов позволяют получить высокую разрешающую способность (узкий луч), но имеют низкий КНД. Поэтому они неприменимы в тех случаях, когда от антенны требуется способность хорошо концентрировать энергию в заданном направлении или собирать максимум энергии подающей волны при приеме. Резкое снижение КНД антенны с неравномерным расположением элементов должно компенсироваться предельно низким уровнем шумов усилителей во входных цепях системы или увеличением мощности СВЧ генераторов.

§ 4.4. Линейное частотное сканирование

Бурное развитие антенной техники в последние годы предъявляет все новые и новые требования как к канализирующим системам, так и к секторам сканирования и девиации частоты, необходимой для их перекрытия. Актуальной являются также задачи многофункционального использования СВЧ модулей, а также их максимального упрощения и удешевления.

Применение фазового метода сканирования, основанного на использовании фазовращателей, имеет ряд недостатков, наиболее существенными из которых является громоздкость, большая масса и стоимость конструкции. Поэтому использование этого метода для больших антенн (с длиной 10 м и более), где требуется осуществлять двумерное сканирование, является нецелесообразным.

Этот раздел посвящается рассмотрению линейных и нелинейных методов частотного сканирования для линейных эквилидистантных систем, а также частотно-фазового сканирования для систем, в которых требуется двумерное движение луча. Приводятся сектора сканирования при использовании тех или иных канализирующих систем. Дан сравнительный анализ одночастотного и двухчастотного методов сканирования.

Проблематика, связанная с частотным сканированием, не является новой. В середине 50-х годов была реализована идея электрического качания луча в широком диапазоне углов путем изменения частоты в дисперсионных замедляющих структурах (фазовая скорость распространения волны в системе меньше постоянной распространения в свободном пространстве ($V_\phi < c$)) [5.29-5.30]. Этот способ сканирования луча, получивший название частотного сканирования, был основан на использовании зависимости замедления поверхностных волн от изменения частоты в резко дисперсионных замедляющих структурах. В начале 60-х годов была реализована эта же идея для ускоряющих структур ($V_\phi > c$) [5.31].

К преимуществам вышеуказанного способа можно отнести простоту его реализации (требуется один генератор и ряд излучателей) и уменьшение массы и стоимости конструкции (нет необходимости использовать фазовращатели).

Важным моментом является определение максимального сектора сканирования при использовании в качестве канализирующей системы тех или иных структур при синфазно связанных с волной излучателях (излучатели расположены по одну сторону от нейтрали) и при противофазно связанных излучателях (излучатели расположены по разные стороны от нейтрали в шахматном порядке). К настоящему времени наиболее подробно рассмотрены возможности частотного сканирования при использовании полых прямоугольных волноводов и ребристых импедансных структур. Однако для целей частотного сканирования могут применяться такие дисперсионные системы, как волноводы, полностью или частично заполненные диэлектриком, змейковые волноводы, волноводы сложных сечений (П- и Н-волноводы), а также не дисперсионные системы: двухпроводные, коаксиальные и плоскостовые линии [5.32,5.33].

Как известно, направление излучения линейной решетки с эквидистантно расположенными по одну сторону от нейтрали излучателями (рис. 4.4.1), возбуждаемыми волной, бегущей вдоль линейки, определяется уравнением

$$\sin \varphi = \frac{\gamma \lambda_d}{d} \tag{4.4.1}$$

В случае, когда излучатели расположены по разные стороны от нейтрали в шахматном порядке (рис. 4.4.2), уравнение примет вид

$$\sin \varphi = \frac{\gamma \lambda_d}{d} - \frac{c}{2df\gamma} \tag{4.4.2}$$

Здесь γ - коэффициент замедления фазовой скорости; d - период структуры (расстояние между соседними излучателями); f - частота генератора, λ_d - геометрическая разность длин канализирующих систем двух соседних излучателей.

1 - канализирующая система, 2 - нейтраль, 3 - щели (излучатели).

Если в качестве канализирующей системы используется прямоугольный полый волновод, то коэффициент $\lambda_d/d=1$, а замедление фазовой скорости может быть определено согласно формуле

$$\gamma = \sqrt{1 - \left(\frac{c}{2af}\right)^2} \tag{4.4.3}$$

где a - поперечное сечение волновода в плоскости Н.

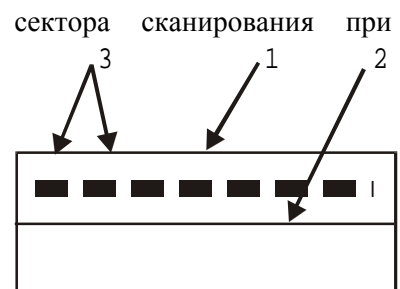


Рис. 4.4.1. Канализирующая система с излучателями, расположенными по одну сторону от нейтрали

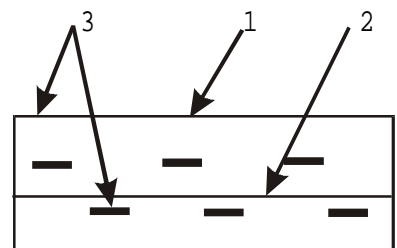


Рис.4.4.2. Канализирующая система с излучателями, расположенными по разные стороны от нейтрали

При определении максимального сектора качания необходимо учитывать, что длина волны генератора имеет как длинноволновую, так и коротковолновую границу. Так длинноволновая граница $\lambda_{\max}=\lambda_{\text{кр}}=2a$.

Коротковолновая граница для прямоугольного волновода обусловлена требованиями отсутствия распространяющихся волн высших типов. Так для волны H_{20} критическая частота $\lambda_{\max}=\lambda_{\text{кр}}=a$.

Т. о. длина волны генератора должна лежать в пределах $a < \lambda < 2a$.

Этим пределам изменения λ согласно формуле (4.4.2) соответствует изменение замедления в диапазоне $0 < \gamma < 0.867$.

Практически, при приближении рабочей длины волны λ_0 к критической $\lambda_{\text{кр}}=2a$ происходит быстрое снижение электропрочности волновода, прямо пропорциональное множителю $[1-(\lambda_0/2a)^2]^{1/2}$, и наблюдается довольно резкое возрастание затухания, обратно пропорциональное тому же множителю. Поэтому длинноволновая граница использования прямоугольного волновода λ_{\max} должна быть хотя бы на 10% ниже критической длины основной волны типа H_{10} . Для полной уверенности в отсутствии распространяющихся волн высших типов минимальная рабочая длина волны λ_{\min} должна превышать критическую длину волны первого высшего типа колебаний (H_{20}) хотя бы на 1%.

Следовательно, замедление может меняться в более узких пределах, удовлетворяющих условию $0.2 < \gamma < 0.867$.

Таким образом, используя выражения (4.4.1) и (4.4.2), можно заключить, что в случае, если излучатели расположены по одну сторону от нейтрали, максимальный сектор сканирования составляет угол $12^\circ \dots 60^\circ$, а при их расположении по разные стороны от нейтрали в шахматном порядке $-90^\circ \dots 14^\circ$.

При использовании волновода, полностью заполненного изотропным диэлектриком, выражение для γ примет вид

$$\gamma = \sqrt{\varepsilon - \left(\frac{c}{2af}\right)^2} \quad (4.4.4)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей волновод.

При использовании прямоугольного волновода, частичного заполненного диэлектриком γ можно определить согласно выражению:

$$\gamma = \sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}} - \left(\frac{c}{2af}\right)^2} \quad (4.4.5)$$

где $\varepsilon_{\text{эфф}}$ - эффективная диэлектрическая проницаемость.

Расчет $\varepsilon_{\text{эфф}}$ сопряжен с определенными трудностями, связанными с необходимостью решения системы трансцендентных уравнений, полученными на основании записи граничных условий. Однако в большинстве случаев значение $\varepsilon_{\text{эфф}}$ лежит в пределах $1,3 \dots 2,5$.

Отметим также, что в случае использования волноводов с частичным или полным диэлектрическим заполнением в формулах (4.4.1) и (4.4.2) коэффициент $\lambda_T/T=1$. Отличным от единицы (большим единицы) он становится при использовании змейкового волновода.

Если в качестве канализирующей системы используется двухпроводная или полосковая линия, то, очевидно, что сканирование возможно только в случае противофазно связанных с волной излучателей. При этом выражение для угла излучения примет вид:

$$\sin \varphi = \frac{c}{V_\phi} - \frac{c}{2fT} = 1 - \frac{c}{2fT} \quad (4.4.6)$$

где V_ϕ - фазовая скорость распространения волны в системе.

При использовании полосковой линии формула для угла излучения примет вид

$$\sin \varphi = \varepsilon - \frac{c}{2fd} \quad (4.4.7)$$

Основным недостатком частотного способа сканирования является изменение излучаемой частоты при сканировании в требуемом угловом секторе, следствием чего является ряд ограничений с точки зрения оптимального приема и помехозащищенности. Кроме того, имеются ограничения на сектора сканирования при использовании ряда канализирующих систем. Так при использовании полого прямоугольного волновода (ускоренная система) максимальный сектор сканирования при излучателях, расположенных по одну сторону нейтрали составляет угол $12^\circ \dots 60^\circ$, а при излучателях, находящихся по разные стороны от нейтрали $-90^\circ \dots 14^\circ$. Если в качестве канализирующей системы используется любая замедленная или недисперсионная структура, то частотное сканирование возможно только при излучателях, расположенных по разные стороны от нейтрали.

Применение той или иной канализирующей системы обусловлено принципиальной возможностью осуществления сканирования в заданном угловом секторе, требованиями к девиации частоты, необходимой для перекрытия этого сектора, а также минимизацией массы и стоимости конструкции. Если, например, поставлена задача осуществления сканирования в широком угловом секторе при малой девиации частоты, то необходимо использовать сильно дисперсионные системы, такие как волновод с диэлектрическим заполнением, змейковый волновод или полый волновод с малым поперечным сечением в плоскости Н. Если требуется сканировать в широком угловом секторе при большой девиации частоты, то целесообразно использовать системы с малой дисперсией (полый волновод с большим поперечным сечением, полосковая линия). Волноводы с частичным диэлектрическим заполнением целесообразно использовать в тех случаях, когда необходимо расширить сектор сканирования. Это происходит за счет смещения граничной частоты, отвечающей за возникновение высших типов колебаний в высокочастотную область. Использование волноводов сложных сечений (П- и Н-волноводы) позволяет получить практически такой же сектор сканирования, как и в случае прямоугольных волноводов. Их преимущество заключается в компактности и меньших габаритах. Таким образом, их применение особенно целесообразно в случае, когда использование полых волноводов проблематично вследствие больших габаритных размеров.

§ 4.5. Нелинейное сканирование на основе использования двух частот (двухчастотное сканирование)

Вышерассмотренное частотное сканирование принадлежит к линейным способам сканирования. В настоящем параграфе предлагается к рассмотрению принципиально новый нелинейный способ частотного сканирования (двухчастотный способ). Основная его идея заключается в замене первичной электромагнитной волны (одночастотный случай) вспомогательным электромагнитным излучением (аналогом плоской электромагнитной волны), интенсивность которого зависела бы от пространственных координат и времени приблизительно так же, как поле плоской электромагнитной волны рабочей частоты. Чтобы аналог мог играть для линейки излучателей роль электромагнитной волны, каждый модуль линейки должен содержать антенну для приема вспомогательного излучения и детектор, встроенный в излучатель, мгновенное значение сигнала на выходе которого пропорционально мгновенному значению интенсивности аналога, а, следовательно, пропорционально полю плоской электромагнитной волны в точке расположения модуля.

В качестве аналога электромагнитной волны можно использовать суперпозицию двух волн с разными частотами от двух источников, расположенных в разных точках волноводной структуры. В результате такой суперпозиции возникает так называемая "волна интенсивности", частота которой - излучаемая частота - равна разности частот первичных источников, а разность фаз в излучателях меняется, обеспечивая сканирование диаграммы направленности [5.32]. Таким образом, изменяя соответствующим образом частоты в диспергирующих системах, имеется принципиальная возможность осуществления сканирования, при котором излучаемая частота будет оставаться постоянной.

Чтобы сигнал на выходе детектора был пропорционален интенсивности суммарных колебаний во вспомогательной антенне, в качестве детектора следует использовать квадратичный детектор.

Рассмотрим отличительные особенности двухчастотного метода частотного сканирования с точки зрения определения сектора сканирования и возможности использования тех или иных канализирующих систем.

Если в периодической волноводной структуре распространяются навстречу друг другу две волны $(E_1 = E_{01} \cdot e^{i(k_{1cp} \cdot x_1 - \omega_1 \cdot t)}$ и $E_2 = E_{02} \cdot e^{-i(k_{2cp} \cdot x_2 + \omega_2 \cdot t)})$ (рис. 4.5.1), то в результате их суперпозиции на квадратичных детекторах получится так называемая волна интенсивности

$$I = (E_1 + E_2) \cdot (E_1^* + E_2^*) = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(k_{1cp}x_1 + k_{2cp}x_2 - \omega_u t) \quad (4.5.1)$$

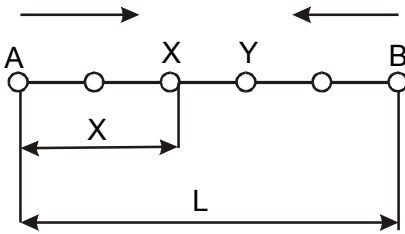


Рис. 4.5.1

Суперпозиция волн, распространяющихся в периодической системе навстречу друг другу. А и В - места распространения источников

где $\omega_u = \omega_1 - \omega_2$ - излучаемая частота, E_{01} и E_{02} - амплитуды волн, k_{1cp} и k_{2cp} - постоянные распространения в среде, x_1 и x_2 - расстояние от первого и второго источника соответственно до точки сложения волн.

Таким образом, в результате суперпозиции во вспомогательной антенне модуля имеют место биения колебаний. Частота биений - излучаемая частота - равна разности частот первичных волн $\omega_u = \omega_1 - \omega_2$.

В формуле (4.4.1) величина $k_{1cp} \cdot x_1 + k_{2cp} \cdot x_2$ соответствует пространственному фазовому распределению и определяет направление луча. Вычислив разность фаз в точках расположения двух соседних излучателей, можно легко определить набег фазы

между ними. В результате несложных математических выкладок имеем

$$\Delta\varphi_{xy} = (k_{1cp} - k_{2cp})d \quad (4.5.2)$$

Необходимо отметить, что в случае распространения в периодической волноводной структуре двух волн в одном направлении получится волна интенсивности

$$I = (E_1 + E_2) \cdot (E_1^* + E_2^*) = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(k_{1cp}x_1 - k_{2cp}x_2 - \omega_u t) \quad (4.5.3)$$

Однако, как и в случае суперпозиции волн, распространяющихся навстречу друг другу (рис.4.5.2), набег фазы между соседними излучателями также определяется формулой (4.5.2) Таким образом, угол сканирования, непосредственно связанный с этим набегом, в обоих случаях может быть определен согласно формулам:

$$\sin \varphi = \frac{f_1\gamma_1 - f_2\gamma_2}{f_1 - f_2} \frac{\lambda_d}{d} \quad (4.5.4)$$

для случая синфазно связанных с волной излучателей и

$$\sin \varphi = \frac{f_1\gamma_1 - f_2\gamma_2}{f_1 - f_2} \frac{\lambda_d}{d} \frac{c}{2d(f_1\gamma_1 - f_2\gamma_2)} \quad (4.5.5)$$

в случае противофазно связанных с волной излучателей.

Здесь f_1 и f_2 - частоты от первичных генераторов, γ_1 и γ_2 - коэффициенты замедления фазовой скорости для первой и второй волны соответственно.

Невозможность осуществления сканирования в случае синфазно связанных с волной излучателей обусловлена тем, что правая часть выражения (4.4.4) по модулю всегда больше единицы.

В случае противофазно связанных излучателей при тщательном подборе значения излучаемой частоты f_u , поперечного сечения волновода a и периода структуры d теоретически можно добиться того, чтобы сектор сканирования составлял угол $-90^\circ \dots 90^\circ$.

Для целей двухчастотного сканирования в качестве канализирующей системы можно использовать прямоугольный полый волновод, прямоугольный волновод, частично или полностью заполненный диэлектриком, змейковый волновод, волноводы сложных сечений (П- и Н-волноводы) и т. д.

Использование той или иной канализирующей системы влечет за собой различия в определении коэффициентов γ и $\lambda d/d$ (см. материал для одночастотного сканирования и формулы (4.4.3)-(4.4.5)). Как показывает анализ формулы (4.5.5) с учетом соотношений для γ для осуществления сканирования в широком угловом секторе необходимо, чтобы излучаемая частота f_u не была слишком большой ($f_u \sim 0,5 \dots 3$ ГГц), так как в противном случае для реализации сканирования при сохранении неизменной излучаемой частоты потребуются слишком высокие значения частот f_1 и f_2 , что зачастую неосуществимо на практике. Иными словами, с увеличением f_u , начиная с определенного значения $f_{u_{min}}$, сектор сканирования начнет сужаться, стягиваясь к верхней границе. В ряде случаев нижняя граница сектора сканирования обусловлена также требованием к отсутствию высших типов колебаний. Верхняя граница сектора сканирования, в свою очередь, обусловлена условием существования волны в волноводе (как видно из формулы (4.4.5), она определяется значениями поперечного сечения волновода a , частоты f_2 (при условии $f_1 > f_2$), а также периода структуры d). Подбирая определенным образом параметры f_u , a и d , возможна реализация случая, при котором сканирование станет принципиально невозможным.

Отметим ряд особенностей, характерных для двухчастотного способа частотного сканирования:

1. Принципиальная невозможность осуществления сканирования при использовании в качестве канализирующих систем любых не дисперсионных структур (двухпроводная, коаксиальная или полосковая линии), а также дисперсионных структур при излучателях, расположенных эквидистантно и по одну сторону от нейтрали.

2. При использовании дисперсионных структур при условии расположения излучателей по разные стороны от нейтрали в шахматном порядке, подбором параметров a , T , f_u и ε можно добиться как сканирования в максимальном секторе $-90^\circ \dots 90^\circ$, так и его отсутствия:

2.1 Увеличение поперечного сечения волновода a при неизменных значениях Δf и T приводит к увеличению девиации частот Δf_1 и Δf_2 , при которой перекрывается максимально возможный сектор сканирования. Начиная с определенного порогового значения a_{min1} происходит сужение сектора сканирования, точнее говоря, его стягивание к нижней границе; при превышении второго порогового значения a_{min2} начинается встречный процесс стягивания к верхней границе. При превышении определенного значения a сканирование становится принципиально невозможным.

2.2 Аналогичные результаты влечет за собой увеличение расстояния между соседними излучателями T при неизменных значениях f_u и a . Однако необходимо отметить, что изменение T оказывает более сильное влияние на изменение сектора сканирования, чем изменение a на ту же величину.

2.3 Использование в качестве канализирующей системы прямоугольного волновода, полностью заполненного диэлектриком по сравнению с прямоугольным полым волноводом при тех же значениях f_u , a и T , приводит к увеличению девиации частот, требующейся для перекрытия заданного сектора сканирования. Начиная с определенного значения ε , происходит сужение сектора сканирования (его стягивание к верхней границе). При превышении определенного порогового значения ε_{max} сканирование станет принципиально невозможным.

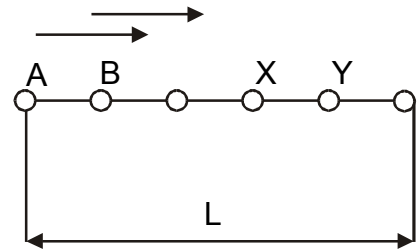


Рис. 4.5.2
Суперпозиция волн, распространяющихся в периодической системе в одном направлении

§ 4.6. Частотно-фазовое сканирование

Для решения большинства современных задач необходимо осуществлять сканирование сразу в двух плоскостях: горизонтальной и вертикальной (двумерное сканирование). В настоящее время для решения подобных задач применяется фазовый способ сканирования, основанный на использовании фазовращателей как в одной, так и в другой плоскости. Однако он имеет существенный недостаток, особо ярко выраженный для больших многоэлементных антенн (например, для многоэлементных ФАР и АФАР): необходимость использования большого количества фазовращателей, что увлечет за собой увеличение массы и стоимости конструкции.

Недостатки фазового способа сканирования побудили к поиску других способов. Так был предложен частотно-фазовый способ (точнее, одночастотно-фазовый, при котором сканирование в

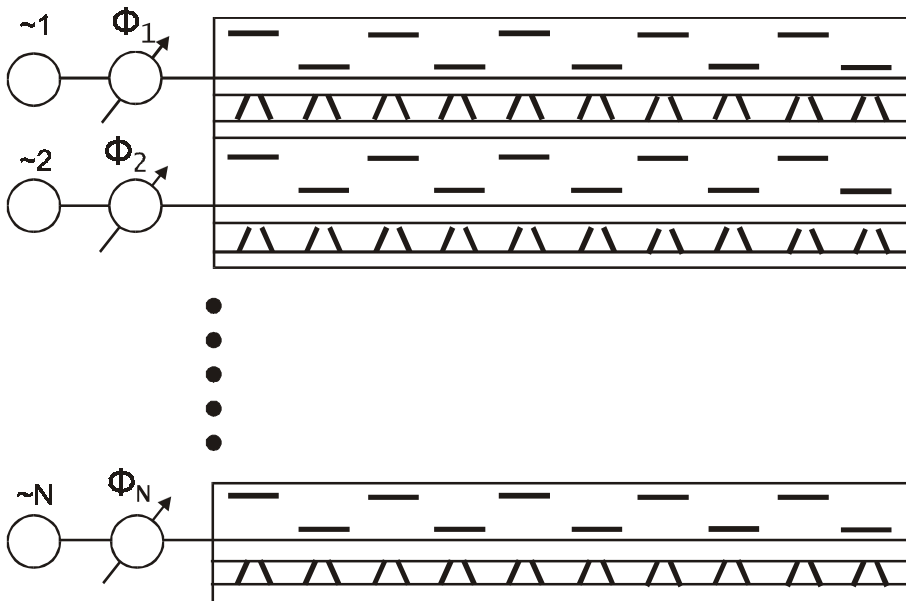


Рис. 4.6.1

Схема АФАР, сканирование в которой осуществляется
одночастотно-фазовым способом. $\sim 1, \sim 2, \dots, \sim N$ - генераторы,
 $\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_N$ - фазовращатели

одной из плоскостей осуществляется традиционным частотным способом сканирования на основе использования одного источника частоты, а в другой - фазовым) (рис. 4.6.1). К его преимуществам следует отнести уменьшение вдвое числа фазовращателей и, как следствие упрощение конструкции. Тем не менее, использование частотного способа сопряжено, с рядом трудностей, связанными с обеспечением широкоугольного сканирования, а также сложностями в преодолении противоречия между сектором сканирования в заданной, полосе частот и ограничением на смещение луча в том же частотном диапазоне. Последнее противоречие может быть преодолено при сканировании, осуществляемом двухчастотно-фазовым способом (в одной из плоскостей движение луча осуществляется с помощью нелинейного сканирования на основе использования двух источников частот). Однако и этот способ имеет ряд ограничений. Его реализация возможна только при условии использования в качестве канализирующей системы дисперсионных структур при излучателях, расположенных по разные стороны от нейтральной, не слишком большого значения излучаемой частоты (0,5...5 ГГц) и тщательном подборе параметров системы: поперечного сечения волновода в плоскости Н, расстояния между соседними излучателями и диэлектрической проницаемости среды, заполняющей волновод. Кроме того, этот метод требует использования достаточно большого количества нелинейных элементов (квадратичных детекторов), что увеличивает массу и стоимость конструкции.

Таким образом, каждый из вышеуказанных способов имеет свои преимущества и недостатки, а выбор того или иного из них в конечном итоге зависит от требований к сектору сканирования в одной и другой плоскостях, девиации частот, необходимой для перекрытия этих секторов и привязке этих требований к ширине диаграммы направленности антенны, а также максимальному упрощению и удешевлению конструкции.

Отметим, что применение частотного способа сканирования сразу в двух плоскостях, с помощью которого можно было бы существенно упростить конструкцию антенны, уменьшить ее массу и стоимость, весьма проблематично, прежде всего, в связи с различными законами изменения частоты в этих плоскостях.

Отметим, что в случае осуществления сканирования в широком угловом секторе при большой девиации частоты, необходимой для его перекрытия, и высоких абсолютных значениях излучаемых частот при узкой ширине диаграммы направленности, а также при условии невыхода за ширину диаграммы направленности при прохождении всего диапазона частот (например, $\varphi=5^\circ\dots 15^\circ$, $\Delta f=800$ МГц, $f=10\dots 15$ ГГц, $\Delta\varphi=0,3^\circ$) целесообразно использовать фазовый метод сканирования.

При широком секторе сканирования, при достаточно узкой полосе частот, низких абсолютных значениях излучаемых частот и узкой диаграмме направленности при условии невыхода за пределы ширины диаграммы направленности во всем частотном диапазоне (например, $\varphi=5^\circ\dots 5^\circ$, $f=2\dots 4$ ГГц, $\Delta\varphi=0,3^\circ$) наиболее целесообразным будет использование двухчастотно-фазового сканирования.

Если требуется осуществление сканирования в узком секторе в достаточно широкой полосе частот при широкой диаграмме направленности при условии невыхода за пределы ширины диаграммы направленности при прохождении всего диапазона частот (например, $\varphi=-1^\circ\dots 1^\circ$, $f=10\dots 15$ ГГц, $\Delta\varphi=1^\circ$), то для решения подобной задачи наиболее приемлемым будет использование одночастотно-фазового сканирования.

В заключение отметим ряд особенностей, связанных с применением частотного способа при сканировании в одной из плоскостей:

◇ Если для перекрытия требуемого углового сектора в одной из плоскостей с помощью одночастотного способа требуется большая девиация частоты, то это влечет за собой использование, в качестве канализирующих систем, структур с малой дисперсией (например, волноводов с большим поперечным сечением в плоскости Н). Условие невыхода луча за пределы ширины диаграммы направленности при прохождении всего диапазона частот при достаточно большом секторе сканирования влечет за собой использование большого количества таких волноводов; использование антенны и на прием и на передачу, влечет за собой дополнительное увеличение числа используемых волноводов в 2 раза. Все это приводит к увеличению громоздкости и массы конструкции. Одним из выходов из создавшейся ситуации может являться использование двухсторонней запитки волноводов. В этом случае перекрываемый сектор сканирования станет в два раза шире по сравнению с использованием таких же волноводов с односторонней запиткой. Другим выходом может стать применение двухчастотного способа.

◇ Использование двухсторонней запитки возможно только при условии, что излучение будет происходить в направлениях, близких к нормали, т. к. в противном случае сектор сканирования разобьется на два независимых сектора (образуется "мертвая зона").

◇ При излучении в направлении нормали во избежание "эффекта нормали" необходимо либо неэквидистантное расположение излучателей, либо между ними должна быть различная связь (щели должны быть расположены на разном расстоянии от нейтрали).

ГЛАВА 5

ИСКАЖЕНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ С НЕМЕХАНИЧЕСКИМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

В гл. 2, анализируя системы излучателей, говорилось о влиянии случайных разбросов амплитуд и фаз токов в излучателях на положение луча системы излучателей в пространстве. Для антенн с большим числом элементов случайные ошибки мало сказываются на *положении* луча. В этом смысле неизбежное увеличение числа излучателей оказывается полезным, так как большое их число приводит к усреднению случайных ошибок.

Значительно более опасными для нарушения точности работы антенны являются ошибки, вызванные какими-либо причинами, общими для всех или большинства управляющих устройств. Такими общими причинами могут быть изменения частоты сигнала, температуры окружающей среды, нестабильность общего для всех управляющих устройств источника питания и т. п. Эти ошибки назовем *детерминированным* или *систематическими*. В главе дан анализ влияния на искажения диаграммы направленности антенны ошибок такого рода.

Помимо угловых ошибок в положении луча ошибки в амплитудно-фазовом распределении могут привести к росту боковых лепестков в каких-либо определенных направлениях. Искажения диаграммы направленности антенны, связанные с появлением нежелательных боковых лепестков также представлены в настоящей главе.

Приведем некоторые общие характеристики угловых ошибок, возникающих при различных способах управления лучом антенны.

Амплитудный вариант

Под таким названием в гл. I мы рассматривали систему излучателей, расположенных в фокальной плоскости зеркала или линзы. В этом случае можно наметить два основных источника систематических ошибок:

1. Нарушение характеристик коммутаторов, включенных в цепи питания излучателей. Если это нарушение связано с какой-либо общей причиной (изменение частоты сигнала, нагрев, старение и т. п.), то это приведет к систематическому смещению луча. Кроме того, в связи с просачиванием энергии через коммутаторы, далеко отстоящие от основного открытого коммутатора, появляется соответствующее боковое излучение.

2. Аберрации оптической системы (зеркала или линзы), которые приводят к росту боковых лепестков, и также к тому, что угол смещения луча оказывается не равным угловому смещению источника излучения от оси системы.

Расчет систематических ошибок амплитудного варианта несложен. Искажение амплитудного распределения токов в излучателях приводит к смещению их центра излучения. Расчет этого смещения может быть легко сделан по формулам, приведенным в гл.2. Что касается аберраций оптических систем, то они в случае немеханического переключения оказываются такими же, как и в случае простого механического перемещения излучателя. Соответствующие расчеты имеются в [4.30 - 32], их обсуждение выходит за рамки данной книги.

Фазовый вариант

Рассмотрим систематические ошибки плоской решетки излучателей с управляемой фазой токов. Полученные оценки будут пригодны и для более сложных антенных систем (кольцевая антенна и т. п.).

Основными источниками систематических ошибок решетки или линейки излучателей являются следующие:

◇ непропорциональность фазового сдвига, заданного фазовращателями, частоте сигнала (дисперсия), из-за чего положение луча в пространстве зависит от частоты.

◇ изменение характеристик фазовращателей, вызванное общей причиной, из-за чего нарушается непосредственная связь между положением луча и управляющими токами или напряжениями, воздействующими на фазовращатели.

◇ гистерезис фазовращателей. Под *гистерезисом* понимается зависимость величины фазового сдвига от того, как он изменялся в предшествующие моменты времени. Наиболее ярко гистерезис выражен у ферритовых фазовращателей (из-за магнитного гистерезиса феррита); однако он может быть присущ и другим видам управляющих устройств в силу различных причин, например из-за особенностей работы управляющей схемы.

Особую роль занимают ошибки, возникающие вследствие взаимной связи между излучателями. Здесь большую роль играет не только сама величина связи, но и особенности фидерной системы, питающей излучатели. Все эти причины могут привести также и к тому, что фазовый фронт в антенне будет неплоским. Это, в свою очередь, является причиной роста боковых лепестков.

§ 5.1. ПОЛОЖЕНИЕ ЛУЧА АНТЕННЫ ПРИ ИЗВЕСТНОМ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТОКОВ В ПЛОСКОЙ РЕШЕТКЕ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Рассмотрим в первую очередь вклад диаграммы направленности отдельного излучателя в положение луча системы в целом. Диаграмма направленности решётки излучателей представляет собой произведение множителя системы на диаграмму направленности излучателя. Поскольку оба множителя интересуют нас с точки зрения их главных лепестков, то с высокой степенью точности обе диаграммы можем аппроксимировать гауссовой кривой.

Тогда диаграмма направленности всей системы может быть записана так:

$$\Phi(\theta) = e^{-\left[\frac{1,18(\theta-\theta_0)}{\Delta_1}\right]^2} e^{-\left(\frac{1,18\theta}{\Delta_2}\right)^2} \tag{5.1.1}$$

Здесь Δ_1 - ширина главного луча множителя системы;

θ_0 - положение оси главного луча;

Δ_2 - ширина главного луча отдельного излучателя (рис. 5.1.1).

Найдем производную от $\Phi(\theta)$

$$\frac{d\Phi(\theta)}{d\theta} = -2 \cdot 1,18^2 e^{-1,18^2 \left[\left(\frac{\theta-\theta_0}{\Delta_1}\right) + \left(\frac{\theta}{\Delta_2}\right)^2 \right]} \left[\frac{\theta-\theta_0}{\Delta_1^2} + \frac{\theta}{\Delta_2^2} \right] \tag{5.1.2}$$

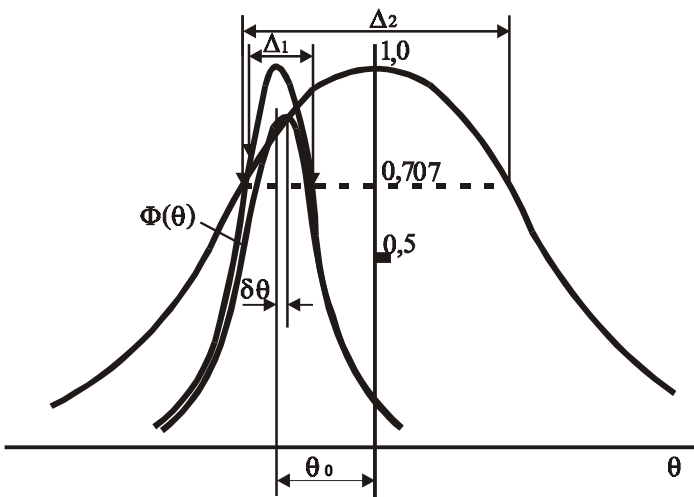


Рис. 5.1.1.

Смещение максимума диаграммы направленности за счет влияния направленности отдельного излучателя

и приравняем ее нулю. Найдем угол θ' , при котором располагается максимум диаграммы направленности:

$$\theta' = \frac{\Delta_2^2}{\Delta_1^2 + \Delta_2^2} \cdot \theta_0 \tag{5.1.2}$$

Положим, что $\Delta_1 = \Delta\theta$ - ширина луча системы в целом; $\Delta_2 = \theta_k$ - сектор движения луча. Тогда

$$\theta' = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\theta}{\theta_k}\right)^2} \cdot \theta_0 \cong \theta_0 - \left(\frac{\Delta\theta}{\theta_k}\right)^2 \cdot \theta_0 \tag{5.1.3}$$

Обозначим угловую ошибку $\delta\theta = \theta_0 - \theta'$ и будем также считать, что

$$\theta_k / \Delta\theta = n, \quad \theta_0 = \theta_k / 2; \quad (5.1.4)$$

и в этом случае получим максимальную ошибку.

Найдем для этого случая относительную ошибку

$$\frac{\delta\theta}{\Delta\theta} = \frac{1}{2n}. \quad (5.1.6)$$

Таким образом, ошибка в долях ширины луча оказывается при большом числе элементов в антенне незначительной. Поэтому в дальнейшем не будем больше говорить о влиянии диаграммы направленности отдельного излучателя на положение луча антенны в целом.

Для того чтобы анализировать смещение луча при различных изменениях амплитудно-фазового распределения, нужно получить выражения, связывающие положение луча с любым произвольным распределением амплитуд и фаз токов в излучателях. Этому и будет посвящен следующий параграф. После этого можно будет рассчитать уход луча из-за причин, вызывающих ошибки амплитудно-фазового распределения. Кроме того, мы постараемся оценить изменение уровня боковых лепестков.

Допустим, что известно распределение амплитуд и фаз токов в произвольной плоской решетке излучателей. Пусть при этом распределение фаз отличается от плоского, но отличие это не очень велико в том смысле, что диаграмма направленности решетки еще не рассыпается, а продолжает иметь свою вполне определенную форму, т. е. иметь главный максимум и боковые лепестки, уровень которых существенно меньше уровня главного луча. Такая ситуация возможна в том случае, когда распределение фаз токов в излучателях отклоняется от плоского фазового фронта не более чем на $30 \dots 45^\circ$. Следует определить, насколько сместится максимум главного луча диаграммы направленности от заданного положения, насколько возрастут боковые лепестки при заданном известном распределении амплитуд и фаз.

Здесь мы будем искать главный максимум луча диаграммы направленности, вычисляя производную от диаграммы направленности по мощности. Этот способ отличается от того, который мы применяли в § 2.8 для нахождения положения центра луча. Там мы искали положение центра луча, сравнивая значение диаграммы направленности на ее спадах; здесь мы предполагаем искать экстремальную точку главного луча диаграммы направленности. Эти два различных на первый взгляд способа должны привести к одному и тому же результату. Гарантией этого, (см. § 2.8), является то, что диаграмма направленности любой антенны описывается функцией, представленной ограниченным отрезком ряда Фурье. Действительно, пусть

$$\Phi(\theta) = \frac{A_0}{2} \sum_{k=1}^n A_k \cos(k\theta - \varphi_k). \quad (5.1.7)$$

Сравнение значений диаграммы направленности на спадах означает решение уравнения

$$\Phi(\theta_0 + \delta\theta) - \Phi(\theta_0 - \delta\theta) = 0, \quad (5.1.8)$$

из которого находим угол θ_0 , определяющий положение центра луча. Подставляя сюда $\Phi(\theta)$ в виде ряда Фурье, получаем

$$\sum_{k=1}^n A_k \sin(k\theta_0 + \varphi_k) \sin k\delta\theta = 0. \quad (5.1.9)$$

Нахождение экстремальной точки означает решение уравнения $d\Phi(\theta)/d\theta = 0$, подставляя в которое (5.1.7) получаем:

$$\sum_{k=1}^n A_k k \sin(k\theta_0 + \varphi_k) = 0. \quad (5.1.10)$$

Если $\delta\theta$ достаточно мало, то, принимая $\sin k\delta\theta \cong k\delta\theta$, получаем, что (5.1.9) переходит в (5.1.10). Таким образом, оба способа эквивалентны. Разумеется, этот переход должен выполняться при всех значениях k вплоть до максимального $k = n$. Здесь начинает играть роль ограниченность ряда Фурье.

Если предположить, что $\delta\theta$ сравнима с полушириной луча, то чем уже луч при заданном числе n , тем точнее соблюдается эквивалентность этих двух способов определения положения луча. Это говорит о том, что эквивалентность соблюдается для антенн, обеспечивающих максимум КНД в заданном направлении.

Итак, рассмотрим произвольную плоскую решетку излучателей. Ее диаграмма направленности

$$\Phi(\theta, \alpha) = \sum_{i=1}^m I_i e^{j[k(x_i \cos \alpha_x + y_i \cos \alpha_y) - \psi_i]} \quad (5.1.11)$$

Здесь I_i , ψ_i - амплитуда и фаза тока в i -ом излучателе; x_i , y_i - координаты этого излучателя; $\cos \alpha_x$, $\cos \alpha_y$ - направляющие косинусы, определяющие заданное направление в пространстве. Они просто связаны со сферическими координатами θ , α :

$$\cos \alpha_x = \sin \theta \cos \alpha, \quad \cos \alpha_y = \sin \theta \sin \alpha. \quad (5.1.12)$$

Диаграмма направленности по мощности

$$P(\theta, \alpha) = \sum_{i=1}^m \sum_{s=1}^m I_i I_s e^{j\left\{k\left[(x_i - x_s) \cos \alpha_x + (y_i - y_s) \cos \alpha_y\right] - \psi_i + \psi_s\right\}}. \quad (5.1.13)$$

Возьмем производные по $\cos \alpha_x$ и $\cos \alpha_y$ и, приравняв их нулю, получим

$$\sum_{i=1}^m \sum_{s=1}^m I_i I_s (x_i - x_s) \times e^{j\left\{k\left[(x_i - x_s) \cos \alpha_{x,0} + (y_i - y_s) \cos \alpha_{y,0}\right] - \psi_i + \psi_s\right\}} = 0 \quad (5.1.14)$$

$$\sum_{i=1}^m \sum_{s=1}^m I_i I_s (y_i - y_s) \times e^{j\left\{k\left[(x_i - x_s) \cos \alpha_{x,0} + (y_i - y_s) \cos \alpha_{y,0}\right] - \psi_i + \psi_s\right\}} = 0$$

Полученные выражения представляют собой систему уравнений относительно $\cos \alpha_{x,0}$ и $\cos \alpha_{y,0}$. Здесь $\cos \alpha_{x,0}$ и $\cos \alpha_{y,0}$ - направляющие косинусы, определяющие направление оси луча.

Чтобы сделать решение этой системы несложным, сделаем некоторые преобразования. Заметим, что под знаком двойной суммы первой строки системы стоит разность двух величин. Представим себе вычитаемое, как отдельную сумму и поменяем в ней местами индексы. После этого под знаком суммы в вычитаемом будет стоять x_i вместо x_s , что, в свою очередь, приведет также к замене знака в показателе степени. В результате первая строка системы (5.1.14) запишется так:

$$\sum_{i=1}^m \sum_{s=1}^m I_i I_s x_i \sin \left\{k\left[(x_i - x_s) \cos \alpha_{x,0} + (y_i - y_s) \cos \alpha_{y,0}\right] - \psi_i + \psi_s\right\} = 0. \quad (5.1.15)$$

Величина фазового сдвига $k(x_i \cos \alpha_{x,0} + y_i \cos \alpha_{y,0})$ определяет фазу в i -м излучателе, соответствующую линейному фазовому распределению фаз в излучателях при заданном направлении максимального излучения. Так как отклонение истинного значения фазового сдвига ψ_i от того, который был бы при линейном распределении, невелико, поскольку под знаком синуса стоит разность этих сдвигов, то, пользуясь ее малостью, заменим синус аргументом. Тогда первая строчка системы (5.1.14) приобретает такой вид:

$$\begin{aligned} \cos \alpha_{x,0} \left\{ \sum_{i=1}^m I_i x_i^2 \sum_{s=1}^m I_s - \sum_{i=1}^m I_i x_i \sum_{s=1}^m I_s x_s \right\} + \cos \alpha_{y,0} \left\{ \sum_{i=1}^m I_i x_i y_i \sum_{s=1}^m I_s - \sum_{i=1}^m I_i x_i \sum_{s=1}^m I_s y_s \right\} = \\ = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^m I_i x_i \psi_i \sum_{s=1}^m I_s - \frac{1}{k} \sum_{i=1}^m I_i x_i \sum_{s=1}^m I_s \psi_s \end{aligned} \quad (5.1.16)$$

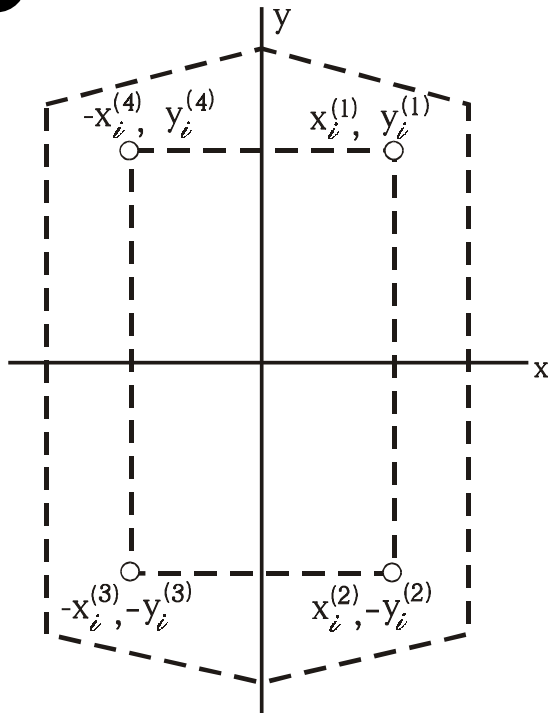


Рис. 5.1.2.

К пояснению симметрии решетки излучателей

Если проделать аналогичные преобразования и со второй строкой системы (5.1.14), то получится линейная система уравнений относительно $\cos\alpha_{x,0}$ и $\cos\alpha_{y,0}$. Однако полученные формулы довольно громоздки. Упростим их для случая, когда рассматриваемая решетка излучателей обладает симметрией относительно двух взаимно перпендикулярных осей. Как правило, на практике встречаются решетки: прямоугольная, круглая, шестигранная, овальная и т. д. Не уменьшая общности, можно считать, что координатные оси совмещены с осями симметрии решетки (рис. 5.1.2). Разобьем решетку на четыре квадранта и пронумеруем излучатели индексами i , а также цифрой в скобках, указывающей номер квадранта. Для решетки, обладающей указанной симметрией, можем написать:

$$\begin{aligned} x_i^{(1)} &= x_i^{(2)} = -x_i^{(3)} = -x_i^{(4)}, \\ y_i^{(1)} &= -y_i^{(2)} = -y_i^{(3)} = y_i^{(4)}, \\ I_i^{(1)} &= I_i^{(2)} = I_i^{(3)} = I_i^{(4)}. \end{aligned} \tag{5.1.L17}$$

Учитывая это, получаем

$$\sum_{i=1}^m I_i x_i = \sum_{i=1}^m I_i y_i = \sum_{i=1}^m I_i x_i y_i = 0 \tag{5.1.18}$$

.Тогда

$$\cos\alpha_{x,0} = \frac{\sum_{i=1}^m I_i x_i \Psi_i}{k \sum_{i=1}^m I_i x_i^2} \tag{5.1.19}$$

$$\cos\alpha_{y,0} = \frac{\sum_{i=1}^m I_i y_i \Psi_i}{k \sum_{i=1}^m I_i y_i^2} \tag{5.1.20}$$

Полученные формулы представляют собой выражения для моментов фазовых сдвигов относительно центра симметрии решетки.

Заметим, что если условие симметрии амплитудного распределения на решетке не выполнено, то это приводит к появлению в системе (5.1.14) слагаемых второго порядка малости по сравнению с основными коэффициентами системы. Выпишем ту линейную составляющую наклона фазового фронта, которая и определяет положение луча,

$$\Psi_{i\text{лин}} = \cos\alpha_{x,0} k x_i + \cos\alpha_{y,0} k y_i \tag{5.1.21}$$

Покажем теперь, что найденная нами линейная составляющая фронта имеет минимальное квадратичное отклонение от истинного фазового распределения, причем весовой функцией служит амплитудное распределение.

Квадратичное уклонение с весом I_i запишется так:

$$\beta = \sum_{i=1}^m I_i (\psi_i - \psi_{i \text{ мин}})^2; \quad (5.1.22)$$

минимум β означает, что

$$\frac{d\beta}{d \cos \alpha_x} = \frac{d\beta}{d \cos \alpha_y} = 0 \quad \text{при } \alpha_x = \alpha_{x,0}; \quad \alpha_y = \alpha_{y,0}.$$

Подставляя (5.1.21) в выражение для β и дифференцируя его, легко получить формулы (5.1.19) и (5.1.20).

Полученный результат имеет определённый математический смысл. Он позволяет провести аналогию между отысканием положения луча решетки и процедурой разложения в ряд Фурье. Известно, что коэффициенты разложения в ряд Фурье обладают экстремальным свойством в том смысле, что из всех возможных коэффициентов разложения заданной функции по системе ортогональных функций коэффициенты Фурье обеспечат наименьшее квадратичное уклонение отрезка ряда от заданной функции. В этом же смысле можно сказать, что плоский фронт волны, перпендикулярный направлению главного максимума, представляет собой первый член разложения истинного поля в ряд по ортогональным функциям. Поэтому наклон этого фронта волны оказывается таким, что квадратичное уклонение плоского фронта от истинного распределения фаз минимально. Амплитудное распределение играет роль весовой функции; смысл этого также прост - сдвиг фаз токов в тех излучателях, амплитуда тока в которых мала, мало скажется на изменении положения луча. Очевидно, что аналогичные выражения можно получить и для антенн с непрерывной апертурой. В этом случае вместо сумм во всех формулах будут стоять интегралы.

В дальнейшем формулы (5.1.19), (5.1.20) будем рассматривать как исходные для определения положения луча в случае известного амплитудно-фазового распределения на излучателях решетки. От направляющих косинусов легко перейти к первичным сферическим координатам. Действительно,

$$\sin \theta = \sqrt{\cos^2 \alpha_{x,0} + \cos^2 \alpha_{y,0}}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{\cos \alpha_{x,0}}{\cos \alpha_{y,0}}. \quad (5.1.23)$$

Допустим, что известно положение плоскости, в которой происходит отклонение луча, т. е. известна величина α . Можно получить простую формулу для расчета угла θ , если к тому же выполняется условие

$$\sum_{i=1}^m I_i x_i^2 = \sum_{i=1}^m I_i y_i^2. \quad (5.1.24)$$

Оно справедливо для случая, когда решетка обладает четырехлучевой симметрией (квадрат, круг, восьмигранник). Однако при большом числе излучателей оно будет выполнено с достаточно высокой точностью и для шестигранной решетки. Введем для этого случая новые координатные оси ξ , η , такие, что ось ξ лежит в плоскости $\alpha = \text{const}$, т. е. в плоскости отклонения луча. Тогда

$$\begin{aligned} x_i &= \xi_i \cos \alpha - \eta_i \sin \alpha, \\ y_i &= \xi_i \sin \alpha + \eta_i \cos \alpha. \end{aligned} \quad (5.1.25)$$

В то же время

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sum_{i=1}^m I_i y_i \psi_i}{\sum_{i=1}^m I_i x_i \psi_i}.$$

Подставив сюда (5.1.25), получим

$$\sin \alpha \left[\cos \alpha \sum_{i=1}^m I_i \xi_i \psi_i - \sin \alpha \sum_{i=1}^m I_i \eta_i \psi_i \right] = \cos \alpha \left[\sin \alpha \sum_{i=1}^m I_i \xi_i \psi_i + \cos \alpha \sum_{i=1}^m I_i \eta_i \psi_i \right], \quad (5.1.26)$$

откуда следует, что для выбранного расположения координатной системы

$$\sum_{i=1}^m I_i \eta_i \psi_i = 0. \quad (5.1.27)$$

Используя это условие, подставляя x_i и y_i в исходные формулы (5.1.12), (5.1.19) и (5.1.20), можно получить, что

$$\sin \theta = \frac{\sum_{i=1}^m I_i \xi_i \psi_i}{k \sum_{i=1}^m I_i \xi_i^2}, \quad (5.1.28)$$

где k - волновое число свободного пространства.

Заметим, что ξ_i - является расстоянием от начала координат до проекции i -го излучателя на направление отклонения луча. Таким образом, для решеток, удовлетворяющих условию (5.1.24), анализ отклонения луча можно проводить полученной путем проектирования всех элементов решетки на направление отклонения луча. Для эквидистантной линейки с расстоянием между излучателями d выполняется соотношение:

$$\xi_i = d \cdot i; \quad -n \leq i \leq n; \quad m = 2n + 1.$$

Тогда

$$\sin \theta = \frac{1}{kd} \frac{\sum_{i=-n}^n I_i i \cdot \psi_i}{\sum_{i=-n}^n I_i i^2}. \quad (5.1.29)$$

Эта формула далее будет использоваться для анализа нескольких практически важных случаев систематических ошибок.

Все полученные в этом параграфе формулы выведены в предположении, что распределение фаз в излучателях известно. Однако их можно использовать, как исходные для анализа статистических закономерностей решеток или линеек излучателей. Например, пусть фазовые сдвиги в излучателях распределены по нормальному закону и имеют дисперсию σ_ψ . Тогда дисперсия $\sin \theta$ определяется по формуле:

$$\sigma_\theta = \frac{1}{kd} \frac{\left(\sum_{i=-m/2}^{m/2} I_i^2 i^2 \right)^{1/2}}{\sum_{i=-m/2}^{m/2} I_i i^2} \sigma_\psi. \quad (5.1.30)$$

Если амплитуды токов в излучателях равны, то

$$\sigma_\theta \cong \frac{3}{kd m} \cdot \frac{1}{\sqrt{3/4m}} \sigma_\psi. \quad (5.1.31)$$

Если принять $\Delta \theta = 0,88 \frac{\lambda}{md}$ и положить, что $\sigma_\eta = \frac{\sigma_\theta}{\Delta \theta}$, то получаем известный результат [9.2], упомянутый в § 2.8,

$$\sigma_\eta = 0,626 \frac{\sigma_\psi}{\sqrt{m}}.$$

§ 5.2. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ УГЛОВЫЕ ОШИБКИ ЛИНЕЙКИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ. ВКЛАД КВАНТОВАНИЯ ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Сначала определим, влияние на положение луча линейки излучателей изменения характеристик фазовращателей под воздействием изменения частоты сигнала и температуры окружающей среды, а затем влияние квантования фазового распределения.

Мы рассматриваем линейку излучателей потому, что исследование решетки в той или иной форме всегда можно свести к исследованию линейки, в то же время соответствующие выкладки для линейки значительно проще.

Будем считать, что фазовый сдвиг, создаваемый фазовращателем, является функцией трех величин: управляющего тока I , температуры окружающей среды T и длины волны сигнала λ .

Запишем несколько первых членов разложения в ряд Тэйлора:

$$\begin{aligned} \psi(I, T, \lambda) = & \psi_{\text{нач}} + \psi_{\text{макс}} \frac{I}{I_{\text{макс}}} + \psi_T \frac{T - T_0}{T_0} + \psi_\lambda \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} + \\ & + \psi_{I,T} \frac{I}{I_{\text{макс}}} \frac{T - T_0}{T_0} + \psi_{I,\lambda} \frac{I}{I_{\text{макс}}} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} + \dots \end{aligned} \quad (5.2.1)$$

Коэффициенты этого ряда имеют определенный смысл:

$\psi_{\text{нач}}$ - начальный неуправляемый фазовый сдвиг, созданный фазовращателем при $I = 0$, $T = T_0$, $\lambda = \lambda_0$;

$\psi_{\text{макс}}$ - максимальный управляемый фазовый сдвиг при $T = T_0$, $\lambda = \lambda_0$;

ψ_T , ψ_λ - изменение неуправляемого фазового сдвига за счет изменения температуры и длины волны;

$\psi_{I,T}$, $\psi_{I,\lambda}$ - коэффициенты, характеризующие изменение крутизны характеристики фазовращателя при изменении температуры и длины волны.

Рассмотрим особенности работы двух схем включения фазовращателей (см. рис. 2.8.2, а).

Первую схему (см. рис. 2.8.2,а) мы называем схемой с последовательным питанием. Как уже говорилось, в конструктивном отношении эта схема удобна тем, что управляющие токи (или напряжения), воздействующие на все фазовращатели, одинаковы. Это же обстоятельство и облегчает анализ этой схемы. Фазу тока в i -ом фазовращателе можем записать так:

$$\psi_i = i \cdot \psi(I, T, \lambda) . \quad (5.2.2)$$

Подставим сюда (5.2.1) а полученное выражение - в (5.1.29). Получим

$$\sin \theta_0 = \frac{1}{kd} \left(\psi_{\text{макс}} + \psi_{I,T} \frac{\Delta T}{T_0} + \psi_{I,\lambda} \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \right) . \quad (5.2.3)$$

Коэффициенты, определяющие начальный сдвиг фазы и его зависимость от T и k , сократились при подстановке в (5.1.29), однако это не означает, что их значение безразлично для работы антенны. Изменение начального неуправляемого сдвига фазы приводит к симметричному излому фазового фронта; это не нарушает положения луча, но приводит к расфазировке, т. е. к расширению луча и росту боковых лепестков.

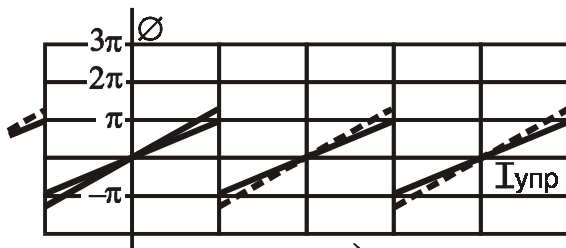
Из (5.2.3) следует, что изменению крутизны характеристики фазовращателя с температурой отвечает пропорциональное смещение луча. Заметим, что в (5.2.3) длина волны

входит в фазовую постоянную k . Поэтому положение луча не будет зависеть от длины волны, если крутизна характеристики изменяется обратно пропорционально длине волны. В принципе, такой фазовращатель можно реализовать, если фазовая скорость в некоторой передающей линии изменяется в функции от управляющего тока, но не зависит от длины волны, т. е. фазовращатель не имеет дисперсии. Такое управляющее устройство правильнее называть линией задержки, так как фактически управляемым параметром является не фазовый сдвиг, а время прохождения волны.

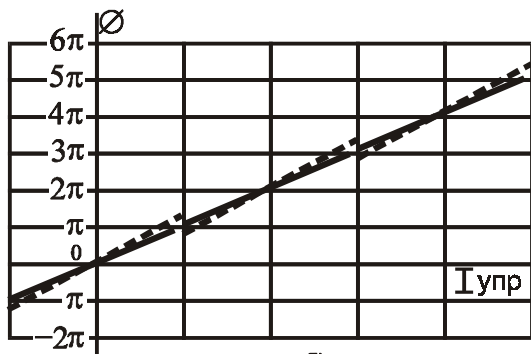
Мы уже говорили, что схемы включения фазовращателей (см. рис. 2.8.2, а, б) имеют ряд недостатков (большие потери, малая электрическая прочность, большая чувствительность к случайным ошибкам фазовращателя); теперь к этим недостаткам следует добавить расфазировку, возникающую при изменении неуправляемого фазового сдвига. К достоинствам их наряду с простотой управления следует отнести возможность получения частотной независимости положения луча в случае использования фазовращателей без дисперсии.

Квантование фазовых сдвигов вдоль линейки излучателей

В другой схеме (см. рис. 2.8.2, в) каждый фазовращатель может изменять фазу от 0 до 360° или от -180° до $+180^\circ$. В случае необходимости получить большой фазовый сдвиг происходит сброс фазы на 360° и дальнейшее изменение, начиная от нуля. Таким образом, фазовое распределение квантуется, и закон изменения фазы приобретает пилообразный вид, (см. рис. 5.2.1, а). Здесь на оси абсцисс отложен управляющий ток, который воздействует непосредственно на фазовращатель, а на некоторое электронное устройство, осуществляющее квантование фазовых сдвигов, т.е. регулировку фазы со сбросом 360° .



а)



б)

Рис. 5.2.1.

Характеристики фазовращателя со сбросом фазы через 360°

Разность фаз излучающих токов в двух соседних фазовращателях всегда меньше 360° поэтому при анализе фазового фронта в линейке излучателей, переходя последовательно от фазовращателя к фазовращателю, необходимо будем в расчетах восстановить сбросы фазы на 360° , которые были сделаны при задании программы изменения фаз в фазовращателях. Таким образом, закон изменения фазы, который следует принять при расчетах положения луча, имеет вид, показанный на рис. 5.2.1, б. Как изменится этот закон, если изменится крутизна характеристики фазовращателя? Закон изменения показан на том же рисунке пунктиром. Таким образом, средняя линия изменения фазы остается неизменной, но закон изменения становится сложным, отличающимся от прямой линии. Особенность этого закона заключается в следующем. При достаточно большой величине фазового сдвига суммарный фазовый сдвиг определяется в основном числом сбросов, происшедших в фазовращателях, расположенных ближе к центру линейки. Действительная величина фазового сдвига,

полученного в конкретном фазовращателе за счет управляющего воздействия на него только добавляется к сумме сбросов. Число сбросов не зависит от характеристики фазовращателя; оно задается точно. Таким образом, наличие сбросов фазы приводит к тому, что усредненный закон изменения фазы оказывается значительно более точным, чем это обеспечивает точность реального фазовращателя. Нарушение вида характеристики фазовращателя приводит в основном к появлению фазовых ошибок, но не к нарушению положения луча антенны. Заметим, что при этом положение луча существенно зависит от частоты сигнала. Эта зависимость будет обсуждаться в связи с оценкой широкополосности ФАР.

Более подробно рассчитаем точность установки луча, которую обеспечивает линейка излучателей, где фазовращатели работают со сбросом. Фазовый сдвиг в i -м излучателе запишем так

$$\psi_i = i\psi_0 + \Delta_i \quad (5.2.4)$$

На рис. 5.2.2 показано распределение фаз вдоль линейки в случае, когда реальная характеристика фазовращателя отличается от расчетной. Фазовый сдвиг в фазовращателях растет пропорционально их номеру (рис. 5.2.2, а) до тех пор, пока не достигает 180° , затем происходит сброс до -180° . В расчет принимаем восстановленный закон изменения фазы (рис. 5.2.2, б), который отличается от линейного. Это отличие выражается ошибкой Δ_i .

Подставим (5.2.4) в (5.1.29). Считаем, что максимум луча расположен под углом $\theta = \theta_0 + \delta\theta$, где θ_0 - положение луча при $\Delta_i = 0$; $\delta\theta$ - отклонение максимума за счет расфазировки. Тогда:

$$\sin \theta_0 + \cos \theta_0 \delta\theta = \frac{1}{kd} \frac{\sum_{i=1}^m I_i i^2 \psi_0}{\sum_{i=1}^m I_i i^2} + \frac{1}{kd} \frac{\sum_{i=1}^m I_i \Delta_i}{\sum_{i=1}^m I_i i^2} \quad (5.2.5)$$

Учитывая, что ширина луча

$$\Delta\theta \cong \frac{\lambda}{(2n+1)d \cos \theta_0}$$

получим относительное смещение луча за счет фазовых ошибок

$$\frac{\delta\theta}{\Delta\theta} = \frac{2n+1}{2\pi} \frac{\sum_{i=-n}^n I_i \Delta_i}{\sum_{i=-n}^n I_i i^2} \quad (5.2.6)$$

Полагая амплитуды токов в излучателях неизменными, получаем

$$\frac{\delta\theta}{\Delta\theta} = \frac{3}{2\pi(n+1)n} \cdot \sum_{i=-n}^n i \cdot \Delta_i \quad (5.2.7)$$

Пользуясь этой формулой, легко рассчитать относительное смещение луча, возникающее за счет расфазировки Δ_i .

Если крутизна характеристики фазовращателя изменилась, то даваемый им максимальный сдвиг становится не 2π , а $2\pi + \Delta$; эта величина Δ и может служить мерой изменения крутизны характеристики фазовращателя. На рис.5.2.3 приведен закон изменения ψ_i в функции от управляющего тока для различных i . Поясним этот рисунок. Первый фазовращатель, стоящий ближе всего к середине линейки, ни разу не испытывает сброса, так как изменение фазы в нем не выходит за пределы $\pm 180^\circ$. Чем дальше отстоит фазовращатель от середины линейки, тем большие изменения претерпевает относящийся к нему участок фазового фронта и тем больше сбросов фазы должно произойти в самом фазовращателе. Как можно видеть из рисунка, каждый сброс означает изменение знака фазовой ошибки Δ_i .

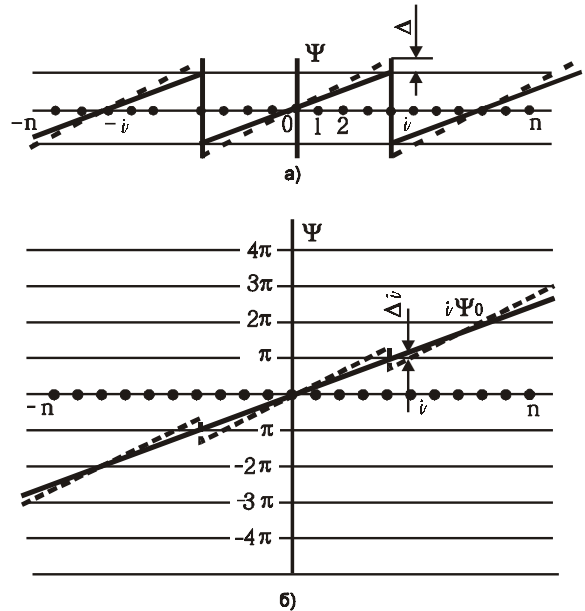


Рис. 5.2.2. Распределение фаз на линейке излучателей при использовании фазовращателей со сбросом фазы через 360°

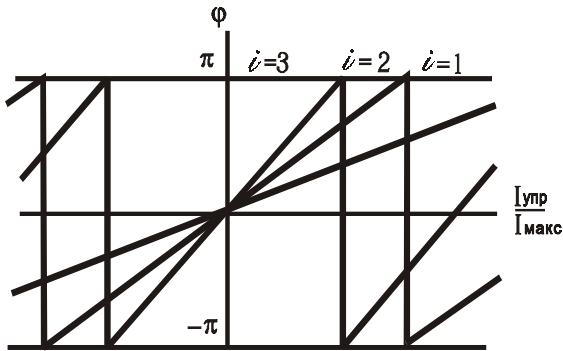


Рис. 5.2.3.
Закон изменения фазы в трех первых фазовращателях в линейке со сбросом фазы через 360°

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{d_a} \frac{2\pi + \Delta}{2\pi},$$

где d_a - длина линейки.

Ошибка в положении луча

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{d_a} \frac{\Delta}{2\pi},$$

откуда и получается формула (5.2.8).

На рис. 5.2.4 и 5.2.5 показаны изменения угловой ошибки в функции от угла отклонения луча, рассчитанные по формуле (5.2.7), исходя из графиков на рис. 5.2.3 для случая $2n + 1 = 8$ и 15. Из графиков на рис. 5.2.4 и 5.2.5 видно, что угловая ошибка вначале растёт, достигая величины

$$\left(\frac{\delta\theta}{\Delta\theta}\right)_{\max} = \frac{\Delta}{2\pi}. \tag{5.2.8}$$

Эту максимальную величину ошибки легко объяснить. Она растёт до тех пор, пока на крайнем фазовращателе не произойдет сброса фазы, который изменит знак у Δ_n , что начинает снижать значение суммы в (5.2.7). При этом разность фазы в двух крайних фазовращателях составляет $2\pi + \Delta$. Это означает, что луч отклонился на угол

$$\tag{5.2.9}$$

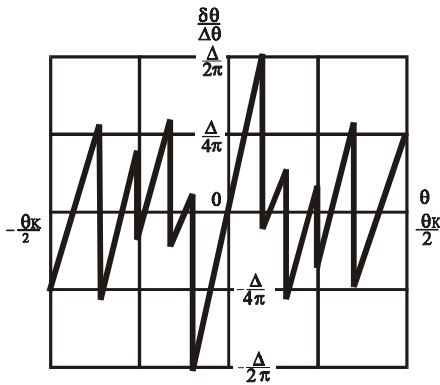


Рис. 5.2.4
Относительная угловая ошибка линейки из 9 излучателей со сбросом фазы через 360°, возникающая при изменении крутизны характеристики фазовращателя

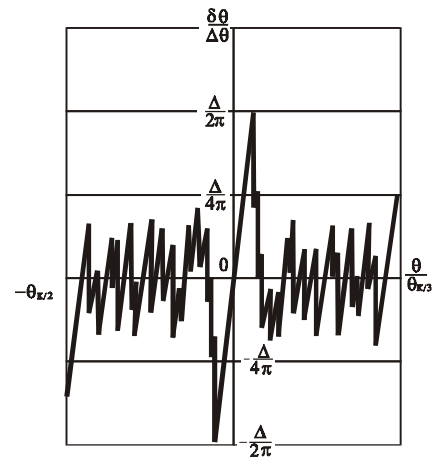


Рис. 5.2.5
Относительная угловая ошибка линейки из 17 излучателей со сбросом фазы через 360°, возникающая при изменении крутизны характеристики фазовращателя

Заметим, что максимальная ошибка получается при отклонении луча на угол, равный ширине диаграммы направленности. При дальнейшем росте угла отклонения луча ошибка падает, так как большинство Δ_i становится знакопеременным. Как видно из графиков на рис. 5.2.4 и 5.2.5, при больших углах отклонения уровень угловой ошибки лежит в пределах

$$\frac{\delta\theta}{\Delta\theta} \leq \frac{\Delta}{2\pi\sqrt{2n+1}}. \quad (5.2.11)$$

Этот результат качественно совпадает с результатом статистической оценки. Действительно, при больших углах отклонения луча распределение фазовых ошибок становится похожим на случайное.

Таким образом, при параллельной схеме питания излучателей максимальная относительная угловая ошибка не превышает относительной точности фазовращателей. Из соображений нарушения линейности фазового фронта (рост уровня боковых лепестков!) величина Δ_i не должна быть больше 45° . Поэтому относительная угловая ошибка не превышает 12% от ширины луча.

Исключив в схеме со сбросом фазы в значительной мере зависимость положения луча от крутизны характеристики фазовращателя, мы потеряли возможность стабилизировать положение луча по частоте. При изменении длины волны возникает ошибка в положении луча, которую легко подсчитать. Используя принятые обозначения, получаем

$$\sin\theta_0 + \cos\theta_0\delta\theta_\lambda = \frac{\lambda + \Delta\lambda_i \sum_{i=-n}^n I_i i^2 \Psi_0}{2\pi d \sum_{i=-n}^n I_i i^2}, \quad (5.2.12)$$

откуда имеем

$$\delta\theta_\lambda = \operatorname{tg}\theta_0 \frac{\Delta\lambda}{\lambda}. \quad (5.2.13)$$

Это выражение справедливо для любой линейки или решетки излучателей независимо от способа расположения элементов и характера амплитудного распределения. Оно может быть получено непосредственно при рассмотрении угла наклона фазового фронта при фиксированной величине фазового сдвига и изменяющейся длине волны.

Положим теперь приближенно, что

$$\operatorname{tg}\theta_{0\text{ макс}} \cong \theta_{\text{к}} / 2,$$

тогда

$$\left(\frac{\delta\theta_\lambda}{\Delta\theta} \right)_{\text{ макс}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\theta_{\text{к}}}{\Delta\theta} \right) \frac{\Delta\lambda}{\lambda}. \quad (5.2.14)$$

Отсюда видно, что при больших секторах движения луча угловая ошибка, возникающая за счет изменения длины волны, может в несколько раз превышать ширину луча.

В целом можно сказать, что свойственная антеннам с немеханическим движением луча ошибка положения луча, вызванная изменением длины волны, наиболее значительна и трудно устранима.

§ 5.3. ОЦЕНКА УРОВНЯ БОКОВЫХ ЛЕПЕСТКОВ ПЛОСКОЙ РЕШЕТКИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Изучая систему излучателей в общем виде, мы проводили оценку уровня боковых лепестков, исходя из величины квадратичного уклонения истинного амплитудно-фазового распределения от оптимального. Естественно, что при этом уровень бокового излучения, внутри которого может оказаться величина боковых лепестков, заключен в довольно широком интервале. Обращаясь к решетке излучателей, мы уже имеем дело с более определенной системой излучателей. Кроме того, можно считать, что в случае решетки основные погрешности амплитудно-фазового распределения заключаются в фазовых ошибках тогда, как амплитуды токов в излучателях задаются точно. Это позволяет поставить задачу об оценке уровня бокового излучения более конкретно и получить в результате интервал для этой оценки более узким.

В § 2.8 была рассмотрена зависимость положения луча плоской решетки излучателей от распределения фаз токов в излучателях; при этом мы предполагалось, что распределение фаз, хотя и

близко к линейному, но отличается от него на определенные величины фазовых сдвигов. Это отличие фазового сдвига в i -м излучателе от линейного фазового фронта мы назовем фазовой ошибкой α_i . Величину фазовой ошибки легче вычислить, поскольку линейная составляющая наклона фазового фронта известна [см. (5.1.21)]. Кроме линейной составляющей, при вычислении фазовых ошибок следует учесть средний фазовый сдвиг по всем излучателям:

$$\Psi_{\text{ср}} = \frac{\sum_{i=1}^m I_i \psi_i}{\sum_{i=1}^m I_i}. \quad (5.3.1)$$

Тогда

$$\alpha_i = \psi_i - \Psi_{\text{ср}} - \psi_{i,\text{лин}}. \quad (5.3.2)$$

Исходя из такого определения величины фазовой ошибки, можно установить следующие свойства системы величин α_i :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^m I_i \alpha_i &= 0, \\ \sum_{i=1}^m I_i \alpha_i x_i &= 0; \\ \sum_{i=1}^m I_i \alpha_i y_i &= 0. \end{aligned} \quad (5.3.3)$$

Справедливость этих выражений легко доказывается для решеток, имеющих две оси симметрии, т. е. для которых получены выражения (5.1.17). Достаточно подставить α_i в суммы (5.3.3) и с учетом (5.3.1), (5.1.18 – 5.1.21) в полученных выражениях привести подобные члены.

Если известны величины фазовых ошибок, то можно найти уменьшение КНД решетки, вызванное этими ошибками. Для этого нужно найти среднеквадратическое отклонение реального амплитудно-фазового распределения от оптимального. Обращаясь к формуле (2.6.6), найдем Δ_i .

Будем считать, что

$$\begin{aligned} A_{i0} &= 1, \\ A_i &= I_i e^{j\alpha_i} \cong I_i + jI_i \alpha_i \end{aligned} \quad (5.3.4)$$

Найденные величины Δ_i подставим в (2.6.8) и найдем величину $\beta_{\text{ср}}$:

$$\beta_{\text{ср}}^2 = \frac{\sum_{i=1}^m \left\{ |I_i| - \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m |I_k| \right\}^2 + \sum_{i=1}^m |I_i|^2 \alpha_i^2}{\sum_{i=1}^m |I_i|^2}. \quad (5.3.5)$$

Заметим, что для плоской решетки максимальный КНД равен сумме КНД излучателей. Исходя из этого и зная $\beta_{\text{ср}}^2$, с помощью (2.6.9) можно найти КНД решетки при заданном амплитудно-фазовом распределении.

Оценивая в уровень бокового излучения (см. § 2.6), за исходное амплитудно-фазовое распределение мы принимали распределение, обеспечивающее максимум КНД. Здесь применительно к плоской решетке, несколько расширим это ограничение. За исходное амплитудное распределение принимаем некоторое распределение $|I_i|$, удовлетворительное с точки зрения боковых лепестков. Этот уровень боковых лепестков решетки с неискаженным фазовым и заданным

амплитудным распределением будем считать исходным. Появление фазовых ошибок α_i приведет к появлению дополнительного бокового излучения, оценку уровня которого мы и дадим в этом параграфе.

Выразим ψ_i через α_i и, подставив в формулу множителя решетки, получим

$$\Phi(\theta, \alpha) = e^{-i\psi_{\text{ср}}} \sum_{i=1}^m I_i \times e^{j \left[kx_i (\cos \alpha_x - \cos \alpha_{x0}) + ky_i (\cos \alpha_y - \cos \alpha_{y0}) - \alpha_i \right]}. \quad (5.3.6)$$

Множитель, в который входит средний фазовый сдвиг, можно опустить. Введем обозначения:

$$\begin{aligned} kd(\cos \alpha_x - \cos \alpha_{x0}) &= u_x; \\ kd(\cos \alpha_y - \cos \alpha_{y0}) &= u_y. \end{aligned} \quad (5.3.7)$$

Здесь d - среднее расстояние между излучателями в решетке. Теперь множитель решетки получает следующий вид:

$$\Phi(\theta, \alpha) = \sum_{i=1}^m I_i e^{j \left(u_x \frac{x_i}{d} + u_y \frac{y_i}{d} \right)} e^{-j\alpha_i}. \quad (5.3.8)$$

Для прямоугольной решетки отношения x_i/d и y_i/d просто превратятся в номера излучателей, отсчитанные вдоль соответствующих осей. Введем также обозначение

$$u_x \frac{x_i}{d} + u_y \frac{y_i}{d} = v_i. \quad (5.3.9)$$

Будем считать, как и ранее, что распределение фаз в излучателях мало отличается от линейного; поэтому величина α_i не превышает $30 \dots 45^\circ$. Пользуясь этим, разложим в ряд Маклорена множитель $e^{-j\alpha_i}$, стоящий в формуле (5.3.8). Получим

$$\Phi(\theta, \alpha) = \Phi_0(\theta, \alpha) + \Phi_1(\theta, \alpha) + \Phi_2(\theta, \alpha) + \dots, \quad (5.3.10)$$

где

$$\Phi_0(\theta, \alpha) = \sum_{i=1}^m I_i e^{jv_i}; \quad (5.3.11)$$

$$\Phi_1(\theta, \alpha) = \sum_{i=1}^m I_i \alpha_i \sin v_i - j \sum_{i=1}^m I_i \alpha_i \cos v_i; \quad (5.3.12)$$

$$\Phi_2(\theta, \alpha) = -\sum_{i=1}^m I_i \frac{\alpha_i^2}{2} \cos v_i - j \sum_{i=1}^m I_i \frac{\alpha_i^2}{2} \sin v_i; \quad (5.3.13)$$

Здесь $\Phi_0(\theta, \alpha)$ - неискаженная диаграмма направленности, соответствующая линейному распределению фаз, $\Phi_1(\theta, \alpha)$ и $\Phi_2(\theta, \alpha)$ определяют дополнительное излучение, порождённое искажениями распределения фаз. Рассмотрим теперь поведение функций $\Phi_1(\theta, \alpha)$ и $\Phi_2(\theta, \alpha)$. Для этого воспользуемся тем же способом оценки величин сумм, входящих в (5.3.12) и (5.3.13), как в § 2.8. Каждую из этих сумм можно рассматривать в виде скалярного произведения двух m -мерных векторов.

Выпишем эти векторы:

$$\begin{aligned} \vec{R}_1(I_1 \alpha_1, I_2 \alpha_2, \dots, I_m \alpha_m) \\ \vec{R}_2\left(I_1 \frac{\alpha_1^2}{2}, I_2 \frac{\alpha_2^2}{2}, \dots, I_m \frac{\alpha_m^2}{2}\right) \\ \dots \\ \vec{S}(\sin v_1, \sin v_2, \dots, \sin v_m) \\ \vec{C}(\cos v_1, \cos v_2, \dots, \cos v_m). \end{aligned} \quad (5.3.14)$$

В скобках выписаны составляющие векторов. В таких обозначениях

$$\begin{aligned}\Phi_1(\theta, \alpha) &= \vec{\mathbf{R}}_1 \cdot \vec{\mathbf{S}} - j\vec{\mathbf{R}}_1 \vec{\mathbf{C}}, \\ \Phi_2(\theta, \alpha) &= -\vec{\mathbf{R}}_2 \cdot \vec{\mathbf{C}} - j\vec{\mathbf{R}}_2 \vec{\mathbf{S}}.\end{aligned}\quad (5.3.15)$$

Скалярное произведение двух векторов максимально в том случае, когда векторы параллельны, и равно произведению их модулей. Параллельность двух m -мерных векторов означает, что их составляющие соответственно пропорциональны друг другу. Рассмотрим с этой точки зрения скалярные произведения, входящие в состав $\Phi_2(\theta, \alpha)$. Компоненты вектора $\vec{\mathbf{R}}_2$ все положительны, следовательно, скалярные произведения $\vec{\mathbf{R}}_2 \vec{\mathbf{C}}$ и $\vec{\mathbf{R}}_2 \vec{\mathbf{S}}$ будут максимальны тогда, когда и компоненты векторов $\vec{\mathbf{C}}$ и $\vec{\mathbf{S}}$ также положительны. Это возможно только тогда, когда компоненты v_i достаточно малы. Практически можно считать, что первая сумма в (5.3.13) максимальна при $v_i \cong 0$, при этом второй суммой в (5.3.13) можно пренебречь, так как она меньше первой и, кроме того, складывается с неискаженной диаграммой в квадратуре.

Таким образом, максимум модуля $\Phi_2(\theta, \alpha)$ расположен в направлении максимального излучения антенны. Это уменьшает значение максимума диаграммы направленности. Заметим, что $\Phi_1(\theta, \alpha)$ в этом направлении равняется нулю, так как в первой сумме синус равен нулю, а вторая сумма равна нулю в силу первого равенства из (5.3.3). Все это позволяет сделать следующий вывод: *напряженность поля плоской решетки излучателей в направлении максимального излучения за счет расфазировки токов в излучателях уменьшается:*

$$\Phi(\theta_0, \alpha_0) = \sum_{i=1}^m I_i - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^m I_i \alpha_i^2. \quad (5.3.16)$$

Это приведет к уменьшению КНД:

$$D' = D \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\sum_{i=1}^m I_i \alpha_i^2}{\sum_{i=1}^m I_i} \right)^2. \quad (5.3.17)$$

Обратимся теперь к анализу $\Phi_1(\theta, \alpha)$. Это позволит оценить величину боковых лепестков, возникающих за счет фазовых ошибок в излучателях.

Для этого нужно изучить поведение скалярных произведений $\vec{\mathbf{R}}_1 \vec{\mathbf{C}}$ и $\vec{\mathbf{R}}_1 \vec{\mathbf{S}}$.

Найдем прежде всего длины этих векторов. В соответствии с (5.3.14) получаем:

$$|\vec{\mathbf{R}}_1| = \sqrt{\sum_{i=1}^m (I_i \alpha_i)^2}. \quad (5.3.18)$$

$$|\vec{\mathbf{C}}| = \sqrt{\sum_{i=1}^m \cos^2 v_i} = \sqrt{\frac{m}{2}} \sqrt{1 + \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \cos 2v_i}, \quad (5.3.19)$$

$$|\vec{\mathbf{S}}| = \sqrt{\sum_{i=1}^m \sin^2 v_i} = \sqrt{\frac{m}{2}} \sqrt{1 - \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \cos 2v_i}.$$

Очевидно, что длина $\vec{\mathbf{R}}_1$ связана со среднеквадратичной величиной фазовой ошибки во всех излучателях решетки. Найдем среднеквадратическое отклонение амплитудно-фазового распределения. Используя разложение в ряд $e^{-j\alpha_i}$, получаем

$$\beta'_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m (I_i \alpha_i)^2}{\sum_{i=1}^m I_i^2}} . \quad (5.3.20)$$

Это позволяет записать

$$|\vec{\mathbf{R}}_1| = \beta'_{\text{ср}} \sqrt{\sum_{i=1}^m I_i^2} . \quad (5.3.21)$$

На рис. 5.3.1 показан вид $|\vec{\mathbf{C}}|$ и $|\vec{\mathbf{S}}|$ в функции от обобщенной координаты. Из графиков видно, что за исключением начала координат

$$|\vec{\mathbf{C}}| \cong |\vec{\mathbf{S}}| \cong \sqrt{\frac{m}{2}} . \quad (5.3.22)$$

В начале координат $\sum_{i=1}^m I_i \alpha_i = 0$ в силу (5.3.3), поэтому с отличием

$|\vec{\mathbf{C}}|$ и $|\vec{\mathbf{S}}|$ от $\sqrt{\frac{m}{2}}$ в начале координат можно не считать.

Если два вектора точно параллельны, то величина их скалярного произведения равна произведению их модулей, поэтому

$$[\Phi_1(\theta, \alpha)]_{\text{макс}} = |\vec{\mathbf{R}}_1| \sqrt{\frac{m}{2}} . \quad (5.3.23)$$

Если отнести это к максимуму $\Phi_0(\theta, \alpha)$ то получим величину дополнительного бокового излучения

$$\xi_{\text{д макс}} = \frac{\sqrt{\frac{m}{2} \sum_{i=1}^m (I_i \alpha_i)^2}}{\sum_{i=1}^m I_i} . \quad (5.3.24)$$

Или, используя среднеквадратичную величину фазовой ошибки $\beta'_{\text{ср}}$, запишем

$$\xi_{\text{д макс}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta'_{\text{ср}} \frac{\sqrt{m \sum_{i=1}^m I_i^2}}{\sum_{i=1}^m I_i} . \quad (5.3.25)$$

Вошедшая сюда комбинация из сумм от I_i для практически важных случаев мало отличается от единицы. Поэтому

$$\xi_{\text{д макс}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta'_{\text{ср}} . \quad (5.3.26)$$

Здесь $\beta'_{\text{ср}}$ - среднеквадратичная величина фазовых ошибок, вычисленная с весом, в качестве которого берется квадрат амплитуды тока в соответствующих излучателях.

Сравнивая $\xi_{\text{д макс}}$, найденную по формуле (5.3.26), дает величину, в 0,707 раз меньшую, чем соответствующая формула в § 2.8. Это объясняется тем, что здесь рассматривается решетка с

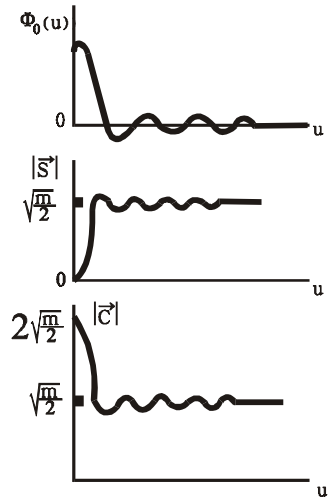


Рис. 5.3.1
Зависимость длины m -мерных векторов \mathbf{S} и \mathbf{C} в функции от обобщенных координат

неизменным амплитудным распределением и искажением фаз, тогда как в § 2.8 максимальный уровень для линейки или решетки излучателей получается при искажениях как фазы, так и амплитуды токов. Что касается минимальной величины $\xi_{\text{д}}$, то оценка, сделанная в § 2.8, сохраняет свою силу и здесь. Поэтому для решетки излучателей с неизменной амплитудой и фазовыми искажениями, имеющими среднеквадратичную величину $\beta'_{\text{ср}}$, получим формулу:

$$\frac{\beta'_{\text{ср}}}{\sqrt{m}} \leq \xi_{\text{д}} \leq \frac{\beta'_{\text{ср}}}{\sqrt{2}}. \quad (5.3.27)$$

Верхняя граница этого неравенства достигается в том случае, когда величина фазовой ошибки изменяется по гармоническому закону в одном из направлений вдоль решетки. Из формулы (5.3.12) можно определить, что при наличии гармонического закона изменения найдется такая последовательность величин v_i , что $I_i \alpha_i$ будут пропорциональны $\cos v_i$ или $\sin v_i$. Каждая такая последовательность v_i определяется парой u_x и u_y или парой $-u_x$ и $-u_y$. Таким образом, возникает два максимума дополнительного бокового излучения: в направлении, определяемом u_x и u_y , и в направлении, определяемом $-u_x$ и $-u_y$. Если периодический закон изменения $I_i \alpha_i$ носит нечетный характер относительно центра решетки, где расположено начало координат x_i, y_i , т. е. закон изменения $I_i \alpha_i$ совпадает с синусом, то $\Phi_1(\theta, \alpha)$ является вещественной функцией. В этом случае $\Phi_1(\theta, \alpha)$ и $\Phi_0(\theta, \alpha)$ складываются алгебраически, т. е. с одной стороны от главного максимума уровень боковых лепестков определяется суммой ξ_0 и $\xi_{\text{д}}$, а с другой - их разностью (ξ_0 - боковые лепестки неискаженной диаграммы направленности).

Если же периодический закон изменения $I_i \alpha_i$ носит четный характер, то $\Phi_1(\theta, \alpha)$ становится мнимой величиной и суммируется с $\Phi_0(\theta, \alpha)$ в квадратуре, т. е. суммарные боковые лепестки определяются так:

$$\xi = \sqrt{\xi_0^2 + \xi_{\text{д}}^2}. \quad (5.3.28)$$

Отсюда можно заключить, что четный закон изменения фазовых ошибок более выгоден, так как приводит к меньшим суммарным боковым лепесткам.

Учет характера симметрии фазовых искажений важен в том случае, когда источником фазовых искажений служит систематическая причина: сброс 360-градусного сдвига, дискретность работы фазовращателя, и т. п. Приведенный пример с четной и нечетной симметриями ошибок является простейшим примером, в котором учитывается характер симметрии ошибок. Он практически отражает свойства симметрии линейки излучателей. В случае решетки мы имеем дело со значительно большим числом видов симметрии. Различные виды симметрии фазовых ошибок будут по-разному влиять на связь между величинами $\xi_{\text{д}}$ и $\beta'_{\text{ср}}$. Всегда можно выделить тот вид симметрии ошибок, который приводит к меньшей величине $\xi_{\text{д}}$, а также к более удачным условиям суммирования ξ_0 и $\xi_{\text{д}}$, что приводит в результате к меньшему уровню суммарных боковых лепестков. Анализ симметрии фазовых ошибок требует привлечения элементов теории групп.

§ 5.4. ЧИСЛО РАЗРЯДОВ ДИСКРЕТНОГО ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ В СОСТАВЕ ПЛОСКОЙ РЕШЁТКИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Принцип действия и устройство фазовращателей (ФВ), входящих в схему ФАР, будет рассмотрен в следующей главе. В настоящем параграфе мы только отметим, что во многих случаях ФВ в составе ФАР обеспечивают дискретное (квантованное) изменение фазового сдвига. Минимальный сдвиг фазы $\Delta\varphi$, задаваемый ФВ, называют *дискретом фазового сдвига* [2.21]. В дискретном ФВ используется двоичный код, состоящий из m разрядов. Фазовый сдвиг, обеспечиваемый i -м разрядом, представляется в следующем виде:

$$\Delta\varphi_i = 2\pi / 2^i, \quad i = 1, 2, \dots, m. \quad (5.4.1)$$

При использовании всех комбинаций состояний в отдельных разрядах получим полное число фазовых состояний $p = 2^m$. При этом дискрет фазового сдвига равен

$$\Delta\varphi = 2\pi / 2^m . \tag{5.4.2}$$

В § 5.2 мы говорили о квантовании фазового распределения, вызванного сбросом 360° фазового сдвига. Дискретность ФВ приводит к ещё одному уровню квантования фазового распределения, к образованию систематических ошибок в распределении фазы, и, соответственно, приводит к росту боковых лепестков и снижению КНД антенны. При большом числе излучателей квантование фазовых сдвигов не приводит к существенным угловым ошибкам в положении главного луча антенны. Поэтому далее рассмотрим влияние дискретности ФВ на уровень боковых лепестков и КНД антенны.

На рис. 5.4.1 показан реальный фазовый фронт линейки излучателей с дискретными ФВ, линейная составляющая фазового фронта и возникающая фазовая ошибка, которая представляет собой систематическую периодическую фазовую ошибку. Такая ошибка наиболее опасна с точки зрения увеличения уровня боковых лепестков. Найдём средний квадрат систематической фазовой ошибки. Согласно рис. 5.4.1 имеем

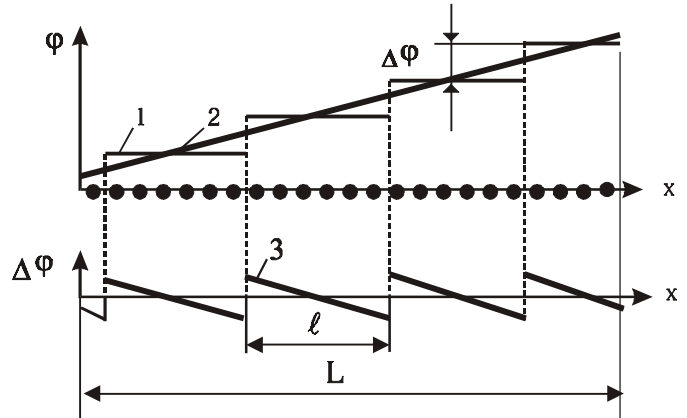


Рис. 5.4.1.

Фазовый фронт вдоль линейки дискретных излучателей:
1 - реальный фазовый фронт, 2 - линейная составляющая фазового фронта, 3 - фазовая ошибка

$$(\delta\varphi_{\text{сист}})^2 = \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} [\delta\varphi(x)]^2 dx , \tag{5.4.3}$$

где

$$\delta\varphi(x) = \Delta\varphi \cdot x / l . \tag{5.4.4}$$

Подставив (5.4.2) и (5.4.4) в (5.4.3), получим

$$(\delta\varphi_{\text{сист}})^2 = \frac{\pi^2}{3 \cdot 2^{2m}} . \tag{5.4.5}$$

Наряду с систематической фазовой ошибкой ФВ создаёт и случайную фазовую ошибку. Положим, что случайная фазовая ошибка определяется величиной дискрета и некоторым весовым коэффициентом, который характеризует устойчивость работы ФВ. Тогда для i – го дискрета имеем

$$(\delta\varphi_{\text{сл},i})^2 = (q_i \Delta\varphi_i)^2 . \tag{5.4.6}$$

Положив для простоты все весовые коэффициенты одинаковыми и используя (5.4.1), запишем для среднего квадрата полной случайной ошибки:

$$(\delta\varphi_{\text{сл}})^2 = 4\pi^2 q^2 \sum_{i=1}^m 2^{-2i} . \tag{5.4.7}$$

Заметим, что систематическая ошибка, связанная с дискретностью работы ФВ, падает с ростом числа дискретов, в то время как случайная ошибка с ростом числа дискретов растёт.

При изменении полного числа дискретов ФВ от единицы до бесконечности сумма в (5.4.7) изменяется от 1/4 до 1/3. Для дальнейших оценок положим:

$$(\delta\varphi_{\text{сл}})^2 = 4\pi^2 q^2 / 3 . \tag{5.4.8}$$

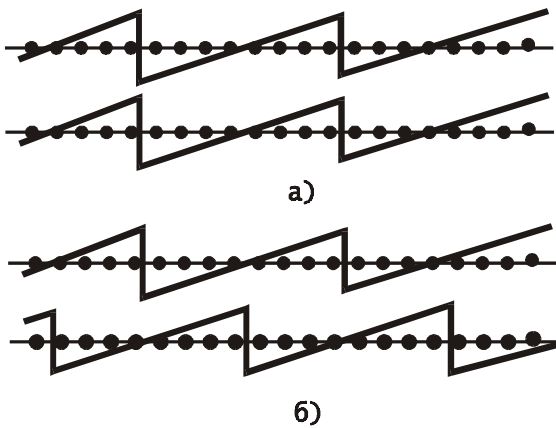


Рис. 5.4.2.

Фрагменты решётки излучателей при различных видах распределения фаз: а) решётка с регулярным распределением фаз, б) рандомизированная решётка

номерах излучателей вдоль линейки. Там же показаны линейки, в которых координаты точек коммутации фазы от линейки к линейке изменяются по случайному закону. Первая схема носит название регулярной решётки излучателей, вторая – *рандомизированная решётка излучателей* [2.26, 9.10 – 9.14]. В случае рандомизированной решётки систематическая ошибка в каждой линейке усредняется по числу линеек и соответственно квадрат систематической ошибки следует разделить на число линеек. Итак, полная фазовая ошибка в рандомизированной решётке имеет:

$$\delta\varphi_{\Sigma}^2 = \frac{(\delta\varphi_{\text{сист}})^2}{k} + \frac{(\delta\varphi_{\text{сл}})^2}{N}, \quad (5.4.9)$$

где k - число линеек в рандомизированной решётке, N – полное число управляющих устройств в решётке. В случае регулярной решётки в (5.4.9) следует положить $k = 1$. Главная идея рандомизации фазового распределения сводится к тому, чтобы исключить периодические искажения фазы, связанные с квантованием закона управления фазой.

Уровень боковых лепестков

В соответствии с (5.3.27) запишем уровень дополнительных боковых лепестков, возникающих из-за искажений фазового распределения в решётке излучателей.

$$\xi_{\text{д}} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \delta_{\Sigma}^2}. \quad (5.4.10)$$

Ограничимся случаем квадратной решётки излучателей. Тогда $k^2 = N$. Пусть также $N \gg 1$. Пренебрегая вторым слагаемым в (5.4.9) и используя (5.4.5), получим для рандомизированной решётки:

$$\xi_{\text{д}} = \frac{\pi}{2^m \sqrt{6\sqrt{N}}}. \quad (5.4.11)$$

Как было показано в конце предыдущего параграфа, дополнительное боковое излучение может суммироваться как алгебраически с основным боковым излучением решётки с неискажённым фазовым распределением, так и в квадратуре. Это зависит от симметрии фазовых ошибок. Полагаем, что можно обеспечить чётный характер симметрии систематических фазовых ошибок. Тогда суммарные боковые лепестки определяются как

$$\xi = \sqrt{\xi_0^2 + \xi_{\text{д}}^2}. \quad (5.4.12)$$

Заметим, что коэффициент q не превосходит величины 0,1 – 0,2 [2.21].

Квадрат полной фазовой ошибки следует определить как сумму квадратов систематической и случайной ошибок. Систематическая фазовая ошибка, связанная с дискретностью работы ФВ, падает с ростом числа дискретов, а случайная ошибка с ростом числа дискретов растёт. При этом следует учесть, что ошибки могут усредняться по большому числу элементов ФАР. В этом смысле квадрат случайной ошибки необходимо разделить на число управляющих устройств в решётке. Систематическая ошибка тоже может быть уменьшена, если дискретные скачки фазы будут распределены по решётке. Пусть решётка образована k линейками. На рис. 5.4.2 представлены линейки излучателей с одинаковым законом изменения фазы таким, что скачки фазового сдвига происходят на одних и тех же

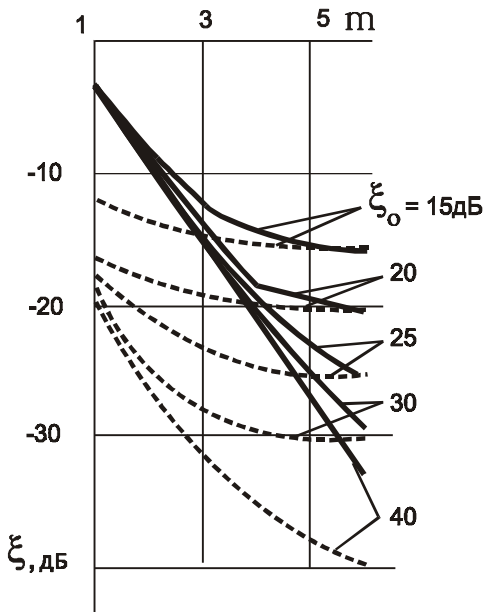


Рис. 5.4.3.

Уровень бокового излучения в зависимости от числа разрядов t для различных значений исходного уровня боковых лепестков ξ_0 :
 ————— регулярная решётка,
 - - - - - рандомизированная решётка

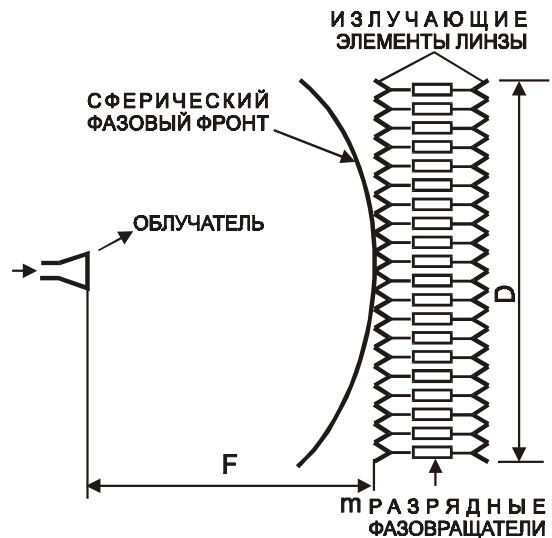


Рис.5.4.4.

Схема оптического питания линзы, образованной системой m разрядных дискретных фазовращателей (К пояснению образования неперидической фазовой ошибки, вызванной квантованием фазы)

На рис. 5.4.3 показан уровень бокового излучения как для регулярной, так и для рандомизированной решёток, в зависимости от числа разрядов и уровня регулярного бокового излучения ξ_0 . Из графиков на рис. 5.4.3 можно заключить, что 3-4 разряда ФВ, как правило, достаточны, чтобы не ухудшить существенно уровень боковых лепестков. В некоторых случаях достаточно и двух разрядов.

Серьёзная задача, стоящая перед конструктором ФАР – выбор оптимального способа рандомизации закона управления фазовым распределением [9.10 – 9.14]. Примером решения этой задачи может служить линза, образованная системой ФВ (рис. 5.4.4). В этом случае она облучается сферическим фронтом волны, а ФВ вводят такой фазовый сдвиг, который преобразует сферический фронт в плоский, сориентированный под требуемым углом к оси линзы. При этом квантование фазы не приводит к образованию периодических ошибок [2.26]. Данный пример нельзя строго отнести к случаю рандомизации, так как образующееся фазовое распределение не является случайным. В общем случае возможно использование регулярного нарушения периодичности фазовых ошибок (подобно схеме на рис. 5.4.4) в сочетании со случайными добавками в исходное распределение фаз, которые будут компенсироваться законом изменения фаз управляемых ФВ. При этом оптимальным способом будет разрушаться периодичность фазовых ошибок, вносимых квантованием фаз.

Уменьшение КНД и коэффициента усиления антенны.

Искажение фазового распределения приводит к уменьшению КНД антенны (см. §2.6). В соответствии с (2.6.10) получаем коэффициент, показывающий, во сколько раз уменьшится КНД антенны:

$$g = \frac{1}{1 + \delta\varphi_\Sigma^2} \tag{5.4.13}$$

Используя (5.4.5), (5.4.8) и (5.4.9), имеем

$$g = \left[1 + \pi^2 \left(\frac{1}{3 \cdot 2^{2m} \cdot k} + \frac{4q^2}{3N} \right) \right]^{-1}. \quad (5.4.14)$$

В случае рандомизированной решётки при $N > 100$ и $m > 2$ ослабление КНД за счёт квантования фазы и случайных фазовых ошибок оказывается пренебрежимо малым. Ослабление КНД примерно на 1 дБ можно получить в случае нерандомизированной решётки при использовании дискретных ФВ с двумя разрядами.

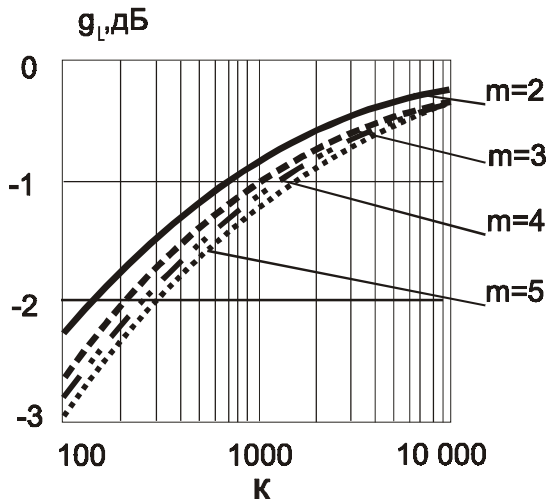


Рис. 5.4.5.
Ослабление КУ антенны в дБ за счёт потерь в ФВ в функции от коммутационного качества активного элемента K и числа разрядов m

Остановимся вкратце на внутренних потерях ФВ. В Гл. VI показано, что потери ФВ определяются коммутационным качеством активного элемента ($p-i-n$ - диод, транзистор и т.п.). Для ФВ на $p-i-n$ - диодах коэффициент, определяющий ослабление КУ антенны, задаётся формулой:

$$g_L = \left[1 + \frac{4}{\sqrt{K}} \sum_{i=1}^m \sin\left(\frac{\pi}{2^i}\right) \right]^{-1}, \quad (5.4.15)$$

где K - коммутационное качество активного элемента;
 m - число разрядов ФВ.

На рис. 5.4.5 показана зависимость g_L от параметров K и m . Из графиков видно, что при $K \geq 5000$ потери в ФВ не превосходят 0,5 дБ и мало зависят от числа дискретов.

§ 5.5. ВЛИЯНИЕ ВЗАИМНОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ НА ФОРМУ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ СИСТЕМЫ

Взаимная связь между излучателями, из которых образуется система с немеханическим движением луча, должна быть малой. Если она действительно достаточно мала, то систему функций, описывающих диаграммы направленности отдельных излучателей, можно считать ортогональной.

Ортогональность диаграмм направленности отдельных излучателей важна не только для упрощения теоретических построений, проведенных в предыдущих главах. Если диаграммы направленности отдельных излучателей образуют ортогональную систему, то условие максимума КНД для заданного направления оказывается очень простым (см. § 2.5):

$$A_{p_0} = C \cdot \varphi_p^*(\theta_0, \alpha). \quad (5.5.1)$$

Это условие дает простой закон изменения токов в излучателях в функции от углов θ_0, α_0 . При нарушении условия ортогональности диаграмм направленности отдельных излучателей расположению максимума излучения в направлении θ_0, α_0 уже не соответствует значение токов, найденное по формуле (5.5.1), и закон управления амплитудой и фазой токов сильно усложняется. Кроме того, нарушение ортогональности диаграмм направленности отдельных излучателей, обусловленное наличием существенной взаимной связи между ними, усиливает зависимость свойств диаграммы направленности антенны в целом от частоты сигнала. Поэтому в системах с немеханическим движением луча всегда стремятся уменьшить взаимную связь между излучателями. В то же время осуществить систему с полным отсутствием взаимной связи, по-видимому, невозможно. Таким образом, возникает важная для практики задача - оценка влияния взаимной связи

между излучателями на свойства системы и отыскание допустимой величины связи, при которой справедлив анализ системы, проведенный без учета взаимной связи. Если система излучателей проанализирована полностью без учета взаимной связи, а в реальной конструкции взаимная связь между излучателями достаточно велика, то в результате:

◊ взаимная связь может привести к искажению амплитудно-фазового распределения токов в излучателях и, как следствие этого, к искажению закона управления лучом или к изменению уровня боковых лепестков.

◊ коэффициент направленного действия реальной системы излучателей может отличаться от величины КНД, вычисленной для той же системы без учета взаимной связи.

◊ согласование излучателей с питающими линиями может существенно изменяться за счет взаимной связи с соседними излучателями. Причем это изменение согласования может зависеть от положения луча антенны в пространстве и от частоты сигнала.

Рассмотрим влияние взаимной связи на форму диаграммы направленности. Для этого сделаем некоторые предварительные выкладки. Пусть имеется отрезок длинной линии, нагруженный на сопротивление Z_l , который питается от генератора с ЭДС e_0 и внутренним сопротивлением Z_0 (рис. 5.5.1). Подсчитаем величину комплексной амплитуды тока в нагрузке I_l . Учтем, что на входных и выходных зажимах отрезка линии будут следующие напряжения:

$$\begin{aligned} U_0 &= e_0 - I_0 z_0; \\ U_l &= I_l \cdot z_l \end{aligned} \quad (5.5.2)$$

Тогда, используя связь между напряжениями и токами на концах отрезка линии длиной l с волновым сопротивлением ρ , получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} I_0(\rho \cos kl + jz_0 \sin kl) - I_l &= je_0 \sin kl, \\ I_0(z_0 \cos kl + j\rho \sin kl) + I_l z_l &= e_0 \cos kl, \end{aligned} \quad (5.5.3)$$

из которой легко найти:

$$I_l = \frac{e_0}{(z_l + z_0) \cos kl + j \left(\frac{z_0 z_l}{\rho} + \rho \right) \sin kl}. \quad (5.5.4)$$

Используем формулу Эйлера и проведем некоторые алгебраические преобразования.

Тогда

$$I_l = \frac{e_0 e^{-jkl}}{\frac{(z_0 + \rho)(z_l + \rho)}{2\rho} - \frac{(z_0 - \rho)(z_l - \rho)}{2\rho} e^{-j2kl}}. \quad (5.5.5)$$

Заметим, что

$$\frac{z_l - \rho}{z_l + \rho} = \Gamma_l, \quad \frac{z_0 - \rho}{z_0 + \rho} = \Gamma_0 \quad (5.5.6)$$

- суть коэффициенты отражения от нагрузки и генератора. Обозначим также

$$I_{l0} = \frac{e_0}{(z_0 + \rho)(z_l + \rho)} \quad (5.5.7)$$

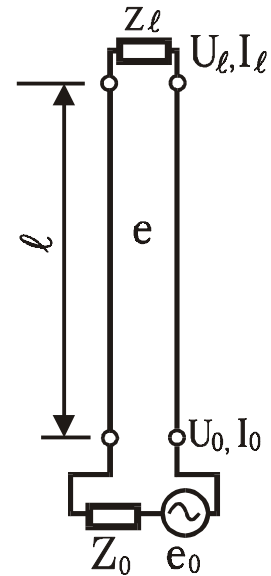


Рис. 5.5.1.
К расчету комплексной амплитуды тока в рассогласованной линии

и используем разложение в ряд

$$\frac{1}{1-x} = 1 + x + x^2 + x^3 + \dots$$

Тогда

$$I_l = I_{l,0} \left\{ e^{-jkl} + \Gamma_l \Gamma_0 e^{-j3kl} + (\Gamma_l \Gamma_0)^2 e^{-j5kl} + \dots \right\}. \quad (5.5.8)$$

Этому результату может быть придано простое физическое толкование: ток в нагрузке образуется из суммы волн, претерпевших многократное отражение от нагрузки и от генератора, причем отраженная волна проходит линию дважды и поэтому каждый раз задержка по фазе увеличивается на $2kl$.

Пусть имеется система излучателей, расположенных близко один от другого. Будем считать, что каждый излучатель без учета взаимной связи согласован со своей питающей линией. Тогда с учетом взаимной связи входное сопротивление p -го излучателя окажется таким:

$$z_p = \frac{1}{I_p} \sum_{i=1}^m I_i z_{ip}. \quad (5.5.9)$$

Учитывая, что

$$|z_{ip}| \begin{cases} = \rho & \text{при } i = p, \\ \ll \rho & \text{при } i \neq p, \end{cases}$$

можем записать

$$\Gamma = \frac{1}{2\rho} \frac{1}{I_p} \sum_{\substack{i=1 \\ (i \neq p)}}^m I_i z_{ip}. \quad (5.5.10)$$

Коэффициент связи по мощности между двумя излучателями (см. § 2.3)

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{|z_{12}|^2}{4z_{11}^2}.$$

Здесь P_2 - мощность, проникающая во второй излучатель, если первый излучает мощность P_1 .

Следовательно, по напряжению или по току аналогичный коэффициент связи будет таким:

$$s_{12} = \frac{z_{12}}{2z_{11}}. \quad (5.5.11)$$

Поэтому

$$\Gamma = \frac{1}{I_p} \sum_{\substack{i=1 \\ (i \neq p)}}^m I_i s_{ip}. \quad (5.5.12)$$

Теперь два первых члена формулы (5.5.8) можно переписать:

$$I_p = I_{p,0} e^{-jkl} + \Gamma_0 \sum_{\substack{i=1 \\ (i \neq p)}}^m I_{i,0} s_{ip} e^{-j2kl} + \dots \quad (5.5.13)$$

Здесь $I_{i,0}$ - комплексная амплитуда токов, не искаженных действием взаимной связи. Физически это означает, что в фидерной линии, питающей p -ый излучатель, образуется волна, наведенная остальными излучателями системы. Эта волна распространяется в линии, отражается от генератора, приобретая при этом сдвиг фазы $2kl$ и затем излучается в пространство (рис. 5.5.2). Аналогичные явления происходят в каждом излучателе системы.

Появление этих вторичных волн во всех излучателях системы приводит к образованию некоторого вторичного излучения, которое искажает основную диаграмму направленности системы.

Заметим, что при определении интенсивности этого вторичного излучения решающую роль играет величина коэффициента отражения от генератора.

Рассмотрим два примера питания излучателей.

- питание излучателей производится через направленные ответвители, дающие небольшой отвод энергии из основного, волновода (см. рис. 5.5.3). В этом случае волны, отраженные от раскрыва излучателя, почти полностью поглощаются в неотражающих нагрузках, стоящих по другую сторону направленного ответвителя. Поэтому в этом случае можно считать, что $\Gamma_0 = 0$.
- связь излучателей с основным волноводом производится через небольшие отверстия связи, не обладающие свойством направленного ответвителя. Вернувшаяся от излучателя волна почти полностью отражается от элемента связи, так как небольшое отверстие связи является почти короткозамкнутым для волн, идущих со стороны излучателя. Значит, в этом случае можно считать, что $\Gamma_0 = -1$. Полное отражение вторичных волн от места возбуждения излучателя приводит к тому, что зависимость диаграммы направленности антенны от взаимной связи между излучателями оказывается максимальной. Этот случай применительно к линейке излучателей с фазовращателями, включенными в цепи их питания, подробно рассмотрен Курцом и Эллиотом [8.5].

Промежуточное положение между двумя примерами, приведенными на рис. 5.5.3, занимает схема квазиоптической разводки питания излучателей. В этом случае отражение, со стороны волноводов, питающих излучатели, определяется также взаимной связью между ними, и величина коэффициента отражения Γ_0 удовлетворяет неравенству: $0 < |\Gamma_0| \ll 1$.

Рассмотрению конкретные схемы антенн с немеханическим движением луча.

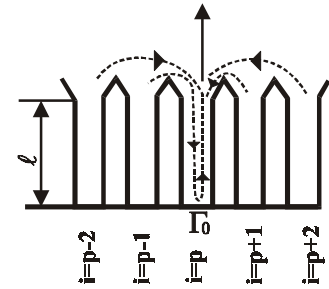
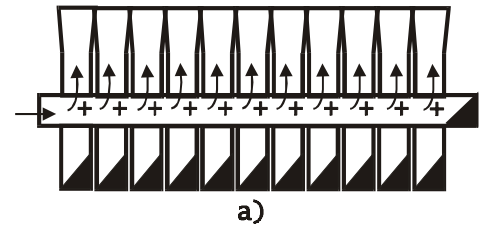
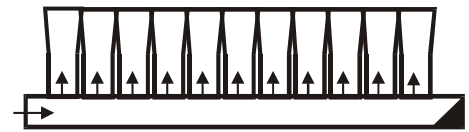


Рис. 5.5.2. Путь волны, возникающей за счет взаимной связи



а)



б)

Рис. 5.5.3.

Различные схемы питания излучателей

Линейка излучателей с управляемыми фазами токов

Чтобы учесть действие фазовращателей, включенных в цепи питания излучателей, будем считать, что

$$kl = kl_0 + \psi_0, \tag{5.5.14}$$

где ψ_0 - управляемый фазовый сдвиг, создаваемый фазовращателем.

С учетом прогрессивного фазового сдвига положим

$$I_{i,0} = I_0 e^{jkl_0} e^{j\psi_0 i}. \tag{5.5.15}$$

Подставив это в (5.5.13), получим

$$I_p = I_0 \left\{ e^{jkl_0} e^{j\psi_0 p} + \Gamma_0 \cdot s_{p+1, p} 2 \cos \psi_0 e^{j(3kl_0 + 3\psi_0 p)} + \Gamma_0 \cdot s_{p+2, p} 2 \cos \psi_0 e^{j(3kl_0 + 3\psi_0 p)} + \dots \right\} \tag{5.5.16}$$

Здесь принимаем, что связь p -го излучателя с $p+1$ - и $p-1$ излучателями одинакова. Поэтому

$$s_{p+1} e^{j\psi_0(p+1)} + s_{p-1} e^{j\psi_0(p-1)} = s_{p+1} 2 \cos \psi_0 e^{j\psi_0 p}. \tag{5.5.17}$$

Аналогично преобразуются и слагаемые, учитывающие связь с $p+2$ и с $p-2$ излучателями и т. д.

При этом считаем, что амплитуды токов в соседних излучателях одинаковы. Это достаточно верно, даже если на линейке с большим числом элементов в целом установлено какое-то неравномерное распределение амплитуды. Определив, таким образом, амплитуды токов, можно найти диаграмму направленности линейки:

$$\Phi(\theta) = \sum_{i=1}^m I_i e^{j(kd \sin \theta - \psi_0 i)} + a \sum_{i=1}^m I_i e^{j(kd \sin \theta - 3\psi_0 i)} \quad (5.5.18)$$

Здесь коэффициент a определяет влияние взаимной связи

$$|a| = 2\Gamma_0 \sum_{q=1}^{\infty} s_{q,0} \cos q\psi_0 \quad (5.5.19)$$

В большинстве случаев влияние излучателей быстро убывает с ростом расстояния между ними. Поэтому можно считать, что

$$|a| = 2\Gamma_0 \cdot s_{1,0} \cos \psi_0 \quad (5.5.20)$$

Этот результат для $\Gamma = -1$ был получен и экспериментально проверен в упомянутой работе Курца и Эллиота.

Таким образом, результирующая диаграмма направленности состоит из двух лепестков, меньший из которых при изменении ψ_0 движется вдвое быстрее. При малых ψ_0 это приводит к искажению формы главного лепестка результирующей диаграммы направленности и смещению его максимума. При больших ψ_0 второй лепесток проявляется в виде бокового лепестка.

Антенна с коммутируемыми лучами

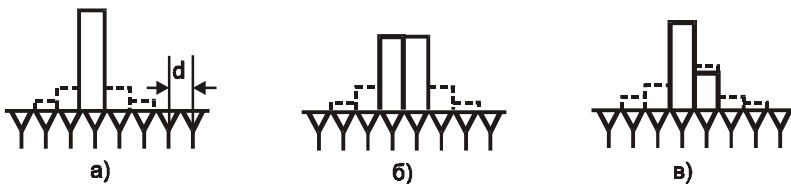


Рис. 5.5.4.

Амплитудное распределение на излучателях в антенне с коммутируемыми лучами

В этом случае взаимная связь между излучателями приводит к нарушению амплитудного распределения в излучателях, расположенных в раскрыве зеркала или линзы. На рис. 5.5.4 показаны различные варианты амплитудных распределений. При симметричном

амплитудном распределении наличие взаимной связи не приводит к смещению центра излучения группы возбужденных излучателей

(рис. 5.5.4, а, б). Взаимная связь при этом несколько изменяет характер облучения зеркала, что должно сказаться на форме диаграммы направленности антенны в целом.

При несимметричном распределении токов (рис. 5.5.4, в) взаимная связь между излучателями искажает отношение токов в излучателях и в результате приводит к смещению центра излучения. Вследствие этого при непрерывном перераспределении амплитуд закон движения луча приобретает волнистый характер (рис. 5.5.5). По-видимому, схемы с плавным движением луча, построенные по амплитудному варианту, не представляют интереса, и поэтому влияние взаимной связи на положение луча в промежуточных точках не скажется на их практической ценности.

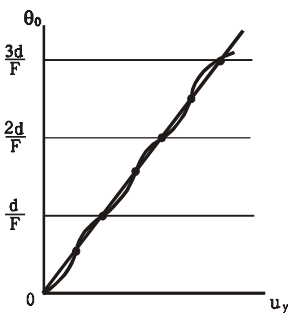


Рис. 5.5.5.

Закон движения луча при плавном изменении амплитуды в излучателях антенны с амплитудным вариантом движения луча

§ 5.6. ВЛИЯНИЕ ВЗАИМНОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ НА КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ И КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ СИСТЕМЫ

Конструкция распределителя существенно влияет на характер и величину искажений диаграммы направленности системы, вызванных взаимной связью между излучателями. Столь же существенное влияние оказывает распределитель на величину КНД и КУ антенны. Все рассуждения будем проводить для случая, когда распределитель согласован со стороны излучающей системы. Примером такого распределителя является система с направленными ответвлениями (см. рис. 5.5.3,а). Близки к нему и системы с квазиоптической разводкой питания. Идеальный распределитель такого рода можно осуществить, включив ферритовые вентили во все каналы, питающие излучатели. Таким образом, энергия, которую уносят волны, отраженные от излучателей, полностью поглощается. Вследствие этого КУ системы оказывается меньше ее КНД.

Может показаться, что неотражающий распределитель при наличии взаимной связи не выгоден с энергетической точки зрения, так как часть энергии поглощается в нем. Однако возникающие при этом потери неизбежны и при других схемах распределителей. В предыдущем параграфе мы видели, что при полностью отражающем распределителе энергия, которую несут обратные волны, хотя и не поглощается в распределителе, но уходит на формирование дополнительных боковых лепестков. Поэтому никакого выигрыша в КУ антенны мы при этом не получаем, а имеем только дополнительные искажения формы диаграммы направленности.

Итак, энергия, которую несут волны, отразившиеся от излучателей, расходуется либо в поглощающих системах распределителя, либо уходит на формирование паразитного бокового излучения. Можно, рассмотреть более простой случай, когда она поглощается, т. е. считать, что распределитель согласован со стороны излучающей системы.

Мы не ставим своей целью получить полный расчет влияния взаимной связи на параметры конкретных конструкций; такие расчеты, как правило, приводят к громоздким вычислениям, требующим применения специально ориентированного программного продукта. Наша цель - обнаружить общие закономерности, позволяющие высказать рекомендации по конструктивному решению некоторых антенн с немеханическим движением луча, а также объяснить особенности поведения антенн в диапазоне частот или при движении луча, которые могут возникнуть из-за взаимной связи.

В первую очередь вычислим КНД системы излучателей, считая, что взаимные сопротивления между излучателями - r_{ip} . Будем также считать, что амплитуды и фазы токов в излучателях удовлетворяют условию максимума КНД (3.2.31).

Тогда, используя общую формулу для КНД (2.5.1), получаем

$$D = \frac{4\pi \left\{ \sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)|^2 \right\}^2}{\sum_{i=1}^m \sum_{p=1}^m \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \varphi_p^*(\theta_0, \alpha_0) \cdot r'_{ip}} \quad (5.6.1)$$

Легко убедиться, что при отсутствии взаимной связи

$$r'_{ip} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = p, \\ 0 & \text{при } i \neq p \end{cases}$$

выражение (5.6.1) превращается в выражение для максимального КНД системы при отсутствии взаимной связи - D_0 .

Найдем отношение D к D_0

$$g = \frac{\sum_{i=1}^m |\varphi_i(\theta_0, \alpha_0)|^2}{\sum_{i=1}^m \sum_{p=1}^m \varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0) \varphi_p(\theta_0, \alpha_0) \cdot r'_{ip}}. \quad (5.6.2)$$

Преобразуем знаменатель этого выражения. Учтем, что $r_{ip} = r_{pi}$ и введем обозначение

$$\frac{1}{2} [\varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0) \varphi_p(\theta_0, \alpha_0) + \varphi_i(\theta_0, \alpha_0) \varphi_p^*(\theta_0, \alpha_0)] = h_{ip}(\theta_0, \alpha_0). \quad (5.6.3)$$

Это же обозначение можно использовать и в числителе.

Тогда

$$g = \frac{\sum_{i=1}^m h_{ii}}{\sum_{i=1}^m \sum_{p=1}^m h_{ip} r'_{ip}}. \quad (5.6.4)$$

Формулы (5.6.3) и (5.6.4) дают возможность вычислить разницу КНД реальной системы от КНД идеализированной системы излучателей, (см. § 2.5).

Перейдем теперь к вопросу об изменении согласования излучателей с фидерами. Для этого нужно вычислить входное сопротивление излучателя с учетом взаимной связи. Будем считать, как и в предыдущем параграфе, что при отсутствии влияния соседних излучателей каждый отдельный излучатель согласован со своей питающей линией. Тогда входное сопротивление p -ого излучателя определяется выражением (5.5.9). Предположим, что взаимная связь между излучателями не изменяет соотношение комплексных амплитуд токов в различных излучателях. Для того чтобы это предположение было верным, допустим, что источники, которые питают отдельные излучатели, имеют бесконечное внутреннее сопротивление [8.6]. Тогда амплитуда и фаза тока в излучателях вообще не зависят от величин их входных сопротивлений. Однако сделанное нами предположение будет верным и не при столь жёстких требованиях к свойствам источника. Дело в том, что в системах излучателей, содержащих достаточно большое число элементов, большая часть излучателей в отношении влияния соседних излучателей находится в совершенно одинаковых условиях. Исключение составляют излучатели, расположенные на краю системы. Чем больше число элементов в системе, тем меньше доля излучателей, находящихся в специфических «краевых» условиях. Если входное сопротивление излучателей изменяется под воздействием взаимной связи одинаково, а распределитель согласован с линиями, соединяющими его с излучателями, то отношение комплексных амплитуд токов будет оставаться постоянным, даже если сами амплитуды несколько изменятся из-за изменения согласования.

Положим, что амплитуды токов по-прежнему задаются выражением (3.2.31). Рассогласование излучателя с фидером приведет к изменению коэффициента пропорциональности C , одинаковому у всех излучателей. При подстановке в (5.5.9) этот коэффициент сократится, и мы получим

$$z'_p = \sum_{i=1}^m \frac{\varphi_i^*(\theta_0, \alpha_0)}{\varphi_p^*(\theta_0, \alpha_0)} [r'_{ip} + jx'_{ip}]. \quad (5.6.5)$$

Найдя таким образом z'_p , можно определить коэффициент отражения и, исходя из этого, узнать, насколько уменьшится КУ системы за счет рассогласования излучателей с фидером.

Рассмотрим более подробно различные антенные системы с движением луча.

Эквидистантная линейка излучателей

Рассмотрим линейку излучателей, расположенных на равных расстояниях один от другого вдоль полярной оси сферической системы координат.

Для такой линейки

$$\varphi_i(\gamma, \alpha) = \varphi_0(\gamma, \alpha) e^{jkdi \sin \gamma}, \quad (5.6.6)$$

здесь $\varphi_0(\gamma, \alpha)$ - амплитудная диаграмма направленности отдельного излучателя; d - расстояние между излучателями. Угол γ отсчитывается от экваториальной плоскости, т. е. излучение по нормали к линейке соответствует, как обычно, углу $\gamma = 0$.

Подставляя (5.6.6) в (5.6.3), получаем

$$h_{ip}(\gamma_0, \alpha_0) = \cos[kd(i-p)\sin\gamma_0] \varphi_0(\gamma_0, \alpha_0)^2. \quad (5.6.7)$$

Тогда для конкретного направления при известном расстоянии между излучателями d имеем

$$g = \frac{1}{\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \sum_{p=1}^m r'_{ip} \cos[kd(i-p)\sin\gamma_0]}. \quad (5.6.8)$$

Перепишем g в таком виде

$$g = \frac{1}{\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m 1/g_i}; \quad g_i^{-1} = r'_{ip} \cos[kd(i-p)\sin\gamma_0]. \quad (5.6.9)$$

Здесь g - результат усреднения некоторых коэффициентов g_i , определенных для каждого i -го излучателя.

Заменяв индекс суммирования, получаем

$$g_i^{-1} = \sum_{s=-(i-1)}^{m-1} r'_{0s} \cos(kd_s \sin\gamma_0). \quad (5.6.10)$$

Если мы рассматриваем излучатель, расположенный в середине линейки из достаточно большого числа элементов, то $0 \ll i \ll m$, и тогда можно записать

$$g_i^{-1} = \sum_{s=-\infty}^{s=\infty} r'_{0s} \cos(kds \sin\gamma_0). \quad (5.6.11)$$

Здесь мы полагаем, что переход к бесконечной линейке не повлияет существенно на величину g_i , так как этот излучатель расположен далеко от краев линейки. При переходе к g , т. е. при усреднении всех g_i , доля излучателей, близких к краю, будет мала и поэтому при достаточно большом m можно считать

$$g = \frac{1}{\sum_{i=-\infty}^{\infty} r'_{0s} \cos(kdi \sin\gamma_0)}. \quad (5.6.12)$$

Поскольку $r'_{0,i}$ является четной функцией расстояния di , то можно переписать эту формулу так:

$$g = \frac{1}{1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} r'_{0i} \cos(kdi \sin\gamma_0)}. \quad (5.6.13)$$

Используя (5.6.5) и (5.6.6), находим

$$z'_p = \sum_{i=1}^m (r'_{ip} + jx'_{ip}) e^{jkd(i-p)\sin\gamma_0}. \quad (5.6.14)$$

Для излучателя, расположенного достаточно далеко от краев, можно распространить суммирование до бесконечных пределов так же, как это сделано при вычислении g . Тогда

$$z'_0 = 1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} r'_{0i} \cos(kdi \sin\gamma_0) + j 2 \sum_{i=1}^{\infty} x'_{0i} \cos(kdi \sin\gamma_0). \quad (5.6.15)$$

Для излучателей с диаграммами направленности вида $\cos^n\theta$ при целом n $r'_{0,i}$ выражается через элементарные функции. Соответствующий численный расчёт может быть сделан с помощью формул (2.3.34 – 2.3.35). Аналитические оценки выполнены в первом издании этой книги. Во многих

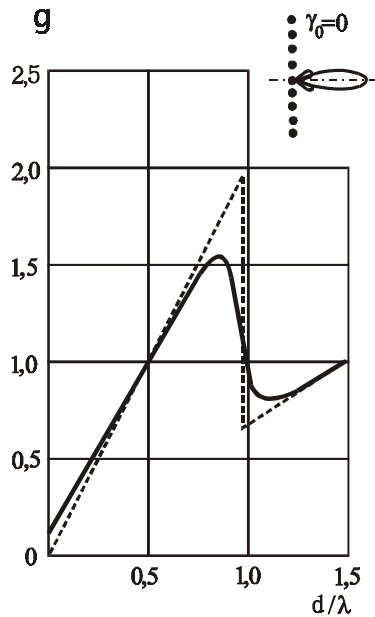


Рис. 5.6.1.

Зависимость коэффициента g от расстояния между излучателями для линейки из 7 излучателей (сплошная линия) и линейки с бесконечно большим числом излучателей (пунктир).

Излучатели изотропные. Луч направлен по нормали к линейке

случаях суммы в (5.6.13) и (5.6.15) можно свести к рядам, суммируемым в общем виде, и получить для g и z'_0 расчетные формулы, не содержащие бесконечных сумм.

Рассмотрим линейку изотропных излучателей. При $n = 0$

$$r'_{i0} = \frac{\sin kdi}{kdi}$$

Подставим это в (5.6.13). Тогда

$$g^{-1} = 1 + \frac{1}{kd} \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin[kdi(1 + \sin \gamma_0)]}{i} + \frac{\sin[kdi(1 - \sin \gamma_0)]}{i} \right\} \quad (5.6.16)$$

Вспользуемся готовой суммой ряда

$$\sum_{i=1}^{\infty} \frac{\sin ix}{i} = \frac{\pi - x}{2}$$

Нужно обязательно учесть, что x должен лежать в пределах одного оборота. Поэтому из выражений, заключенных в квадратные скобки в (5.6.16), следует вычесть целое число 2π . В результате

$$g = \frac{2d/\lambda}{1 + E\left[\frac{d}{\lambda}(1 + \sin \gamma_0)\right] + E\left[\frac{d}{\lambda}(1 - \sin \gamma_0)\right]} \quad (5.6.17)$$

Здесь символом $E []$ обозначено число единиц, содержащееся в величине, стоящей в скобке.

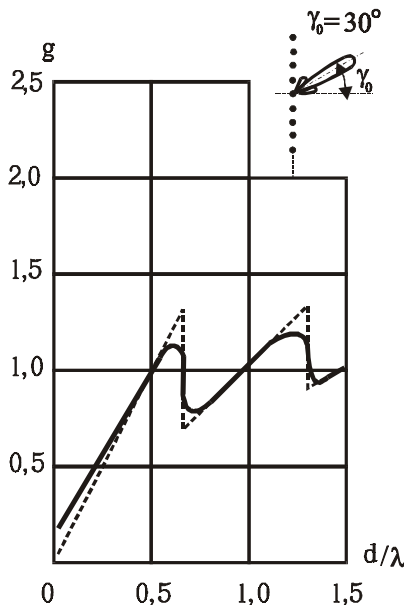


Рис. 5.6.2.

Зависимость коэффициента g от расстояния между излучателями для линейки из 7 излучателей (сплошная линия) и линейки с бесконечно большим числом излучателей (пунктир). Излучатели изотропные. Луч отклонен от нормали на 30°

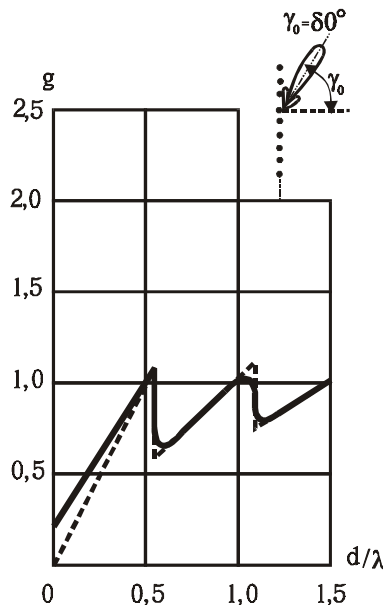


Рис. 5.6.3.

Зависимость коэффициента g от расстояния между излучателями для линейки из 7 излучателей (сплошная линия) и линейки с бесконечно большим числом излучателей (пунктир). Излучатели изотропные. Луч отклонен от нормали на 60°

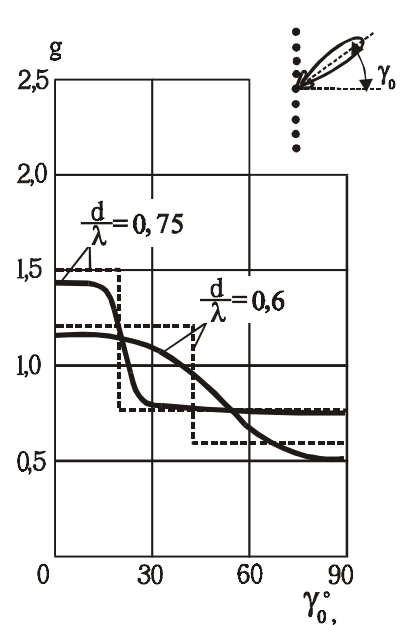


Рис. 5.6.4.

Зависимость коэффициента g от угла положения луча при фиксированном расстоянии между излучателями для линейки из 7 излучателей (сплошная линия) и линейки с бесконечно большим числом излучателей (пунктир). Излучатели изотропные

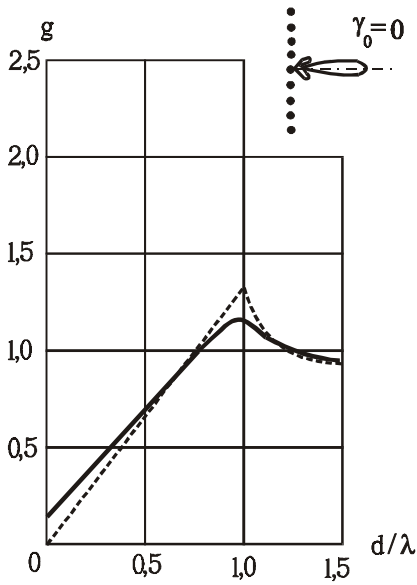


Рис. 5.6.5.

Зависимость коэффициента g от расстояния между излучателями для линейки из 7 излучателей (сплошная линия) и линейки с бесконечно большим числом излучателей (пунктир).

Излучатели имеют диаграмму направленности вида $\cos\theta$. Луч направлен по нормали к линейке

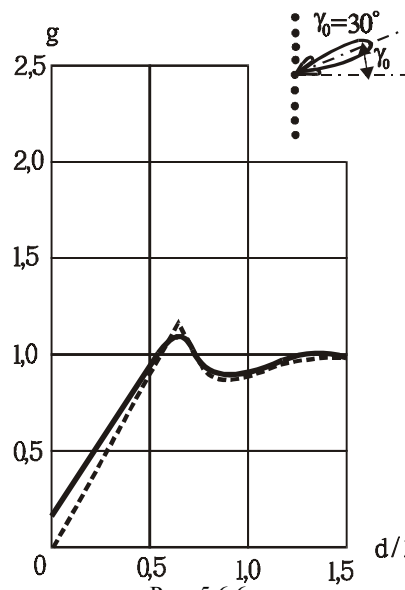


Рис. 5.6.6.

Зависимость коэффициента g от расстояния между излучателями для линейки из 7 излучателей (сплошная линия) и линейки с бесконечно большим числом излучателей (пунктир).

Излучатели имеют диаграмму направленности вида $\cos\theta$. Луч отклонен от нормали на 30°

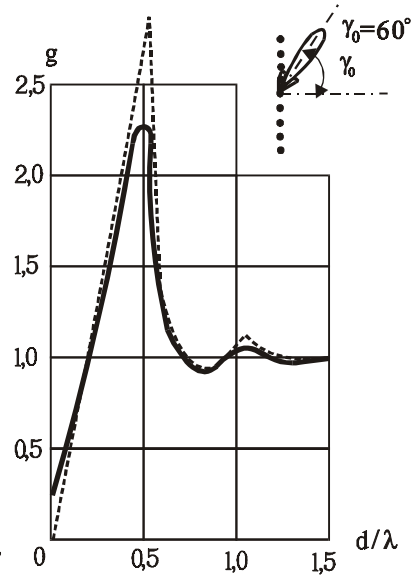


Рис. 5.6.7.

Зависимость коэффициента g от расстояния между излучателями для линейки из 7 излучателей (сплошная линия) и линейки с бесконечно большим числом излучателей (пунктир). Излучатели имеют диаграмму направленности вида $\cos\theta$. Луч отклонен от нормали на 60°

На рис. 5.6.1 – 5.6.4 показаны зависимости g от d/λ и γ_0 , подсчитанные по формуле (5.6.6) для конечного числа излучателей ($m = 7$) и по формуле (5.6.17) для линейки, состоящей из бесконечного числа изотропных излучателей.

На рис. 5.6.5 – 5.6.8 приведены результаты аналогичных расчетов для линейки излучателей, имеющих диаграмму направленности вида $\cos\gamma$. [См. (2.3.34 – 2.3.35)].

Полученные зависимости показывают, что упрощения, сделанные нами при переходе от (5.6.8) к (5.6.17), допустимы.

Основной вывод заключается в том, что в случае эквидистантной линейки роль взаимной связи между излучателями весьма велика, и ее следует непременно учитывать при анализе работы линеек и их конструировании. Необходимо подбирать отдельные излучатели и их расположение таким образом, чтобы взаимное влияние излучателей было сведено к минимуму.

Прежде чем говорить о физической природе полученных зависимостей и о практических рекомендациях, рассмотрим зависимость входного сопротивления излучателей в эквидистантной линейке от расстояния между излучателями и углового положения луча.

Из (5.6.13) и (5.6.15) видим, что активная составляющая входного сопротивления r'_0 совпадает с величиной g^{-1} .

Для реактивной составляющей входного сопротивления линейки изотропных излучателей получаем из (5.6.15) следующее выражение:

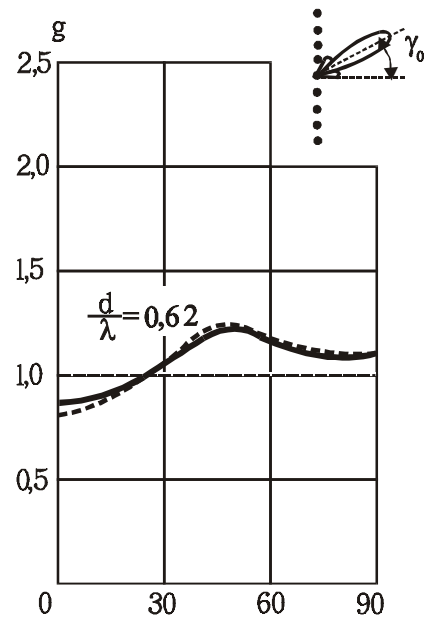


Рис. 5.6.8.

Зависимость коэффициента g от угла положения луча при фиксированном расстоянии между излучателями для линейки из 7 излучателей (оплошная линия) и линейки с бесконечно большим числом излучателей (пунктир). Излучатели имеют диаграмму направленности вида $\cos\gamma$

$$x'_0 = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\cos[kd_i(1 + \sin \gamma_0)] + \cos[kd_i(1 - \sin \gamma_0)]}{kd_i} \quad (5.6.18)$$

Этот ряд суммируется. После несложных преобразований имеем

$$x'_0 = -\frac{1}{kd} \ln \left\{ 4 \left| \sin \left[\frac{kd}{2} (1 + \sin \gamma_0) \right] \right| \times \left| \sin \left[\frac{kd}{2} (1 - \sin \gamma_0) \right] \right| \right\} \quad (5.6.19)$$

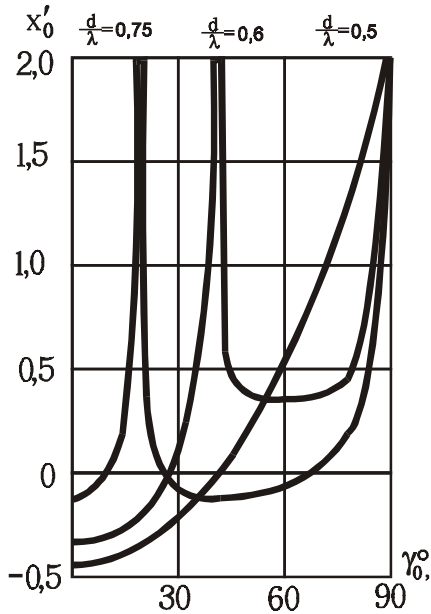


Рис. 5.6.9.

Реактивная часть входного сопротивления излучателя в бесконечной линейке. Излучатели изотропные

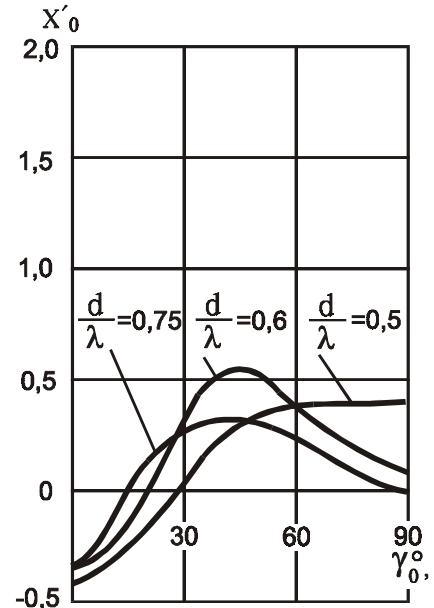


Рис. 5.6.10.

Реактивная часть входного сопротивления излучателя в бесконечной линейке. Излучатели с диаграммой направленности вида $\cos \gamma$

На рис. 5.6.9 приведена зависимость x'_0 от γ_0 для различных расстояний между излучателями.

К сожалению, для излучателей с диаграммой направленности вида $\cos \gamma$ не удается выразить x'_0 через ряды, суммируемые в общем виде. Однако формула (5.6.15) дает в этом случае для x'_0 ряды, сходящиеся весьма быстро, поэтому численное суммирование рядов оказывается несложным. На рис. 5.6.10 показаны зависимости x'_0 от γ_0 для различных d/λ , полученные численным суммированием. Зная входное сопротивление излучателей, можно вычислить коэффициент отражения и его зависимость от расстояния между излучателями и положением луча. Коэффициент отражения по мощности

$$\Gamma_p = \frac{(1 - r'_0)^2 + x'^2_0}{(1 + r'_0)^2 + x'^2_0}$$

Полезная мощность, прошедшая через излучатели, пропорциональна величине:

$$1 - \Gamma_p = \frac{4r'_0}{(1 + r'_0)^2 + x'^2_0}$$

Зная это, можно вычислить отношение коэффициента усиления антенны к ее оптимальному КНД:

$$g' = \frac{G}{D_0} (1 - \Gamma_p) g \quad (5.6.20)$$

Учитывая, что для линейки с достаточно большим числом элементов r'_0 совпадает с величиной g^{-1} , получаем

$$g' = \frac{4}{(1 + r'_0)^2 + x'^2_0} \quad (5.6.21)$$

На рис. 5.6.11 и 5.6.12 показаны зависимости g' от γ_0 при различных d/λ для линеек изотропных излучателей и излучателей с диаграммами направленности вида $\cos \gamma$.

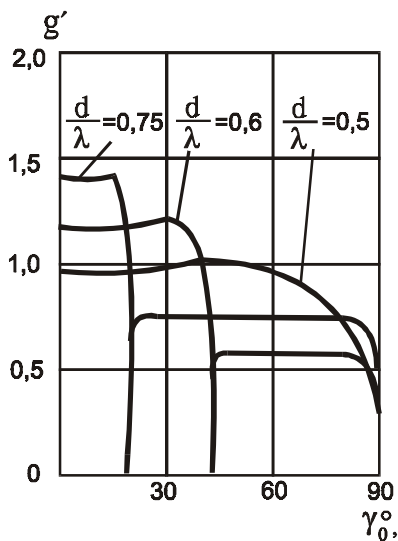


Рис. 5.6.11. Зависимость коэффициента g' от угла положения луча для бесконечной линейки. Излучатели изотропные

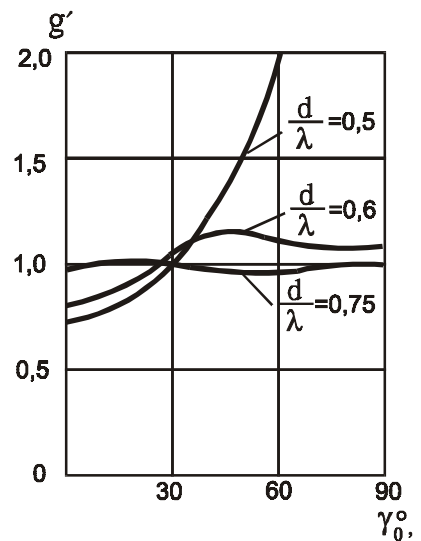


Рис. 5.6.12. Зависимость коэффициента g' от угла положения луча для бесконечной линейки. Излучатели с диаграммой направленности вида $\cos \gamma$

Проанализируем полученные зависимости.

1. При $d/\lambda \rightarrow 0$ КНД антенны стремится к КНД единичного излучателя, соответственно $g \rightarrow 1/m$.
2. Реактивная составляющая входного сопротивления изотропных излучателей, собранных в линейку, резко возрастает в тех случаях, когда линейка находится в критическом режиме, характеризующемся возникновением дифракционного максимума.
3. Коэффициент g' для линейки излучателей с диаграммой направленности $\cos \gamma$ существенно возрастает при отклонении луча в случае, когда $d/\lambda = 0,5$. Этого возрастания нет при $d/\lambda > 0,5$.
4. В целом зависимость КНД и КУ линейки изотропных излучателей от γ_0 и d/λ сильная, в то время как эта же зависимость для линейки направленных излучателей значительно слабее.

Падение КНД при $d/\lambda \rightarrow 0$ объясняется тем, что при этом уменьшается размер антенны, а при рассматриваемом амплитудно-фазовом распределении сверхнаправленность не возможна. Закон изменения реактивной составляющей входного сопротивления изотропного излучателя совпадает с законом изменения реактивной составляющей входного сопротивления штыря в прямоугольном волноводе. Когда волновод находится в критическом режиме, характеризующемся возникновением поля следующего высшего типа, реактивное сопротивление штыря также резко возрастает.

Возникновение дифракционного максимума линейки эквивалентно появлению нового типа поля, распространяющегося в волноводе [5.4]. Заметим, что формула для x'_0 изотропного излучателя в линейке даже внешне напоминает формулу для реактивного сопротивления штыря в волноводе.

Возрастание реактивного сопротивления штыря в волноводе, связанное с появлением поля следующего высшего типа, объясняют поперечным резонансом поля в волноводе. В нашем случае можно говорить о пространственном резонансе на линейке. Действительно, ЭДС, наведенные всеми излучателями на каком-либо одном, оказываются в одной фазе, и поэтому их сумма приводит к резкому изменению входного сопротивления излучателя. Более подробно это явление описано в справочнике [2.26].

На первый взгляд кажется странным возрастание g' линейки слабонаправленных излучателей при $d/\lambda = 0,5$, $\gamma_0 \geq 45^\circ$. Однако вспомним, что в соответствии с диаграммой направленности отдельного излучателя D_0 пропорционален $\cos^2 \gamma_0$ и поэтому при $\gamma_0 \geq 45^\circ$ излучение антенны ослабевает. Естественно, что это должно сопровождаться уменьшением активных составляющих входного сопротивления излучателей. Это непосредственно вытекает из закона сохранения энергии. Уменьшение g_0 , естественно, ведет к росту g . Таким образом, абсолютного роста КНД и КУ не происходит. Происходит только их относительный рост по отношению к D_0 . При расстоянии $d/\lambda > 0,5$ это явление резко ослабевает, так как возникает дополнительный расход энергии на излучение в сторону дифракционного максимума.

Заканчивая анализ влияния взаимной связи на свойства линейки излучателей, ответим на вопрос, какую же величину взаимной связи можно допустить, не опасаясь, что она сильно исказит результаты расчета системы, проведенного без учета связи. Сравнивая линейки излучателей с диаграммами вида $\cos^n \gamma_0$ при $n = 0$ и $n = 1$, видим, что при $n = 0$ взаимная связь в корне изменяет свойства линейки, в то время как при $n = 1$ в большинстве случаев на практике влиянием взаимной связи можно пренебречь. Обращаясь к расчету переходного затухания (рис. 2.3.4 – 2.3.5), заметим, что при $d/\lambda = 0,5 \dots 0,75$ переходное затухание между двумя соседними излучателями почти одинаково. Дело в том, что на свойства линейки влияет не столько величина переходного затухания между двумя соседними излучателями, сколько скорость роста этого затухания при увеличении расстояния между излучателями. При скорости увеличения затухания 6 дБ на октаву в случае, когда ЭДС, наведенные всеми излучателями, оказываются в фазе, т. е. при пространственном резонансе, наведенное сопротивление определяется суммой ряда

$$\sum_{i=1}^m \frac{1}{i},$$

который расходится при $m \rightarrow \infty$.

При скорости 12 дБ на октаву наведенное сопротивление определяется суммой

$$\sum_{i=1}^m \frac{1}{i^2} \rightarrow \frac{\pi^2}{6}$$

т. е. остается ограниченной и довольно небольшой величиной.

Взаимная связь между излучателями может также сильно влиять на свойства линейки излучателей в таком режиме ее работы, когда основной луч формируется в направлении, в котором излучение сильно ослабляется диаграммой направленности отдельного излучателя, т. е. когда происходит гашение луча антенны. Это явление сопровождается резким рассогласованием излучателей, что является следствием закона сохранения энергии физически реализуется вследствие влияния взаимной связи.

Решетка излучателей

Для решетки излучателей расчет изменения КНД за счет взаимной связи можно провести по формуле (5.6.8), которая для этого случая будет содержать четырехкратные суммы. Постараемся упростить расчет путем замены анализа решетки анализом эквивалентных линеек.

Рассмотрим горизонтальные линейки излучателей, параллельные оси x (рис. 5.6.13, а), как отдельные излучатели. Между такими излучателями (см. § 2.3) можно вычислить взаимные сопротивления, исходя из их диаграмм направленности. Диаграмма направленности каждого такого линейного излучателя представляет собой произведение множителя системы $\Phi_{\Sigma}(\theta, \alpha)$ на диаграммы направленности элементов, из которых составлена решетка. Диаграмму направленности элемента по-прежнему будем аппроксимировать функцией $\cos^n \theta$.

Таким образом, взаимное сопротивление двух линейных излучателей, расположенных на расстоянии d один от другого, может быть вычислено с помощью выражения:

$$r'_{12} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \Phi_{\Sigma}^2(\theta, \alpha) \cos^{2n} \theta \cos(kd \sin \alpha \sin \theta) \sin \theta d\theta d\alpha}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \Phi_{\Sigma}^2(\theta, \alpha) \cos^{2n} \theta \sin \theta d\theta d\alpha} \quad (5.6.22)$$

Если линейный излучатель достаточно длинный, то множитель системы имеет вид воронки (рис. 5.6.13, б). Используя это, можно упростить вычисление интегралов в (5.6.22): интегрирование по полусфере заменим интегрированием по полукругу, который образуется воронкообразным главным лепестком множителя системы линейного излучателя. Ширина этого полукруга Δ определяется шириной главного лепестка множителя системы.

Выразим декартовы координаты произвольной точки через радиус сферы и углы θ и α , а затем углы γ и β . Это позволяет получить следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \sin \theta \sin \alpha &= \sin \beta \cos \gamma, \\ \cos \theta &= \cos \gamma \cos \beta, \end{aligned} \quad (5.6.23)$$

$$\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \alpha} = \cos \gamma.$$

Заменим сферический элемент площади в интегралах (5.6.22) элементом площади кольца

$$\sin \theta d\theta d\alpha = \cos \gamma \Delta d\beta. \quad (5.6.24)$$

Считаем, что в пределах кольца $\Phi_{\Sigma} = 1$. Тогда

$$r'_{12} = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^{2n} \beta \cos(kd \cos \gamma \sin \beta) d\beta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^{2n} \beta d\beta} \quad (5.6.25)$$

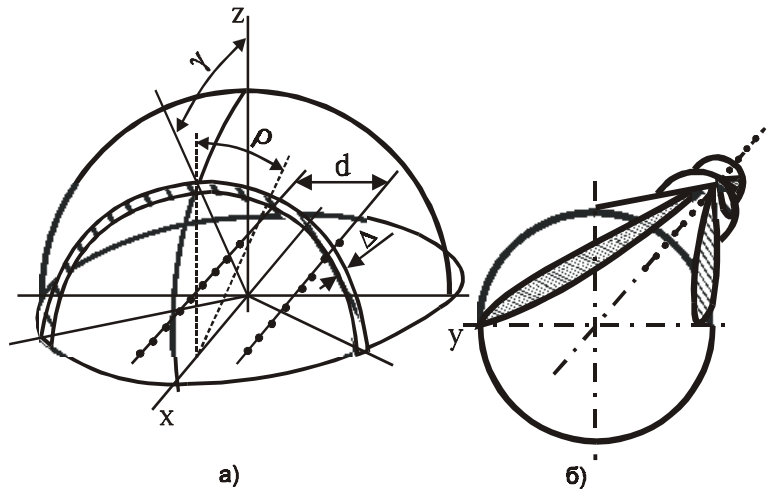


Рис. 5.6.13.

К расчету взаимной связи между двумя линейками излучателей

Полученные интегралы легко берутся. В результате несложных преобразований получим

$$r'_{12} = \Gamma(n+1) \frac{2^n J_n \left(kd \sqrt{1 - \sin^2 \theta_0 \cos^2 \alpha_0} \right)}{\left(kd \sqrt{1 - \sin^2 \theta_0 \cos^2 \alpha_0} \right)^n}. \quad (5.6.26)$$

Здесь θ_0, α_0 определяют направление, в котором формируется максимум диаграммы направленности. Все дальнейшие расчеты должны вестись по уже известной схеме.

Таким образом, для того чтобы оценить изменение КНД решетки, нужно вычислить коэффициенты g сначала для линейки излучателей, а затем для системы линеек и полученные коэффициенты перемножить.

Заметим, что формулы в предыдущей части параграфа получены для линейки излучателей, расположенной вдоль полярной оси, а рассмотренная сейчас формула вычислена для решетки, перпендикулярной этой оси. Однако введенный в этом случае угол γ совпадает с углом γ , изображенном на рис. 5.6.13. Это можно использовать при анализе решетки излучателей в целом.

Все, что было сказано относительно свойств линеек излучателей, сохраняет силу применительно к решеткам. Нужно особо обратить внимание на то, что явление поперечного резонанса и в результате резкая зависимость КУ антенны от частоты и положения луча наступают уже не при изотропных излучателях, а при излучателях с диаграммой направленности вида $\cos^{1/2}\theta$.

Рассмотрев влияние взаимной связи на свойства линейки и решетки излучателей, можно сделать следующие выводы.

- ◇ В общем случае взаимной связью между излучателями в системах в виде линейки и особенно решетки излучателей пренебрегать нельзя.
- ◇ Влияние взаимной связи может быть достаточно мало, если соблюдены два условия - отсутствуют гашение луча диаграммой направленности отдельного излучателя и пространственный резонанс.
- ◇ Для выполнения первого условия необходимо обеспечить достаточно широкую диаграмму направленности отдельного излучателя - в идеальном случае прямоугольник с шириной, равной ширине сектора движения луча.
- ◇ Для выполнения второго условия желательна возможно большая скорость убывания связи между излучателями по мере роста расстояния между ними, а также неэквидистантное расположение излучателей, что исключит синфазное сложение ЭДС, наведенных многими излучателями в одном из излучателей системы.

Рассмотрим антенны с коммутируемыми лучами. У такой антенны (см. рис. 1.1.2) диаграммы направленности отдельных излучателей обладают следующим свойством. Если максимум диаграммы направленности какого-либо отдельного излучателя совпадает с направлением максимального излучения антенны в целом, то диаграммы направленности всех остальных излучателей в этом же направлении имеют очень малые значения, либо просто равны нулю. В этом случае из выражения (5.6.3) следует, что

$$h_{ip}(\theta_0, \alpha_0) \Big|_{i \neq p} \ll h_{pp}(\theta_0, \alpha_0). \quad (5.6.27)$$

Если же луч системы расположен посередине между главными максимумами диаграммы направленности отдельных излучателей, то

$$\begin{aligned} h_{ip}(\theta_0, \alpha_0) \Big|_{i=p+1} &= h_{pp}(\theta_0, \alpha_0), \\ h_{ip}(\theta_0, \alpha_0) \Big|_{\substack{i \neq p \\ i \neq p+1}} &\ll h_{pp}(\theta_0, \alpha_0). \end{aligned} \quad (5.6.28)$$

Учитывая также, что при наличии взаимной связи все же выполняется неравенство $r'_{ip} \ll r'_{pp}$, можно заключить, что для антенны с коммутируемыми лучами наличие взаимной связи между отдельными излучателями приводит к изменениям КНД системы, оцениваемым величинами второго порядка малости. То же самое можно оказать и о коэффициенте усиления. Действительно, входное сопротивление возбужденных излучателей меняется очень мало; входное сопротивление излучателей, амплитуда тока в которых мала, меняется сильно, но их роль в формировании диаграммы направленности антенны в целом ничтожно мала.

Возможный способ подавления взаимной связи между излучателями в эквидистантной решётке

В Гл. III было показано, что между системой излучателей и системой ФВ может быть включён многополюсник, который ортогонализует систему диаграмм направленности излучателей и при этом обращает в ноль взаимную связь между ними. В этом разделе покажем, что подавление взаимной связи между излучателями может быть осуществлено сравнительно простым способом. Таким способом может быть размещение диэлектрического слоя над решёткой излучателей [2.26]. Такой слой преобразует амплитудно-фазовые соотношения между модами, описывающими распределение излучающих токов на поверхности решётки, т.е. является диаграммообразующим многополюсником.

На рис. 5.6.14, а показана схема расположения излучателей и диэлектрического слоя. Расстояние между осями волноводных излучателей выбираем таким, чтобы активная составляющая взаимного импеданса равнялась нулю. Для секторных диаграмм направленности излучателей при $m = 1,5 \dots 2$ это расстояние составляет $d = (0,7 \dots 0,8)\lambda$ (см. рис.2.4.3, 2.4.4). Мнимая часть взаимного импеданса при этом оказывается ёмкостной $x'_{12} = -(0,20 \dots 0,25)$. Наличие диэлектрического слоя существенно не изменит вид диаграмм направленности излучателей и рассчитанных по этим диаграммам величины взаимного импеданса. Однако, как следует из (2.2.23), квазистатическая связь между излучателями может быть изменена. Именно на изменение квазистатической связи между излучателями и направлено применение диэлектрического слоя.

На рис. 5.6.14,а пунктирная линия показывает путь дополнительной связи между излучателями, возникающей через диэлектрический слой. На рис. 5.6.14,б, в приведены эквивалентные схемы формирования этой дополнительной связи. Обе схемы полностью эквивалентны. Наличие двух форм представления этих схем облегчает их описание. Рис. 5.6.14, б типологически повторяет рис. 5.6.14, а. Форма схемы, представленной на рис. 5.6.14, в, удобна для описания рассматриваемой цепи как симметричного четырёхполюсника.

Используем описание введённого в рассмотрение четырёхполюсника с помощью Z матрицы. Для взаимного симметричного четырёхполюсника имеем:

$$z_{11} = z_{22} = z_{xx}, \tag{5.6.29}$$

$$z_{12} = z_{21} = \sqrt{(z_{xx} - z_{кз}) \cdot z_{xx}}, \tag{5.6.30}$$

где z_{xx} - входной импеданс четырёхполюсника при разомкнутом выходе,

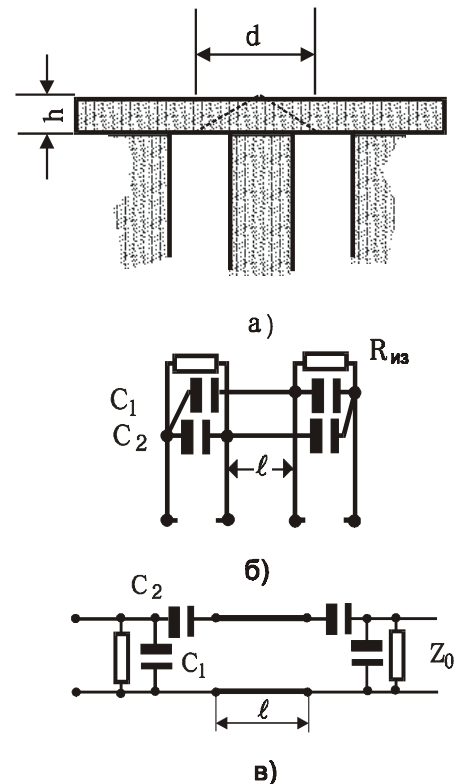


Рис. 5.6.14. Схема подавления взаимной связи между излучателями в эквидистантной решётке

$Z_{кз}$ - соответственно импеданс четырёхполюсника при замкнутом выходе.

Положим для простоты рассуждений $C_1 = C_2$, $x_c = -1/\omega C$, $|x_c| \gg Z_0$, $l = \lambda$. Тогда

$$Z_{xx} = \frac{1}{1/Z_0 + 1/(Z_0 + i2x_c) + 1/ix_c}, \quad (5.6.31)$$

$$Z_{кз} = \frac{1}{1/Z_0 + 1/i2x_c + 1/ix_c}. \quad (5.6.32)$$

Подставляя (5.6.31) и (5.6.32) в (5.6.30) и, приняв во внимание, что $|x_c| \gg Z_0$, получим

$$Z_{12} = \frac{Z_0^2}{i2x_c}$$

или в нормированном виде:

$$z'_{12} = i \frac{1}{2} Z_0 \omega C. \quad (5.6.33)$$

Положим, что ёмкость связи определяется диэлектрической проницаемостью слоя ϵ'_d и его толщиной h :

$$C = \epsilon_0 (\epsilon_{\text{д}} - 1) \cdot h. \quad (5.6.34)$$

Пусть $\epsilon'_d = 10$, $h = 0,5$ см. Получим для $f = 10$ ГГц и $Z_0 = 50$ Ом нормированную часть дополнительного взаимного импеданса $z'_{12} = i0,20$, что как раз достаточно, чтобы скомпенсировать ёмкостную связь, возникшую благодаря связи через диаграммы направленности.

Приведённый расчёт служит только качественной иллюстрацией возможности использования диэлектрического слоя для компенсации взаимной связи в эквидистантной решётке. Полный расчёт вполне может быть выполнен на основе использования численного электродинамического анализа (Full wave analysis) применительно как к волноводным излучателям, так и к излучателям в виде печатных антенн [8.23].

§5.7. ШИРОКОПОЛОСНОСТЬ АНТЕННЫ С ЭЛЕКТРОННЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

Одна из важнейших характеристик антенны с электронным движением луча – полоса частот, в которой антенна сохраняет свои рабочие параметры. Прежде всего, как у любого СВЧ устройства, полоса рабочих частот определяется полосой пропускания компонентов, из которых составлено устройство, то есть полосой пропускания излучателей, фидеров, управляющих устройств, элементов согласования. Если говорить об антенне с коммутацией лучей, то сказанное исчерпывает проблему широкополосности антенны, поскольку положение лучей такой антенны определяется геометрией антенны и не связано с частотой излучаемой волны.

Гораздо сложнее обстоит дело в случае ФАР, в которой положение луча определяется сдвигом фаз волн, подводимых к излучателям.

Разделим управляющие устройства, используемые в ФАР, на две группы:

Фазовращатели. Фазовый сдвиг, задаваемый ФВ в рамках заданного допуска, не зависит от частоты в пределах рабочего диапазона частот.

Линии задержки. Время распространения волны в линии задержки Δt изменяется под управляющим воздействием, но не зависит от частоты, т.е. линия задержки не имеет частотной дисперсии. Поэтому сдвиг фазы волны, прошедшей линию задержки, пропорционален частоте $\Delta \varphi = \omega \cdot \Delta t$.

ФАР с частотно независимым сдвигом фаз

Положение луча ФАР определяется формулой (см. §3.1):

$$k(\omega) d \sin \theta_0(\omega) = \psi_0, \quad (5.7.1)$$

где $k(\omega)$ – волновое число свободного пространства, ψ_0 – заданный частотно независимый фазовый сдвиг.

Очевидно, что угол, под которым расположится главный луч антенны, является функцией частоты. Рассмотрим два случая работы радиотехнической системы, в состав которой входит ФАР:

1) система использует сравнительно узкополосный сигнал ($\Delta f = 10 \dots 30$ МГц), но может перестраивать несущую частоту в широких пределах.

2) система использует широкополосный сигнал, занимающий спектр, ширина которого составляет существенную долю несущей частоты.

В первом случае задача управления лучом антенны решается сравнительно просто. В программу компьютера, управляющего фазовращателями, вводится информация о несущей частоте, на которой работает система в данный момент. Во втором случае ФАР с частотно независимым фазовым сдвигом не может быть использована, так как такая ФАР будет излучать различные компоненты спектра сигнала в разных направлениях, и сигнал в целом будет разрушен.

Оценим ширину спектра сигнала, который будет сосредоточен в главном луче ФАР с частотно независимым фазовым сдвигом.

Положим: $\theta_0(\omega) = \theta_0 + \delta\theta_0$, $\omega = \omega_0 + \delta\omega$. Продифференцируем (5.7.1) по частоте и учтём, что $dk(\omega)/d\omega = k/\omega$. Используя конечные приращения, получим:

$$\delta\theta_0 = -\operatorname{tg}\theta_0 \cdot \frac{\delta\omega}{\omega_0}. \quad (5.7.2)$$

Положим $\theta_0 = \theta_k / 2 \leq 45^\circ$. Тогда с достаточной точностью из (5.7.2) имеем:

$$\left| \frac{\delta\theta_0}{\Delta\theta} \right| = \frac{\theta_k}{2\Delta\theta} \cdot \left| \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right|. \quad (5.7.3)$$

Используем формулу для числа элементов в линейке излучателей (3.2.23): $\theta_k / \Delta\theta = n - 1$, где n – число элементов в линейке излучателей. Положим также, что $\delta\theta_0 / \Delta\theta \leq 0,25$. Тогда из (5.7.3) получаем

$$\frac{\Delta\omega_{\text{сигн}}}{\omega_0} \leq \frac{2}{n-1}. \quad (5.7.4)$$

Здесь принято, что частотная полоса сигнала $\Delta\omega_{\text{сигн}}$ определяется отклонением от несущей в обе стороны на $\Delta\omega$, т.е. ($\Delta\omega_{\text{сигн}} = 2|\Delta\omega|$).

Пусть линейка излучателей содержит 64 активных элемента. Тогда в соответствии с (5.7.4) $\Delta\omega/\omega_0 = 3\%$. На несущей частоте 10 ГГц неискажённый сигнал может быть передан в полосе частот 30 МГц.

Заметим, что использование частотно независимых ФВ позволяет осуществить квантование фазы на 360° , что существенно облегчает требования к конструкции ФВ. Но это облегчение покупается ценой ограничения полосы пропускания активного сигнала.

ФАР с частотно независимым положением луча

Положим, что сдвиг фазы пропорционален частоте

$$\psi_0(\omega) = \omega\tau, \quad (5.7.5)$$

где τ – время задержки.

В этом случае из (5.7.1) следует

$$\sin\theta_0 = \frac{c_0}{d} \cdot \tau, \quad (5.7.6)$$

где d – расстояние между элементами линейки, c_0 – скорость света.

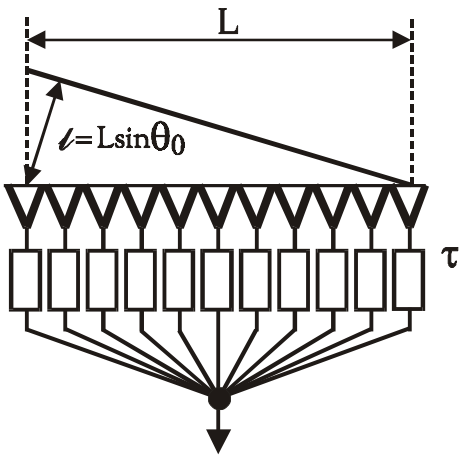


Рис. 5.7.1. ФАР с бездисперсионными линиями задержки

На рис. 5.7.1 показана схема ФАР с линиями задержки в качестве управляющих элементов. В этой схеме сброс фазы на 360° невозможен. Поэтому управляющий элемент, стоящий в цепи крайнего излучателя, должен давать задержку при максимальном отклонении луча

$$\tau_{\max} = \frac{L}{c_0} \cdot \sin \theta_{0,\max} \quad (5.7.7)$$

Заметим, что τ_{\max} зависит только от раскрыва антенны и угла отклонения луча. Пусть $L = 10$ м, $\theta_{0,\max} = 45^\circ$. Тогда $\tau_{\max} = 2 \cdot 10^{-8}$ с.

Если сопоставить найденную временную задержку со сдвигом фазы, то на частоте 10 ГГц это составит 72 000°, т.е. в 200 раз больше, чем требуется от традиционного СВЧ фазовращателя. Если такая линия задержки управляется с помощью двоичного кода, то она должна иметь не менее 10 – 11 двоичных разрядов.

ФАР, построенная по схеме (рис. 5.7.1), теоретически не имеет частотных ограничений. Практически её широкополосность определяется широкополосностью компонентов. Отметим публикацию об излучателях, работающих в СВЧ диапазоне в полосе частот 1 : 10 [4.35].

ФАР с комбинированным управлением

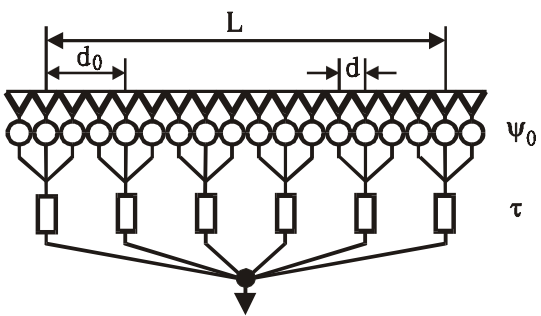


Рис. 5.7.2. Комбинированная ФАР с фазовращателями и бездисперсионными линиями задержки

При заданной достаточно большой, но ограниченной ширине спектра сигнала нет необходимости использовать большое число громоздких линий задержек. В этом случае целесообразно применять комбинированную схему управления, содержащую как бездисперсионные линии задержки, так частотно независимые фазовращатели (рис. 5.7.2). Линейка излучателей разбита на N секций по n излучателей в каждой секции. Каждая секция питается через линии задержки, а излучатели внутри секции питаются через традиционные ФВ, допускающие 360° сбросы фазового сдвига. Диаграмма направленности комбинированной ФАР имеет вид

$$\Phi(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{n_0}{2} (kd_0 \sin \theta - \omega\tau) \right]}{\frac{n_0}{2} \sin(kd_0 \sin \theta - \omega\tau)} \cdot \frac{\sin \left[\frac{n}{2} (kd \sin \theta - \psi_0) \right]}{\frac{n}{2} \sin(kd \sin \theta - \psi_0)} \cdot \cos \theta \quad (5.7.8)$$

В формуле представлены три сомножителя:

- ◇ Множитель решётки из n_0 элементов длиной $L = n_0 \cdot d_0$, обеспечивающий частотно-независимое положение узких лучей диаграммы направленности.
- ◇ Множитель решётки из n элементов длиной $n \cdot d$,
- ◇ $\cos \theta$ - диаграмма направленности элементов, из которых составлена линейка.

Полное число элементов в составе линейки

$$N = n_0 \cdot n \quad (5.7.9)$$

Полная длина линейки излучателей

$$L = n_0 \cdot d_0 = N \cdot d \quad (5.7.10)$$

Поскольку $d_0 \gg \lambda$, первый сомножитель диаграммы направленности имеет много дифракционных максимумов, которые подавляются вторым и третьим сомножителями диаграммы направленности. Главный максимум диаграммы направленности имеет ширину

$$\Delta\theta \cong \lambda / L , \quad (5.7.11)$$

и его положение в пространстве определяется временем задержки τ и не зависит от частоты.

Второй и третий сомножители можно рассматривать, как диаграмму направленности отдельного излучателя, которая следит за перемещением главного луча антенны. Однако положение диаграммы направленности отдельного излучателя определяется не только фазовым сдвигом, заданным ФВ, но и зависит от частоты, как в обычной ФАР.

Несложный расчёт позволяет установить, что ширина спектра сигнала, который может быть использован в радиотехнической системе с комбинированной ФАР, определяется формулой:

$$\frac{\Delta\omega_{\text{сигн}}}{\omega_0} \leq \frac{2n}{N-1} = \frac{2}{n_0 - 1/n} , \quad (5.7.12)$$

где N – полное число элементов в составе комбинированной ФАР ; n_0 – число групп, управляемых через линии задержки; n – число элементов в составе каждой группы.

Например, линейка излучателей из 100 элементов, разбитая на 10 групп, обеспечит управление сигналом с шириной спектра 20%. При этом такая ФАР должна содержать 100 обычных ФВ и 10 бездисперсионных линий задержки.

ГЛАВА 6

УПРАВЛЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА В СОСТАВЕ АНТЕННЫ С ЭЛЕКТРОННЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

Важнейшими конструктивными составляющими любой антенны с электронным управлением являются управляющие устройства, в задачу которых входит управление фазой (иногда амплитудой) волн, распространяющихся в цепях антенны. Основой управляющего устройства служит материал, электродинамические параметры которого изменяются под воздействием приложенного к нему магнитного или электрического поля, или под воздействием протекающего через него тока. Очевидно, что скорость изменения управляющих напряжений или токов гораздо меньше скорости изменения СВЧ поля, хотя интервал времени, в течение которого должно измениться состояние управляющего устройства, измеряется, как правило, единицами или долями микросекунды.

Ниже рассмотрим следующие виды устройств управления фазой:

- 1) фазовращатели на основе *p-i-n* диодов;
- 2) фазовращатели на полевых транзисторах;
- 3) микроэлектромеханических структуры (МЭМС);
- 4) фазовращатели на основе намагниченного феррита;
- 5) сегнетоэлектрические фазовращатели и бездисперсионные линии задержки.

Большинство управляющих устройств являются устройствами дискретного действия. Однако возможно применение и устройств с непрерывным изменением управляемой характеристики. Такими устройствами были первые ферритовые ФВ, в которых фазовый сдвиг волны был аналоговым способом связан с напряжённостью управляющего магнитного поля.

Полезное действие управляющего устройства неизбежно связано с некоторым затуханием волны, прошедшей через управляющее устройство. Поэтому важнейшей характеристикой управляющего устройства является его качество, которое характеризует соотношение между полезным действием устройства и вносимыми им потерями в СВЧ цепи, например отношение фазового сдвига к потерям, измеренное в град/дБ.

Напомним два определения, данные в §5.7:

- 1) Фазовращатель – устройство, обеспечивающее требуемый фазовый сдвиг, величина которого в пределах допустимой погрешности в заданной полосе частот не зависит от частоты.
- 2) Бездисперсионная линия задержки - устройство, обеспечивающее задержку сигнала во времени, причём величина задержки в пределах допустимой погрешности в заданной полосе частот не зависит от частоты.

§ 6.1. КОММУТАЦИОННОЕ КАЧЕСТВО УПРАВЛЯЮЩЕГО УСТРОЙСТВА В СОСТАВЕ АНТЕННЫ С ЭЛЕКТРОННЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

Содержание этого параграфа в основном посвящено характеристике двухполюсника, способного находиться в двух состояниях. Такой двухполюсник может быть использован в любой СВЧ цепи, в которой необходимо управление её состоянием. Будем разделять описание собственно переключаемого двухполюсника и описание цепи, в которую он включён. Примером может служить *p-i-n*-диод (переключаемый двухполюсник) и дискретный фазовращатель (управляемая цепь).

В течение трёх десятилетий было предпринято несколько попыток дать количественную характеристику качества управляющего устройства и, в первую очередь, применительно к дискретным ФВ на *p-i-n*-диодах [2.11, 11.1, 11.2]. Примерно в то же время прилагались усилия дать характеристику сегнетоэлектрических СВЧ управляющих устройств [11.3, 11.4]. Следуя английской терминологии [11.5], назовём искомую характеристику *фактором коммутационного качества* ФКК и будем обозначать его через символ *K*.

Было показано [2.11, 11.1, 11.2, 11.5], что ФКК обладает следующими свойствами:

◊ ФКК является универсальной характеристикой управляемого элемента любой физической природы (феррит, полупроводник, сегнетоэлектрик и т.п.).

◊ ФКК инвариантен к преобразованию импеданса управляемого элемента через взаимный четырёхполюсник, не имеющий внутренних потерь.

◊ Численная величина ФКК определяет количественную характеристику управляющего устройства. Для ФВ такой характеристикой является отношение фазового сдвига к потерям, измеренное в град/дБ.

Формулировка проблемы

Рассмотрим переключаемый двухполюсник, который в двух разных состояниях характеризуется двумя значениями импеданса:

$$Z_1 = R_1 + jX_1 \quad \text{и} \quad Z_2 = R_2 + jX_2 \tag{6.1.1}$$

Пусть двухполюсник с импедансом $Z_{1,2}$ является нагрузкой взаимного четырёхполюсника без потерь (Рис. 6.1.1), на входе которого имеем:

$$Z_{in}^{(1)} = R_{in}^{(1)} + jX_{in}^{(1)} \quad \text{и} \quad Z_{in}^{(2)} = R_{in}^{(2)} + jX_{in}^{(2)} \tag{6.1.2}$$

Рассмотрим вариант, при котором выполняются следующие условия:

$$X_{in}^{(1)} = X_{in}^{(2)} = 0 \tag{6.1.3}$$

и

$$R_{in}^{(1)} \ll Z_0 \quad \text{и} \quad R_{in}^{(2)} \gg Z_0 \tag{6.1.4}$$

где Z_0 – волновое сопротивление передающей линии.

Заметим, что при соответствующем синтезе четырёхполюсника условие (6.1.3) всегда может быть выполнено.

Чем больше изменение компонентов импедансов Z_1 и Z_2 , тем больше отличие $R_{in}^{(1)}$ и $R_{in}^{(2)}$. Определим ФКК как отношение $R_{in}^{(2)}$ к $R_{in}^{(1)}$, то есть

$$K = R_{in}^{(2)} / R_{in}^{(1)}, \tag{6.1.5}$$

при условии, что равенства (6.1.3) выполнены. Не нарушая общности, можем положить:

$$K > 1. \tag{6.1.6}$$

Рассмотрим в качестве примера

180-градусный – отражательный ФВ (рис. 6.1.2). Изменение импеданса нагрузки $Z_{1,2}$ обеспечивает в двух состояниях коэффициент отражения, отличающийся на 180° , т.е. имеет следующую связь между коэффициентами отражения: $\Gamma_1 = -\Gamma_2$. В таком ФВ коэффициенты отражения в двух состояниях определяются выражениями:

$$\Gamma_1 = \frac{R_{in}^{(1)} - Z_0}{R_{in}^{(1)} + Z_0}, \quad \Gamma_2 = \frac{R_{in}^{(2)} - Z_0}{R_{in}^{(2)} + Z_0}, \tag{6.1.7}$$

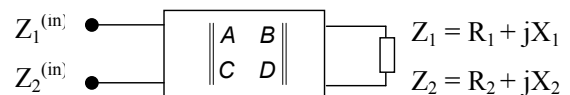


Рис. 6.1.1

Взаимный четырёхполюсник без потерь, трансформирующий пару импедансов Z_1, Z_2 в пару импедансов $Z_{in}^{(1)}, Z_{in}^{(2)}$.

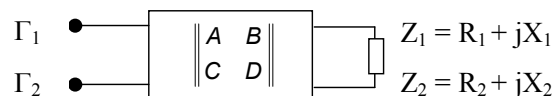


Рис. 6.1.2

Схема отражательного фазовращателя, основанного на переключении импедансов Z_1, Z_2 , представляющих нагрузку трансформирующего четырёхполюсника

Предположив, что условие (6.1.3) выполнено, потребуем также, чтобы при $\varphi_1 = 180^\circ$ и $\varphi_2 = 0^\circ$ также выполнялось дополнительное условие: $|\Gamma_1| = |\Gamma_2|$, что оказывается возможным, если

$$Z_0 = \sqrt{R_{in}^{(1)} R_{in}^{(2)}} . \quad (6.1.8)$$

При этом получаем:

$$|S_{11}^{(1,2)}| = \frac{\sqrt{K} - 1}{\sqrt{K} + 1} \cong 1 - \frac{2}{\sqrt{K}} , \quad (6.1.9)$$

где K есть ФКК, определённый соотношением (6.1.5).

Если условие (6.1.8) не выполнено, то не равны и коэффициенты отражения в двух состояниях:

$|S_{11}^{(1)}| \neq |S_{11}^{(2)}|$. В этом случае можно определить среднюю величину потерь в двух состояниях:

$$L_{av} = \left[\frac{1}{2} \left(|S_{11}^{(1)}|^2 + |S_{11}^{(2)}|^2 \right) \right]^{1/2} . \quad (6.1.10)$$

Можно доказать [2.21], что L_{av} имеет минимум при условии, когда соотношение (6.1.8) выполнено.

Формула (6.1.9) определяет минимум потерь ФВ отражательного типа. Это соотношение может быть обобщено [2.21] на случай произвольного фазового сдвига отражательного ФВ - $\Delta\varphi$:

$$|S_{11}^{(1,2)}| = 1 - \frac{2}{\sqrt{K}} \cdot \sin \frac{\Delta\varphi}{2} \quad (6.1.11)$$

Обратимся к исследованию основных свойств ФКК.

Трансформация импедансов нагрузки в двух состояниях (Z_1, Z_2) в два активных сопротивления ($R_{in}^{(1)}, R_{in}^{(2)}$)

Используем матрицу A для описания четырёхполюсника:

$$\|A\| = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \quad (6.1.12)$$

Положим, что

$$A = a, \quad B = jb, \quad C = jc, \quad D = d, \quad (6.1.13)$$

где a, b, c, d – вещественные числа, j – мнимая единица.

Пусть также

$$ad + cb = 1 \quad (6.1.14)$$

Соотношения (6.1.13 – 6.1.14) описывают взаимный четырёхполюсник без потерь.

Импеданс переключаемого двухполюсника $Z_{1,2} = R_{1,2} + jX_{1,2}$ трансформируется четырёхполюсником с матрицей A во входной импеданс:

$$Z_{in}^{(1,2)} = \frac{a(R_{1,2} + jX_{1,2}) + jb}{jc(R_{1,2} + jX_{1,2}) + d} , \quad (6.1.15)$$

который имеет вещественные и мнимые компоненты:

$$R_{in}^{(1,2)} = \frac{R_{1,2}}{d^2} \cdot \frac{1}{1 - 2\frac{c}{d}X_{1,2} + \left(\frac{c}{d}\right)^2 (R_{1,2}^2 + X_{1,2}^2)}, \quad (6.1.16)$$

$$X_{in}^{(1,2)} = \frac{1}{d^2} \cdot \frac{bd + (ad - bc)X_{1,2} - ca(R_{1,2}^2 + X_{1,2}^2)}{1 - 2\frac{c}{d}X_{1,2} + \left(\frac{c}{d}\right)^2 (R_{1,2}^2 + X_{1,2}^2)}. \quad (6.1.17)$$

Заметим, что (6.1.16) и (6.1.17) – это четыре уравнения.

Положим, что $X_{in}^{(1,2)} = 0$. С учётом (6.1.13 – 14) можем исключить компоненты А матрицы из (6.1.16) и (6.1.17) и в результате получить следующее уравнение относительно параметра [2.21, 11.5] $K = R_{in}^{(2)} / R_{in}^{(1)}$:

$$K + \frac{1}{K} = \frac{R_1}{R_2} + \frac{R_2}{R_1} + \frac{(X_2 - X_1)^2}{R_1 R_2}. \quad (6.1.18)$$

Эта формула является основной формулой для нахождения ФКК при известных параметрах управляемого двухполюсника, имеющего два дискретных состояния.

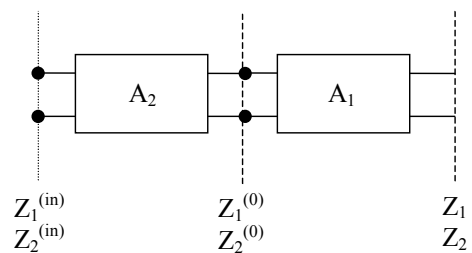


Рис. 6.1.3
К определению инвариантности ФКК по отношению к трансформации импедансов через взаимный четырёхполюсник без потерь

Инвариантность ФКК по отношению к трансформации через взаимный четырёхполюсник без потерь

Существует теорема, которая утверждает, что при трансформации импедансов управляемого двухполюсника через взаимный четырёхполюсник без потерь величина ФКК не изменяется [11.1, 11.2, 2.21].

Для того, чтобы разъяснить это утверждение, рассмотрим цепь, показанную на рис. 6.1.3. Здесь Z_1, Z_2 – пара импедансов переключаемого двухполюсника, $Z_1^{(0)}, Z_2^{(0)}$ – пара импедансов, полученная после трансформации через трансформатор A_1 ; $Z_1^{(in)}, Z_2^{(in)}$ – пара импедансов, полученная после трансформации через ещё один трансформатор A_2 . Итак, имеем цепочку пар импедансов: Z_1 и $Z_2, Z_1^{(0)}$ и $Z_2^{(0)}, Z_1^{(in)}$ и $Z_2^{(in)}$. Подставляя поочерёдно каждую пару в формулу (6.1.18), можно убедиться, что все пары импедансов характеризуются одной и той же величиной K .

Для любого переключаемого элемента, пригодного для практических применений, выполняется условие:

$K > 1000$. В этом случае формула (6.1.18) может быть существенно упрощена:

◇ Для случая, когда у переключаемого элемента изменяется вещественная часть импеданса ($R_2 > R_1, X_2 = X_1$):

$$K = \frac{R_2}{R_1}. \quad (6.1.19)$$

б) Для случая, когда у переключаемого элемента изменяется мнимая часть импеданса ($R_2 \cong R_1$, $X_2 > X_1$):

$$K = \frac{(X_1 - X_2)^2}{R_1 R_2} \quad (6.1.20)$$

ФКК *p-i-n*-диода.

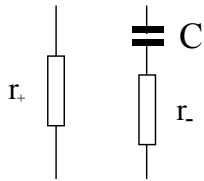


Рис. 6.1.4

Эквивалентная схема *p-i-n*-диода на СВЧ

На рис. 6.1.4 показана эквивалентная схема безкорпусного *p-i-n*-диода [2.21, 2.25]. Три параметра используются для описания *p-i-n*-диода: сопротивление r_+ в открытом состоянии и последовательно соединённые сопротивление r_- и ёмкость C в закрытом состоянии. Итак, пара импедансов *p-i-n*-диода имеет вид

$$R_1 = r_+, \quad X_1 = 0, \quad R_2 = r_-, \quad X_2 = \frac{1}{\omega C} \quad (6.1.21)$$

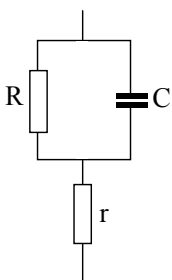
Учтём, что $r_+ \cong r_-$. Подставив (6.1.21) в (6.1.20), получим

$$K = \frac{1}{(\omega C)^2 r_+ r_-} \quad (6.1.22)$$

В случае использования *p-i-n*-диода в корпусе пары импедансов изменятся, однако корпус можно рассматривать как взаимный четырёхполюсник без потерь. Параметр K не изменится в присутствии корпуса, если в материале корпуса нет существенных потерь. И поэтому ФКК диода в корпусе будет определяться всё той же формулой (6.1.22).

В качестве примера количественных значений параметров *p-i-n*-диода [2.21]: $C = 0.3$ пФ, $r_+ = r_- = 0.7$ Ом. На частоте $F = 10$ ГГц (6.1.22) даёт величину: $K = 5 \cdot 10^3$.

ФКК полупроводникового варактора.



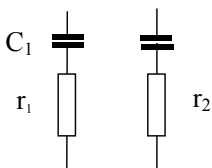
а)

На рис. 6.1.5,а показана эквивалентная схема полупроводникового варактора [11.6]. Четыре параметра описывают свойства СВЧ варактора: ёмкость C соответственно при нулевом и ненулевом смещениях: (C_1 и C_2) последовательное и параллельное сопротивления r и R , не зависящие от смещения. На рис. 6.1.5,б использованы преобразованные параметры варактора

$$r_1 = r + \frac{1}{(\omega C_1)^2 R}, \quad r_2 = r + \frac{1}{(\omega C_2)^2 R} \quad (6.1.23)$$

Для типичного варактора [11.6] имеем: $C_1 = 1.6$ пФ, $C_2 = 0.4$ пФ, $R = 300$ Ом, $r = 1$ Ом. Для частоты 10 ГГц формула (6.1.23) даёт: $r_1 = 0,3$ Ом и $r_2 = 5$ Ом. Поскольку сопротивления r_1 и r_2 одного порядка величины, можно использовать формулу (6.1.20), которая даёт

$$K = \frac{\left(\frac{C_1}{C_2} - 1\right)^2}{(\omega C_2)^2 r_1 r_2} \quad (6.1.24)$$



б)

Рис. 6.1.5

Эквивалентная схема полупроводникового варактора на СВЧ

Используя (6.1.24), получаем $K = 10^4$.

ФКК сегнетоэлектрического конденсатора

Эквивалентная схема сегнетоэлектрического конденсатора [2.19] такая же, как и у полупроводникового варактора (Рис. 6.1.5,б). Четыре параметра описывают СВЧ свойства сегнетоэлектрического конденсатора: последовательно соединённые сопротивление и ёмкость соответственно для нулевого и ненулевого постоянного напряжения смещения: r_1, C_1 и r_2, C_2 . Итак, пара импедансов сегнетоэлектрического конденсатора имеет вид

$$R_1 = r_1, X_1 = \frac{1}{\omega C_1} \text{ и } R_2 = r_2, X_2 = \frac{1}{\omega C_2}. \quad (6.1.25)$$

Обычно используют следующие характеристики сегнетоэлектрического конденсатора

$$n = \frac{C_1}{C_2}, \quad \tan \delta_1 = \omega C_1 r_1, \quad \tan \delta_2 = \omega C_2 r_2, \quad (6.1.26)$$

где введены величины управляемости материала n и тангенса потерь в двух состояниях. Используя (6.1.24), получаем:

$$K = \frac{(n-1)^2}{n \cdot \tan \delta_1 \tan \delta_2}. \quad (6.1.27)$$

Для типичного планарного сегнетоэлектрического конденсатора [11.7, 11.8, 11.9] имеем $n = 2$, и на частоте 5 ГГц $\tan \delta_1 = 0,015$, $\tan \delta_2 = 0,007$. Подстановка этих величин в (6.1.27) даёт $K = 5 \cdot 10^3$.

Фазовращатель в виде линии передачи с управляемой фазовой скоростью

Приведённые выше примеры показывают, что ФКК зависит не столько от конфигурации диода или конденсатора, сколько от параметров материала, из которого изготовлен тот или иной переключаемый элемент. Благодаря этому, можно

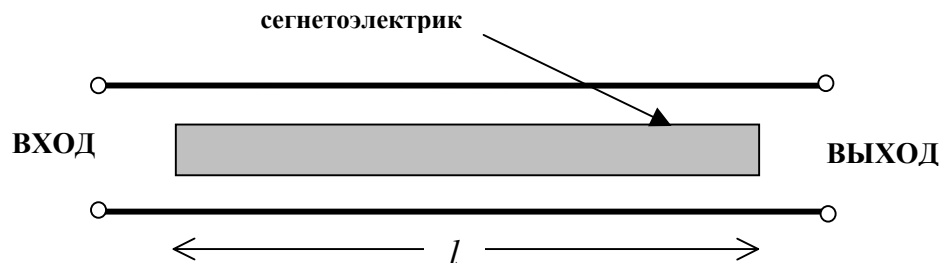


Рис. 6.1.6

Модель линии передачи, погонная ёмкость которой частично определяется сегнетоэлектрическим вкладышем с управляемой диэлектрической проницаемостью

расширить сферу приложения ФКК. Покажем это на примере сегнетоэлектрического фазовращателя в виде управляемой линии передачи. Подобный пример может быть приведён и на основе аналогового ФВ на феррите. На рис. 6.1.6 показана схема сегнетоэлектрического ФВ, который представляет собой отрезок линии передачи, частично заполненной сегнетоэлектриком.

При изменении диэлектрической проницаемости материала изменяется фазовая скорость волны и возникает сдвиг фазы волны

$$\Delta \varphi = k_0 l \cdot (\zeta \cdot \sqrt{\varepsilon_1} - \zeta \cdot \sqrt{\varepsilon_2}), \quad (6.1.28)$$

где k_0 - волновое число, ζ - коэффициент включения сегнетоэлектрика в линию передачи, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - относительная диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика в двух состояниях (при нулевом и максимальном смещении).

Учтём потери в линии передачи длиной l в одном ($\varepsilon_1, \tan \delta_1$) и другом ($\varepsilon_2, \tan \delta_2$) состояниях. При условии, что $\tan \delta_1$ и $\tan \delta_2 \ll 1$, получим:

$$\left(\frac{E(l)}{E(0)} \right)_1 = \exp(-k_0 l \cdot \zeta \cdot \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \frac{1}{2} \operatorname{tg} \delta_1) \quad (6.1.29)$$

$$\left(\frac{E(l)}{E(0)} \right)_2 = \exp(-k_0 l \cdot \zeta \cdot \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \frac{1}{2} \operatorname{tg} \delta_2) . \quad (6.1.30)$$

Усреднённое затухание волны:

$$\left(\frac{E(l)}{E(0)} \right)_{\text{средн}} = \exp(-k_0 l \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \cdot \zeta \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\operatorname{tg} \delta_1 \operatorname{tg} \delta_2}) . \quad (6.1.31)$$

Соответствующее затухание волны (в дБ):

$$L_{\text{дБ}} = 8,68 \cdot k_0 l \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \cdot \zeta \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\operatorname{tg} \delta_1 \operatorname{tg} \delta_2} . \quad (6.1.32)$$

Из (6.1.28) и (6.1.32) найдём отношение сдвига фазы (в рад) к потерям (в дБ):

$$\frac{\Delta \varphi}{L} = \frac{(\varepsilon_1 / \varepsilon_2)^{0.25} - (\varepsilon_2 / \varepsilon_1)^{0.25}}{4.34 \cdot \sqrt{\operatorname{tg} \delta_1 \operatorname{tg} \delta_2}} . \quad (6.1.33)$$

Заметим, что конструктивные параметры линии передачи сократились, и в (6.1.33) присутствуют только параметры материала.

Управляемость материала характеризуется отношением $\varepsilon_1 / \varepsilon_2 = n$.

Заметим также, что с достаточной степенью точности

$$n^{0.25} - n^{-0.25} \cong 0.5 \cdot (n^{0.5} - n^{-0.5}) = \frac{n-1}{2\sqrt{n}}$$

Используя это, преобразуем (6.1.33) с учётом (6.1.27)

$$\frac{\Delta \varphi}{L} (\text{град} / \text{дБ}) = 6,6 \cdot \sqrt{K} . \quad (6.1.34)$$

Эта формула устанавливает связь между ФКК и важнейшей характеристикой ФВ – отношением сдвига фазы к средней величине потерь. Такого типа формула может быть получена для любого ФВ. Сделанные выше оценки ФКК ($K \cong 5000$) дают характеристику ФВ примерно 450 град/дБ. Эта цифра даёт ориентировочную оценку того, что можно ожидать от различных типов ФВ, или с другой стороны, какие требования в отношении ФКК следует предъявлять к материалам, положенным в основу управляющих устройств ФАР.

§ 6.2. ДИСКРЕТНЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ НА P-I-N - ДИОДАХ.

Дискретным фазовращателем называется устройство, обеспечивающее скачкообразное изменение фазы электромагнитной волны без изменения ее амплитуды. Простейший одноступенчатый фазовращатель характеризуется двумя различными фазовыми состояниями. Переключение из одного состояния в другое, как правило, обеспечивается *выключателями*, входящими в состав фазовращателя. Идеальный выключатель представляет собой линейный двухполюсник, имеющий два различных состояния, в одном из которых он является идеально пропускающим, в другом – идеально отражающим. Выключатели содержат *ключи*, которые в идеальном случае являются двухполюсниками с двумя состояниями, которым соответствуют два значения сопротивления ключа: нуль и бесконечность. Перевод ключа из одного состояния в другое осуществляется внешним управляющим воздействием. Функцию ключа в рассматриваемых дискретных фазовращателях выполняют *p-i-n-диоды*.

Фазовращатели можно представить в виде двух основных типов- отражательных и проходных

Отражательный фазовращатель (ОФ) - это линейный двухполюсник, содержащий выключатели, которые под воздействием управляющего напряжения изменяют фазу коэффициента отражения электромагнитной волны. Коэффициенты отражения в двух состояниях:

$$\Gamma_1 = e^{j\varphi_1} \quad \text{и} \quad \Gamma_2 = e^{j\varphi_2}.$$

Прходной фазовращатель (ПФ) - это линейный четырехполюсник, содержащий выключатели, которые под воздействием управляющего напряжения изменяют фазу коэффициента передачи электромагнитной волны. Коэффициенты передачи в двух состояниях:

$$T_1 = e^{j\varphi_1} \quad \text{и} \quad T_2 = e^{j\varphi_2}.$$

Фазовый сдвиг определяется разностью фаз в двух состояниях:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2.$$

В реальных устройствах переключаемый *p-i-n*-диод представляется сосредоточенным элементом, параметры которого в двух различных состояниях описываются линейной эквивалентной схемой. Используемые далее эквивалентные схемы представлены на рис. 6.1.4, где r_+ - сопротивление потерь при положительном смещении; C —емкость *p-i-n*-диода; r_- - последовательное сопротивление потерь при нулевом или отрицательном смещении.

При описании простых схем выключателей предполагается, что собственная реактивность *p-i-n*-диода имеет предельно малое значение и два состояния выключателя соответствуют двум разным значениям активного сопротивления *p-i-n*-диода; при прямом смещении $\bar{r}_+ \ll 1$, а при обратном (нулевом) $\bar{r}_- \ll 1$. Для *p-i-n*-диодов различной конструкции параметры эквивалентной схемы $r_+ \approx r_- = 0,5 - 1,5$ Ом, и $C = 0,2 \dots 1,5$ пФ.

В реальной ситуации собственной реактивностью *p-i-n*-диода (емкостью) нельзя пренебречь, и она учитывается при расчете создания фазового сдвига.

Одноступенчатый отражательный фазовращатель.

На рис. 6.2.1 представлена эквивалентная схема отражательного фазовращателя на *p-i-n*-диоде. Назовем такой фазовращатель одноступенчатым (ОФВ). Диод в двух состояниях представлен двумя значениями полного сопротивления и подключается ко входу через пассивный линейный четырехполюсник, описываемый A - матрицей. В упрощенном варианте без учета потерь в *p-i-n*-диоде $Z_1 = 0$ в открытом состоянии диода и $Z_2 = \infty$ в закрытом состоянии. Разность фаз коэффициентов отражения в двух состояниях $\Delta\varphi = 180^\circ$.

С учетом собственной реактивности *p-i-n*-диода его сопротивление в закрытом состоянии $Z_2 = -j\omega C$. При переключении диода из открытого состояния в закрытое фаза коэффициента отражения в месте подключения нагрузки меняется на величину

$$\Delta\varphi = 2\psi = 2\arctg \bar{x}_d, \quad (6.2.1)$$

где $\bar{x}_d = (\omega CZ_0)^{-1}$ —нормированное к волновому сопротивлению линии Z_0 реактивное сопротивление *p-i-n*-диода в закрытом состоянии. Поскольку $\bar{r}_+ \ll 1$ и $\bar{r}_- \ll 1$, активная составляющая сопротивления *p-i-n*-диода не влияет на фазовые соотношения.

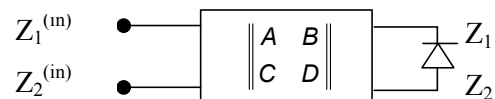


Рис. 6.2.1.
Эквивалентная схема одноступенчатого отражательного фазовращателя

¹ Сопротивления нормированы к волновому сопротивлению линии.

Если в качестве пассивного четырехполюсника используется отрезок линии передачи длиной θ , то коэффициенты отражения на входных клеммах такой цепи при условии отсутствия потерь в линии для двух состояний равны $\Gamma_1 = e^{-j \cdot 2\theta}$, $\Gamma_2 = e^{-j \cdot 2(\theta - \psi)}$ и фазовый сдвиг $\Delta\varphi = 2\psi$. Использование более сложного трансформирующего четырехполюсника позволяет изменить разность фаз коэффициентов отражения на его входе и получить любой по величине фазовый сдвиг [2.21].

Реальный $p-i-n$ -диод характеризуется потерями L (в дБ), определяемыми сопротивлением резисторов в эквивалентной схеме. Потери $p-i-n$ -диода являются основным источником потерь ФВ. Можно показать [2.21], что минимальные потери отражательного ОФВ соответствуют условию равенства потерь в двух состояниях. При этом потери в каждом состоянии в соответствии с (6.1.11) определяются соотношением:

$$L = \frac{17,37 \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}{\sqrt{K}},$$

где K - коммутационное качество $p-i-n$ -диода, определяемое (6.1.22) в соответствии с эквивалентной схемой рис. 6.1.4. Обычно для $p-i-n$ -диода $K > 10000$.

Введем теперь характеристику ФВ - F (град/дБ), которая может использоваться для оценки качества управляемой цепи, и определим ее как отношение фазового сдвига, обеспечиваемого фазовращателем, к величине потерь в нем:

$$F = 6,6 \cdot \left(\frac{\sin \frac{\Delta\varphi}{2}}{\frac{\Delta\varphi}{2}} \right)^{-1} \cdot \sqrt{K}. \quad (6.2.2)$$

Проходные фазовращатели.

Среди проходных одноступенчатых ФВ можно выделить три основных типа:

1. Проходные шлейфные фазовращатели, в которых изменение фазы коэффициента прохождения осуществляется коммутацией различных периодически включенных в линию параллельных реактивностей (шлейфов); эти приборы называются также *фазовращателями типа периодически нагруженной линии*.

2. Проходные фазовращатели, полученные преобразованием одноступенчатых отражательных фазовращателей. Преобразование можно осуществить, нагрузив на отражательный ФВ циркулятор или трехдецибелный направленный ответвитель. Такие фазовращатели называются *проходными фазовращателями на гибридных устройствах*.

3. Проходные фазовращатели, в которых скачкообразное изменение фазы проходящего сигнала достигается переключением каналов с различной электрической длиной. Такие фазовращатели называются *проходными с переключаемыми каналами*.

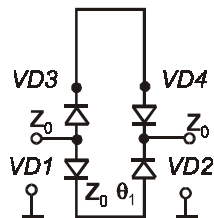


Рис. 6.2.2
Проходной
фазовращатель на
переключаемых линиях

Проходные дискретные ФВ могут быть одноступенчатыми, и многоступенчатыми. Последние образуются, как правило, каскадным включением одноступенчатых проходных ФВ.

Фазовращатели с переключаемыми каналами являются наиболее простыми и применяются в нижней части СВЧ диапазона, где $p-i-n$ -диод можно рассматривать как идеальный ключ (рис. 6.2.2 и 6.2.3). Схема рис. 6.2.2 поясняет принцип работы ФВ на переключаемых линиях. Когда открыта одна пара диодов ($VD1$ и $VD2$) и закрыта вторая ($VD3$ и $VD4$), электромагнитная волна распространяется по линии длиной θ_1 . При изменении смещения на всех четырех диодах на противоположное электромагнитная волна будет распространяться по линии длиной θ_2 , так что фазовый сдвиг $\Delta\varphi = \theta_2 - \theta_1$.

Принципиальным для этой схемы является использование четырех диодов. Это объясняется тем, что на входе и выходе фактически используются двухканальные переключатели, которые обеспечивают коммутацию каналов, связанных между собой попарно отрезками длиной θ_1 и θ_2 . Использование четырех диодов в одном разряде ФВ ведет к увеличению потерь и является основным недостатком ФВ на переключаемых линиях. Фазовращатель на переключаемых линиях по существу является линией задержки, у которой фазовый сдвиг линейно зависит от частоты.

Другим вариантом ФВ на переключаемых линиях является петлевой ФВ (рис. 6.2.3), у которого расстояние между концами петли длиной θ_1 много меньше длины волны, так что можно считать, что диод *VD1* непосредственно соединяет концы петли. К середине петли через диод *VD2* подключается короткозамкнутый параллельный шлейф длиной θ_2 с волновым сопротивлением Z_2 . Когда диоды закрыты, сигнал проходит по петле. При $Z_1 = Z_0$ ФВ согласован по входу, и длина петли θ_1 обеспечивает фазовый набег $\Delta\varphi = \theta_1$. Если диоды открыть, то фазовый набег будет равен нулю в случае, когда реактивное сопротивление, вносимое петлей, также равно нулю. Таким образом, электрическая длина петли определяет величину фазового сдвига.

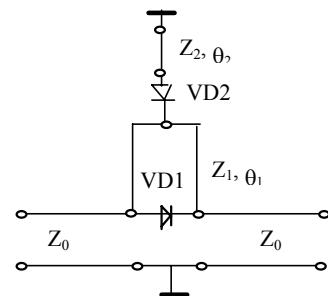


Рис. 6.2.3. Проходной петлевой фазовращатель

Согласование ФВ по входу обеспечивается равенством:

$$\text{ctg}\left(\frac{\theta_1}{2}\right) \cdot \text{ctg}\theta_2 = \frac{2Z_2}{Z_0}.$$

Широкое распространение получили *проходные ФВ на гибридных устройствах*. Гибридное устройство представляет собой направленный ответвитель, в котором мощность делится поровну между прямым плечом и рабочим и соответственно затухание равно 3 дБ. Наиболее просто 3-дБ направленный ответвитель на полосковых линиях реализуется в виде шлейфного моста. Эквивалентная схема такого фазовращателя приведена на рис. 6.2.4, где шлейфный мост изображен в виде восьмиполюсника ($N = 4$). Плечи моста имеют длину $\lambda/4$ и различаются волновыми сопротивлениями (рис. 6.2.5). В прямое и рабочее плечи моста включаются одинаковые отражательные ОФВ.

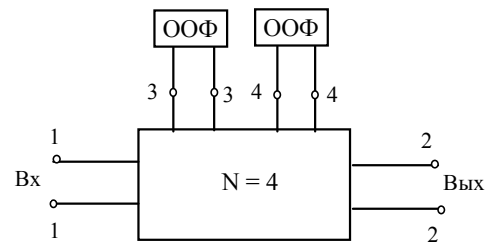


Рис. 6.2.4. Эквивалентная схема фазовращателя на гибридном устройстве

В соответствии с принятой на рис. 6.2.4 нумерацией плеч матрица рассеяния 3-дБ направленного ответвителя типа шлейфного моста записывается в виде:

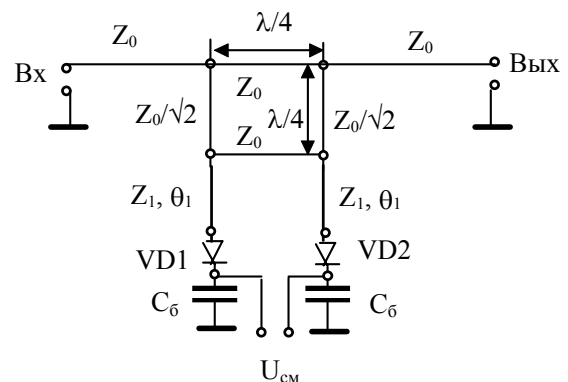


Рис. 6.2.5. Проходной фазовращатель с использованием 3-дБ шлейфного моста

$$[S] = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & j & 1 \\ 0 & 0 & 1 & j \\ j & 1 & 0 & 0 \\ 1 & j & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Если в плечо 1—1 подан входной сигнал a_1 , плечо 2—2 нагружено на согласованную нагрузку ($a_2=0$), а к плечам 3—3 и 4—4 подключены идентичные ОФВ с коэффициентом отражения Γ_{in} , то сигнал в выходном плече 2—2 $b_2 = -j\Gamma_{in} \cdot a_1$.

Для двух состояний управляющего элемента в ОФВ фаза волны на выходе b_2 будет соответствовать двум значениям фазы коэффициента отражения $\Gamma_{in,1,2}$, так что

$$\Delta\varphi_T = \Delta\varphi_\Gamma \tag{6.2.3}$$

т. е. фазовый сдвиг одноступенчатого проходного ФВ на гибридных устройствах равен фазовому

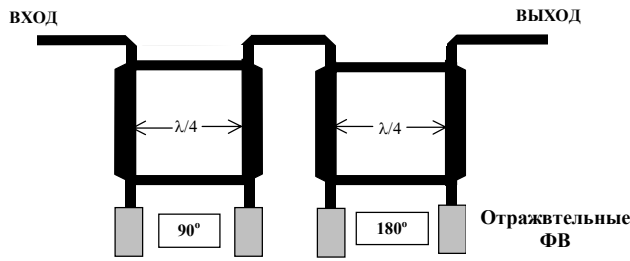


Рис. 6.2.6.

Использование гибридных устройств для преобразования отражательных фазовращателей в двухразрядный проходной фазовращатель

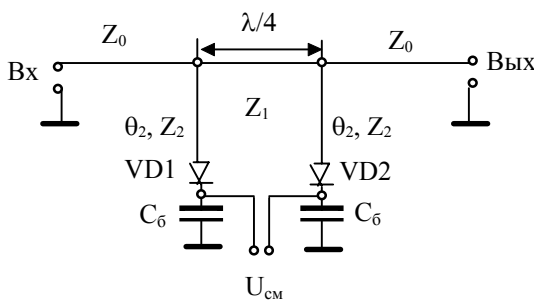


Рис 6.2.7.

Проходной шлейфный фазовращатель

Z_d включается отрезок линии длиной $\theta_1 = \pi/2$ с волновым сопротивлением Z_1 для согласования в заданной полосе частот.

Двум состояниям управляющего элемента соответствуют два значения нормированной входной проводимости шлейфа \bar{Y}_1 и \bar{Y}_2 и соответственно два значения коэффициента отражения Γ_1 и Γ_2 , причем

сдвига, создаваемому входящим в его состав отражательных ФВ. Пример топологии двухразрядного ФВ на четыре фазовых состояния приведён на рис. 6.2.6.

Характеристики проходного ФВ в большой мере определяются характеристиками моста, поэтому в зависимости от требований, предъявляемых к фазовращателю, применяют различные восьмиполосники, в частности шлейфные мосты, гибридные кольца и направленные ответвители на связанных линиях различной конфигурации.

Пример выполнения одного разряда проходного шлейфного ФВ приведен на рис. 6.2.7. Диоды $VD1$ и $VD2$ через блокировочные конденсаторы C_6 ($1/\omega C_6 Z_0 \ll \bar{r}_-$) включены в качестве нагрузки в линию длиной θ_2 с волновым сопротивлением Z_2 . Линия с сопротивлением Z_2 является для основной линии параллельным шлейфом с нагрузкой Z_d на конце, откуда и название такого фазовращателя—шлейфный. Между одинаковыми шлейфами с одинаковыми нагрузками

$$\Gamma_{1,2} = \frac{1 - \bar{Y}_{1,2}}{1 + \bar{Y}_{1,2}}.$$

Для ОФВ без потерь $\bar{Y}_{1,2} = j\bar{B}_{1,2}$, и при $B1 = -B2 = B$ разность фаз коэффициентов отражения на входе двухполюсника в двух состояниях

$$\Delta\varphi_{\Gamma} = 2\arctg\left[2\bar{B} / (1 - \bar{B}^2)\right]. \quad (6.2.4)$$

При этом изменение фазы коэффициента передачи шлейфного ФВ для случая $\theta = \pi/2$ определяется выражением:

$$\Delta\varphi_{\Gamma} = 2\arctg\left[2\bar{B} / (2 - \bar{B}^2)\right]. \quad (6.2.5)$$

На входе фазовращателя на центральной частоте

$$\text{КСВН} = \frac{\sqrt{4 + \bar{B}^2} + \bar{B}^2}{\sqrt{4 + \bar{B}^2} - \bar{B}^2}.$$

Из выражений (6.2.4) и (6.2.5) следует, что

$$\text{tg} \frac{\Delta\varphi_{\Gamma}}{4} = \bar{B}, \quad (6.2.6)$$

$$\text{tg} \frac{\Delta\varphi_{\Gamma}}{2} = \frac{2\bar{B}}{2 - \bar{B}^2}. \quad (6.2.7)$$

Воспользовавшись выражениями (6.2.4) и (6.2.5), можно показать, что при изменении \bar{B} от 0 до 0,4 можно получать скачки фаз до 45° , КСВН при этом на центральной частоте не будет превышать 1,2. При таких значениях \bar{B} в (6.2.7) величиной \bar{B}^2 можно пренебречь, тогда

$$\text{tg} \frac{\Delta\varphi_{\Gamma}}{2} \approx \bar{B}. \quad (6.2.8)$$

Из (6.2.6) и (6.2.8) следует, что при малых \bar{B}

$$\Delta\varphi_{\Gamma} \approx \Delta\varphi_{\Gamma} / 2. \quad (6.2.9)$$

Попытка получить фазовый сдвиг больше 45° приводит к резкому уменьшению полосы частот по согласованию, которая может быть расширена за счет увеличения числа шлейфов.

Рассмотренные схемы отражательных и проходных ФВ описывают основные интегральные схемы ФВ на p - i - n -диодах. Приведенные базовые схемы ФВ могут быть дополнены другими элементами, позволяющими изменять параметры и характеристики ФВ за счет увеличения числа степеней свободы. При этом все элементы базовой схемы сохраняются.

В дискретных проходных ФВ обычно требуется получить несколько различных фазовых состояний $p > 2$. Это достигается применением каскадной схемы включения одноступенчатых ФВ, каждый из которых обеспечивает определенный фазовый сдвиг. Минимальный скачок фазы $\Delta\varphi$ называют *дискретом фазового сдвига*. Для получения p различных фазовых состояний, отстоящих друг от друга на дискрет фазового сдвига и обеспечивающих изменение фазы в пределах $0 \dots 360^\circ$, необходимо соединить каскадно m одноступенчатых ФВ, которые называются разрядами ФВ. Число разрядов связано с числом фазовых состояний соотношением

$$p = 2^m.$$

Фазовый сдвиг, обеспечиваемый i -ым разрядом,

$$\Delta\varphi_i = \frac{2\pi}{2^i}, i = 1, 2, \dots, m.$$

Потери в многоступенчатом проходном ФВ, представляющим собой каскадное включение одноступенчатых ФВ, полученных преобразованием отражательных ФВ в проходные с помощью гибридных соединений, определяются выражением [2.21]:

$$L = \frac{17,37}{\sqrt{K}} \sum_{n=1}^m \sin\left(\frac{\pi}{2^n}\right).$$

Для ФВ с числом разрядов $m > 3$ потери в дБ не превышают величину

$$L_{\max} = 43/\sqrt{K}.$$

Качество в град/дБ многоразрядного ФВ определяется значением ФКК и для $m > 3$ оценивается с помощью формулы:

$$F = 8,35\sqrt{K}. \quad (6.2.10)$$

Дискретные ФВ на $p-i-n$ -диодах в качестве элементов ФАР выполняются, как правило, в виде гибридных интегральных схем на микрополосковых линиях с навесными $p-i-n$ -диодами.

Маломощные ФВ, предназначенные для работы главным образом в приемных ФАР и управляющие СВЧ мощностью не более 0,3 - 0,5 Вт, отличаются высоким быстродействием ($\tau < 1$ мкс) и малой мощностью потребления по цепям управления ($I_{\text{упр}} = 30 \dots 50$ мА). Потери в таких ФВ составляют 0,5 ... 1,5 дБ в диапазоне 1...10 ГГц, КСВН $< 1,5$, полоса частот 10...30%. Фазовращатели выполняются с дискретом фазового сдвига $11,25^\circ$ или $22,5^\circ$. Площадь ФВ на керамической подложке (поликор) толщиной 0,5 мм зависит от рабочей частоты и от числа разрядов ФВ и не превышает 60×48 мм².

Фазовращатели средней ($P_{\text{ср}} < 10$ Вт и $P_{\text{имп}} < 1$ кВт) и высокой мощности ($P_{\text{ср}} = 10 \dots 50$ Вт и $P_{\text{имп}} = 1 \dots 2$ кВт) имеют уровень потерь 1 ... 2 дБ и КСВН не более 1,5 в полосе частот 5 ... 7%.

§ 6.3. ДИСКРЕТНЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ НА ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Фазовращатели на полевых транзисторах уже давно и прочно заняли свое место среди прочих устройств управления фазой. По сравнению с $p-i-n$ -диодными ФВ они имеют ряд преимуществ: транзисторные ключи характеризуются очень высоким быстродействием (время переключения менее 1 нс), потребляют малую мощность по цепям управления, позволяют использовать технологию монолитных интегральных схем (МИС), обеспечивая высокую степень интеграции. Недостатком транзисторных ключей является достаточно высокий уровень потерь в открытом состоянии. Особенностью является возможность создания пассивных транзисторных ФВ, где транзистор используется как ключ, управляемый внешним воздействием, а также активных устройств, в которых применяются усилительные свойства транзистора.

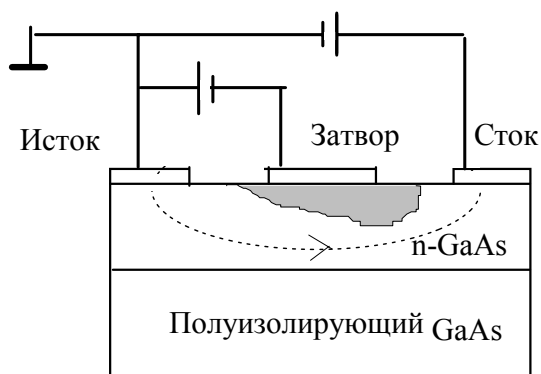


Рис. 6.3.1.

Схематическое изображение полевого транзистора с затвором Шоттки (ПТШ)

На рис. 6.3.1 схематически изображен полевой транзистор с барьером Шоттки. Контакт материала истока и стока с полупроводниковым арсенидом галлия n -типа омический невыпрямляющий, а между затвором и GaAs возникает потенциальный барьер, приводящий к образованию обедненной области под затвором. Ток от истока к стоку протекает через канал между обедненной областью и границей раздела между активной частью прибора и полупроводниковой подложкой из GaAs. Подача отрицательного напряжения на затвор приводит к расширению обедненной области и уменьшению ширины канала, что сопровождается

увеличением сопротивления канала. При некотором напряжении, называемом пороговым $V_{пор}$, канал полностью перекрывается, и ток через него не течет. Это состояние транзистора соответствует закрытому ключу. При нулевом напряжении на затворе ключ открыт. Этим двум состояниям соответствуют две вольт-амперные характеристики (ВАХ) с разным наклоном (рис. 6.3.2). Сопротивление открытого канала между истоком и стоком обычно измеряется единицами Ом. В закрытом состоянии эквивалентные параметры транзисторного ключа определяются, главным образом, параллельно соединенными резистором и конденсатором, причем сопротивление резистора определяется сопротивлением закрытого канала, а емкость конденсатора соответствует емкости между электродами истока и стока. Сопротивление закрытого канала имеет величину 3...10 кОм, а емкость $C_{ис}$ измеряется десятками долями пФ. Параллельная схема закрытого ключа на ПТШ может быть преобразована в последовательную, и эквивалентная схема транзисторного ключа в двух состояниях оказывается такой же, как для $p-i-n$ -диода (см. рис. 6.1.4). Фактор коммутационного качества ключа на ПТШ такого же порядка, как для $p-i-n$ -диода.

Фазовращатели на ПТШ могут выполняться так же, как и описанные ФВ на $p-i-n$ -диодах.

Однако, в связи с тем, что транзисторные ФВ, как правило, выполняются в виде монолитных интегральных схем, более удачными оказываются другие схемотехнические решения. Наибольшее распространение получили транзисторные ФВ на переключаемых фильтрах. Эти ФВ аналогичны фазовращателям на переключаемых каналах, однако, вместо линий разной длины здесь используются фильтры верхних и нижних частот (ФВЧ и ФНЧ). На рис. 6.3.3 приведена эквивалентная схема одноразрядного проходного ФВ на переключаемых ФВЧ и ФНЧ. Фильтры третьего порядка выполнены на сосредоточенных элементах, которые легко реализуются в монолитном исполнении. На рис. 6.3.4 приведены фазо-частотные и амплитудно-частотные характеристики ФНЧ и ФВЧ. Штриховкой выделена область перекрытия характеристик двух фильтров, в которой обеспечивается пропускание управляемого сигнала. В этой области фазо-частотные характеристики фильтров идут параллельно друг другу, что обеспечивает постоянный фазовый сдвиг в выделенном диапазоне частот. ФВ на переключаемых фильтрах

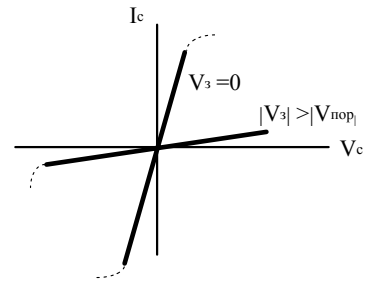


Рис. 6.3.2. Линейные области ВАХ ПТШ в открытом ($V_z = 0$) и закрытом ($|V_z| > |V_{пор}|$) состояниях

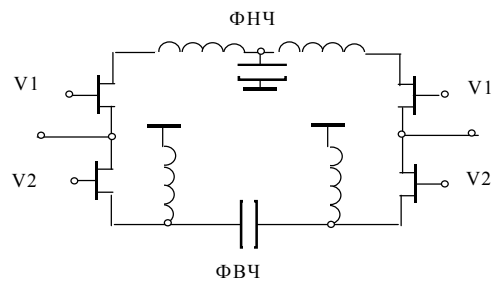


Рис. 6.3.3. Эквивалентная схема ФВ на переключаемых фильтрах

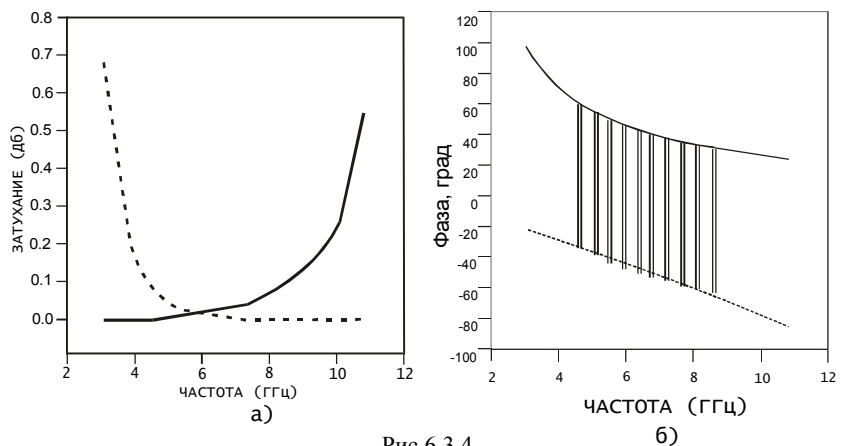


Рис. 6.3.4. а) Амплитудно-частотные характеристики ФНЧ и ФВЧ
б) Фазо-частотные характеристики ФНЧ и ФВЧ

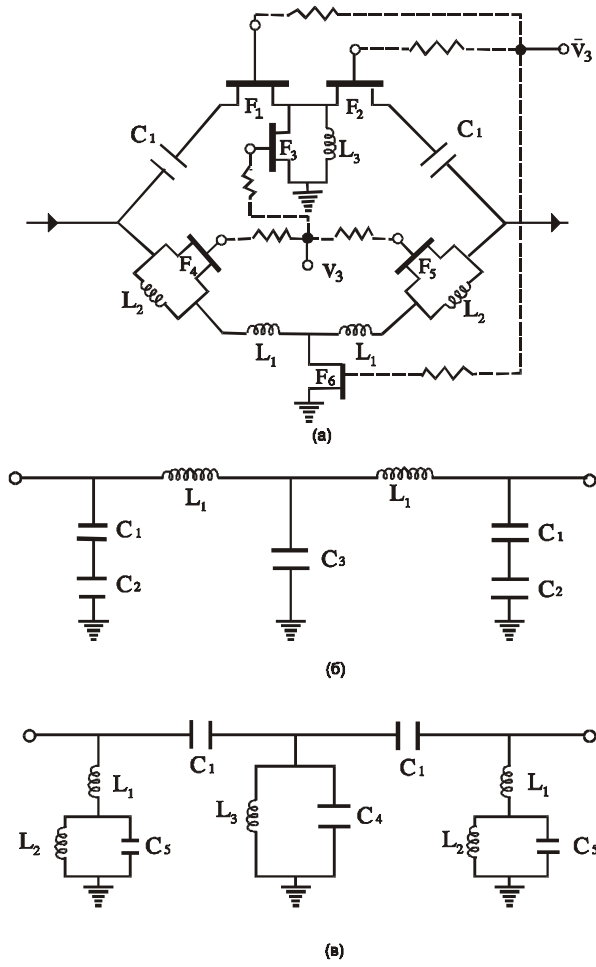


Рис. 6.3.5.

Схема ФВ на переключаемых фильтрах 5-го порядка (а) с эквивалентными схемами в двух состояниях: ФНЧ (б) при $V_3 = 0$ и $|V_3| > |V_{пор}|$ и ФВЧ (в) при $V_3 = 0$ и $|V_3| > |V_{пор}|$

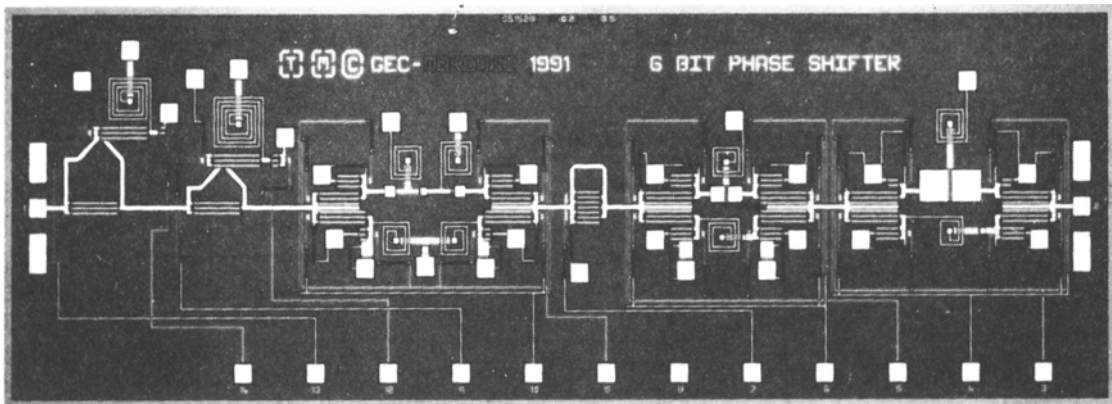


Рис. 6.3.6.

Монолитный шестirazрядный ФВ на переключаемых фильтрах

являются широкополосными, по сравнению с рассмотренными в предыдущем параграфе вариантами реализации ФВ на $p-i-n$ -диодах. На рис. 6.3.5, а) показана схема ФВ на переключаемых фильтрах, в которой в качестве конденсатора фильтра используется емкость затвор-подложка полевого транзистора. Эквивалентные схемы фильтров пятого порядка в двух различных состояниях управляющих транзисторов представлены на рис. 6.3.5.б и 6.3.5.в [2.25].

Пример монолитного ФВ на переключаемых фильтрах [11.10] приведен на рис. 6.3.6. он имеет 64 фазовых состояния с дискретом $6,12^\circ$ (рис. 6.3.7,а), высокую стабильность фазового сдвига в широкой полосе частот и сравнимые по величине потери во всех состояниях (рис. 6.3.7,б)

В отличие от $p-i-n$ -диодов, транзисторные ключи характеризуются сравнительно большими потерями в открытом состоянии, что приводит к высокому уровню вносимых потерь: 3 ... 5 дБ. Существуют варианты построения схем транзисторных фазовращателей, в которых используются усилительные свойства транзисторов, что позволяет не только компенсировать потери, но и получить фазовращатель с усилением [2.25]. Пример реализации такого фазовращателя, обеспечивающего фазовый сдвиг 180° с усилением, показан на рис. 6.3.8. На входе схемы используется делитель, построенный на полосково-щелевом переходе, обеспечивающем сдвиг по фазе на 180° между двумя разветвленными сигналами. Каждый из сигналов проходит через цепь, содержащую транзисторный усилитель, после чего происходит сложение сигналов. Для получения двух разных фазовых состояний один из усилителей запирается управляющим сигналом, подаваемым на затвор, а другой переводится в режим усиления. Сигнал, отраженный от закрытого транзистора, попадает в цепь открытого транзистора и складывается с ним. Суммарный сигнал поступает в выходную цепь. В результате смены управляющих сигналов такой фазовращатель обеспечивает сдвиг 180° с усилением порядка 3 дБ.

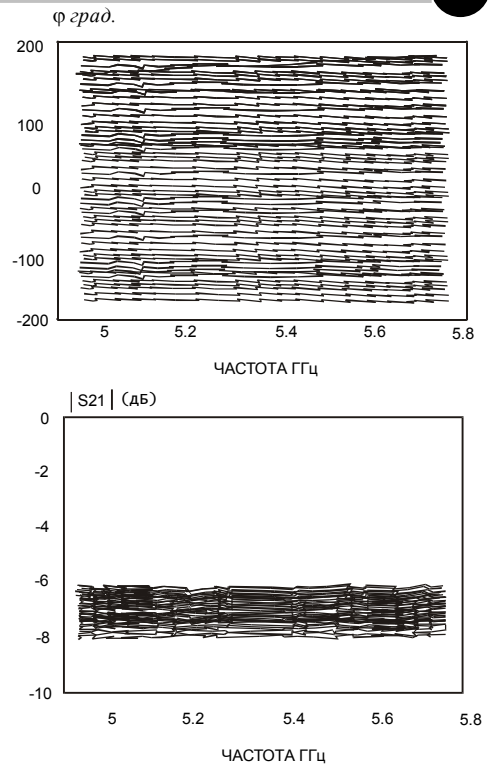


Рис. 6.3.7. Измеренные фазочастотные характеристики (а) и измеренные потери пропускания (б) ФВ рис. 6.3.6 для 64 состояний

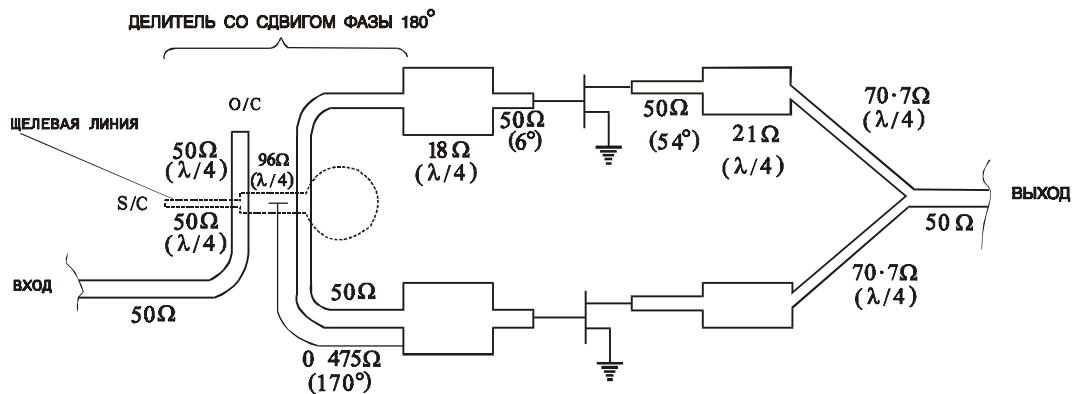


Рис. 6.3.8. Активный ФВ, использующий открытые транзисторы в усилительном режиме

§ 6.4. ДИСКРЕТНЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ НА МИКРОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В последнее время проявляется интерес к новому классу переключательных элементов СВЧ, основой которых являются микроэлектромеханические структуры (МЭМС) [11.11]. Последние представляют собой миниатюрные механические ключи, управляемые напряжением. Возможность создания таких элементов базируется на прецизионной технологии монокристаллических интегральных схем СВЧ. Все элементы МЭМС выполняются по двум базовым технологиям: поверхностной и объемной. Поверхностная технология предполагает создание на поверхности подложки металлических и диэлектрических слоев с их последующим селективным травлением для образования полости, размер которой меняется в зависимости от управляющего напряжения. Объемная технология использует объем полупроводникового материала для создания в ней полости, закрытой гибкой мембраной, положение которой зависит от управляющего напряжения. Наибольшее распространение получила поверхностная технология.

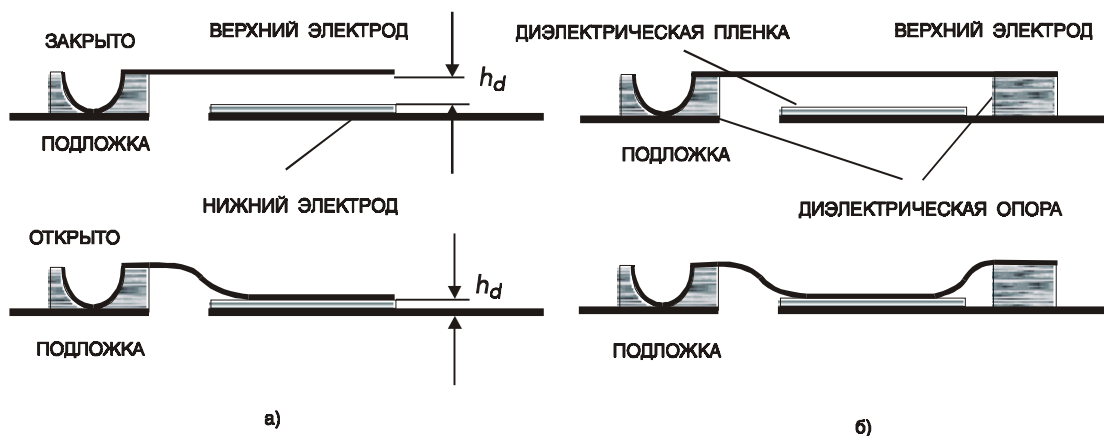


Рис. 6.4.1.

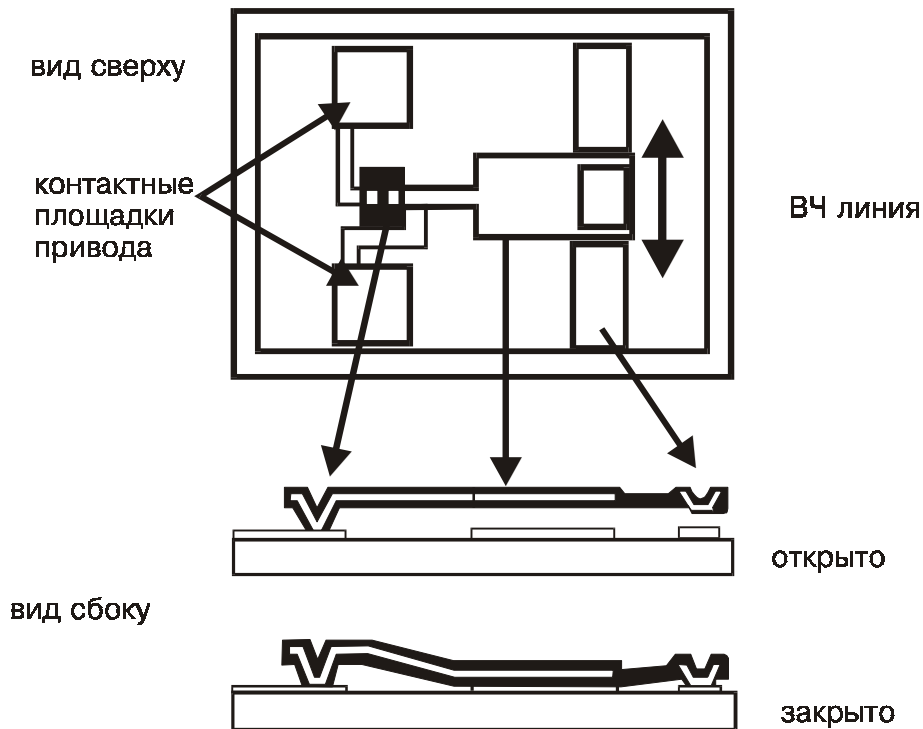
Поперечное сечение консольного (а) и мостикового (б) вариантов МЭМС ключей

На рис. 6.4.1 показаны конфигурации СВЧ ключей на основе МЭМС. В одной из них (рис. 6.4.1,а) используется верхний электрод в виде консоли. В открытом состоянии консоль находится в свободном состоянии на некотором расстоянии от нижнего электрода. При подаче постоянного управляющего напряжения на эти два электрода консоль притягивается к нижнему электроду за счет электростатических сил и прижимается к тонкому диэлектрическому слою, нанесенному на нижний электрод. При этом емкость ключа изменяется. Таким образом, два состояния ключа соответствуют двум значениям емкости.

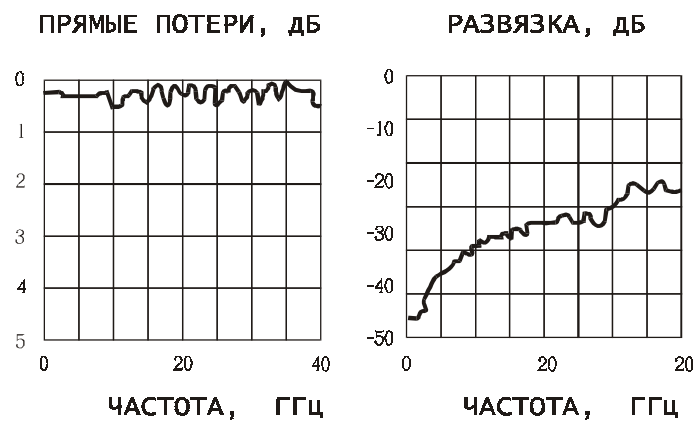
Во второй конфигурации (рис. 6.4.1,б) подвижный электрод выполняется в виде мостика, оба конца которого закреплены. Работает он так же, как консольный вариант.

В соответствии с определением коммутационного качества для управляющих структур в виде конденсатора с управляемой емкостью (6.1.24) ФКК для МЭМС ключа может иметь значение порядка 10^6 и более, так как изменение емкости оценивается значением порядка 80...100, а потери в диэлектрике соответствуют значению $\text{tg } \delta \approx 10^{-3}$. По этому параметру МЭМС ключи превосходят все известные типы СВЧ ключей, что позволяет надеяться на получение высокого качества фазовращателей, построенных на ключах этого типа. Другим преимуществом является пренебрежимо малое потребление мощности по цепям управления. Чрезвычайно малые размеры позволяют обеспечить работоспособность таких ключей вплоть до 100 ГГц. Конечно, эти приборы не лишены недостатков, основной из которых - сравнительно низкое быстродействие. Наилучшим является время срабатывания порядка 10 мкс. Другой недостаток является ограниченное число механических переключений, т. е. ограниченный срок службы, существенно меньший, чем у электронных ключей. Тем не менее, высокое качество МЭМС ключей с точки зрения

их электрических характеристик привлекает разработчиков ФВ, и работы по совершенствованию приборов такого типа ведутся весьма интенсивно.



а)



б)

Рис. 6.4.2.

Конструкция МЭМС ключа с изображением консоли в двух состояниях (а) и экспериментальные характеристики ключа в двух состояниях (б)

В качестве примера на рис. 6.4.2 приведена конструкция консольного СВЧ выключателя и его характеристики потерь пропускания и запирания в полосе частот [11.12]. Использование двух таких ключей в двухканальном переключателе обеспечивает потери не более 0.2 дБ в открытом плече и запираение не менее 30 дБ в закрытом плече в частотном диапазоне 0 ... 15 ГГц.

Построение дискретных ФВ на МЭМС ключах принципиально возможно по любой из рассмотренных выше схем дискретных ФВ. Однако такого рода ключи по своей технологии плохо встраиваются в обычные монолитные СВЧ интегральные схемы и совсем не годятся для гибридной технологии. Поэтому все известные на сегодняшний день ФВ с использованием МЭМС ключей представляют собой аналоговые ФВ типа переключаемой линии. При этом сохраняются все

преимущества МЭМС технологии: высокое качество в сочетании с высокой степенью микроминиатюризации. Пример ФВ на копланарной линии передачи с ключами, использующими мостики [11.13], приведен на рис. 6.4.3. Фазовращатель представляет собой периодически нагруженную линию с МЭМС мостиками, включенными последовательно с МДМ конденсаторами. Когда мостик находится в верхнем положении, то емкость МЭМС элемента C_M^1 мала, по сравнению с емкостью МДМ конденсаторов $C_{МДМ}$, и полная емкость такого элемента практически равна емкости МЭМС элемента C_M^1 . Во втором состоянии, когда мостик прижат к нижнему электроду, емкость МЭМС элемента C_M^2 изменяется в десятки раз и оказывается много больше емкости МДМ конденсаторов $C_{МДМ}$, которая и определяет емкость всей структуры в этом состоянии. Таким образом, необходимый набег фазы на каждом МЭМС элементе выбирается заданием этих двух емкостей: $C_{МДМ}$ и C_M^1 . Набег фазы на единицу длины такой распределенной структуры определяется выражением:

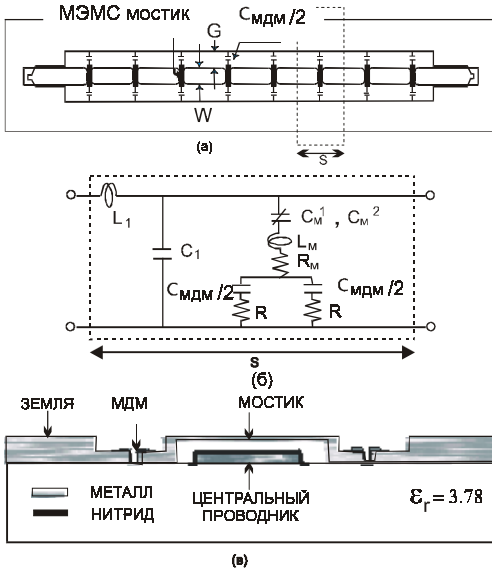


Рис. 6.4.3.

Фазовращатель на периодически нагруженной копланарной линии с МЭМС ключами и МДМ конденсаторами (а). Эквивалентная схема одной ячейки (б). Поперечное сечение мостиковой структуры (в)

$$\Delta\varphi = \omega\sqrt{L_1 C_1} \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{C_M^1}{s \cdot C_1}} - \sqrt{1 + \frac{C_{МДМ}}{s \cdot C_1}} \right), \quad (6.4.1)$$

где L_1 и C_1 – погонные емкости регулярной ненагруженной копланарной линии передачи, s – период структуры (рис. 6.4.3). Следует иметь в виду, что емкости МДМ и МЭМС элементов должны выбираться так, чтобы эффективные волновые сопротивления структуры в двух состояниях отличались от сопротивления $Z_0 = 50 \text{ Ом}$ не слишком значительно. В противном случае возникает рассогласование, приводящее к большим потерям на отражение.

Одноступенчатый ФВ проходного типа на периодически нагруженной линии рис. 6.4.3 был изготовлен на копланарной линии шириной 0,9 мм (ширина центрального проводника 0,284 мм). В линии использовалось 18 МЭМС мостиков с периодом 0,884 мм. Длина мостиков 0,35 мм, ширина 0,06 мм. Они подвешены на расстоянии 1,5 мкм над поверхностью подложки, покрытой слоем кремния толщиной 0,2 мкм. Используется кварцевая подложка с проницаемостью 3,8. Каждый мостик соединен последовательно с двумя МДМ конденсаторами, добротность которых 50 ... 100 на частотах 8 ... 10 ГГц. Для изготовления конденсаторов используется этот же слой нитрида кремния.

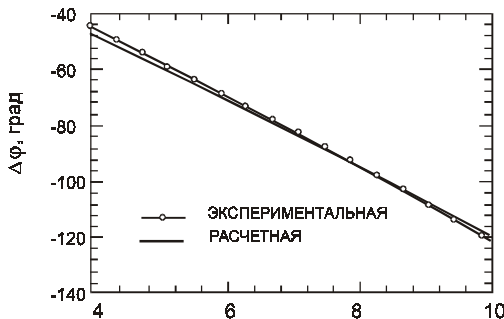


Рис. 6.4.4. Фазочастотная характеристика ФВ на 18 МЭМС ключах

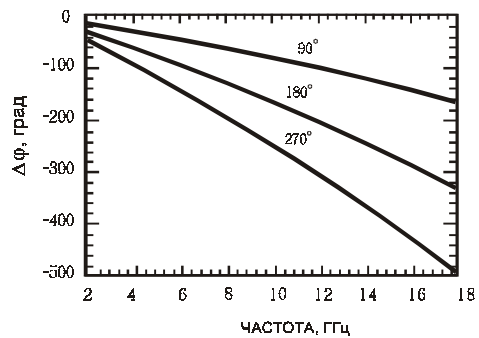


Рис. 6.4.5. Расчетные фазочастотные характеристики двухразрядного ФВ на МЭМС ключах

При подаче смещения 40В емкость структуры изменялась в 1,76 раза, что обеспечивало удовлетворительное согласование в обоих состояниях. Измеренный фазовый сдвиг (рис. 6.4.4) в диапазоне частот 8 ...10 ГГц составлял 95 ... 123° при потерях 0,6 ... 0,7 дБ и коэффициенте отражения не хуже -15 дБ. Каскадное соединение двух секций на 90° и 180° позволило получить дискретный ФВ на четыре фазовых состояния. Фазо-частотные характеристики этого ФВ представлены на рис. 6.4.5. Фазовращатель обеспечивает отражение -15 дБ для 0°, 90° и 180° состояний и -10 дБ для 270°. Фактор качества этого ФВ оценивается величиной 360 град/дБ на частоте 15 ГГц. Площадь ФВ составляет 22 мм². Полученные результаты демонстрируют возможность создания миниатюрных ФВ, работающих в диапазоне 2 ... 15 ГГц, обеспечивающих удовлетворительные СВЧ характеристики и чрезвычайно малое потребление мощности по цепям управления.

§ 6.5. ФАЗОВРАЩАТЕЛИ НА ОСНОВЕ НАМАГНИЧЕННОГО ФЕРРИТА

Первыми фазовращателями, которые нашли применение в составе ФАР, были фазовращатели на основе намагниченного феррита [2.3, 11.14 – 11.16]. Принцип действия ферритовых фазовращателей основан на том, что СВЧ магнитная проницаемость феррита зависит от напряжённости постоянного магнитного поля, приложенной к ферриту. Изменение магнитной проницаемости феррита, входящего в состав волноведущей структуры, изменяет фазовую скорость волны и, соответственно, образует управляемый фазовый сдвиг.

Прежде чем говорить об устройстве СВЧ ферритовых фазовращателей, кратко остановимся на электродинамических характеристиках феррита на СВЧ

Электродинамические характеристики ферритов на СВЧ

Ферриты – это оксиды металлов, обладающие малой электропроводностью и выраженными магнитными свойствами. Примером могут служить соединения MFe_2O_4 , где M – двухвалентный переходный металл, например, Mn , Ni , Co , а также $Y_3Fe_5O_{12}$ иттриевый феррит со структурой граната. Большинство этих соединений являются *ферритмагнетиками* [2.3, 11.17]. По отношению к СВЧ электрическому полю эти материалы являются диэлектриками с относительной диэлектрической проницаемостью порядка 10 ... 15 и относительно малыми диэлектрическими потерями. Будучи помещённым в достаточно сильное постоянное магнитное поле, феррит становится резко анизотропным по отношению к СВЧ магнитному полю, причём компоненты тензора магнитной проницаемости сильно зависят от напряжённости постоянного магнитного поля.

Пусть постоянное магнитное поле направлено вдоль оси z . Тогда компоненты вектора магнитной индукции СВЧ и вектора напряжённости СВЧ магнитного поля оказываются связанными следующей системой равенств:

$$\begin{aligned} b_x &= \mu_0 \mu' h_x - ik h_y \\ b_y &= ik h_x + \mu_0 \mu' h_y \\ b_z &= \mu_0 h_z \end{aligned} \quad (6.5.1)$$

что может быть представлено в тензорной форме записи:

$$\vec{b} = \|\mu\| \cdot \vec{h}, \quad (6.5.2)$$

где $\|\mu\|$ -тензор магнитной проницаемости феррита на СВЧ.

Известно [2.3, 11.14, 11.17], что

$$\|\mu\| = \mu_0 \begin{vmatrix} \mu' & -ik & 0 \\ ik & \mu' & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (6.5.3)$$

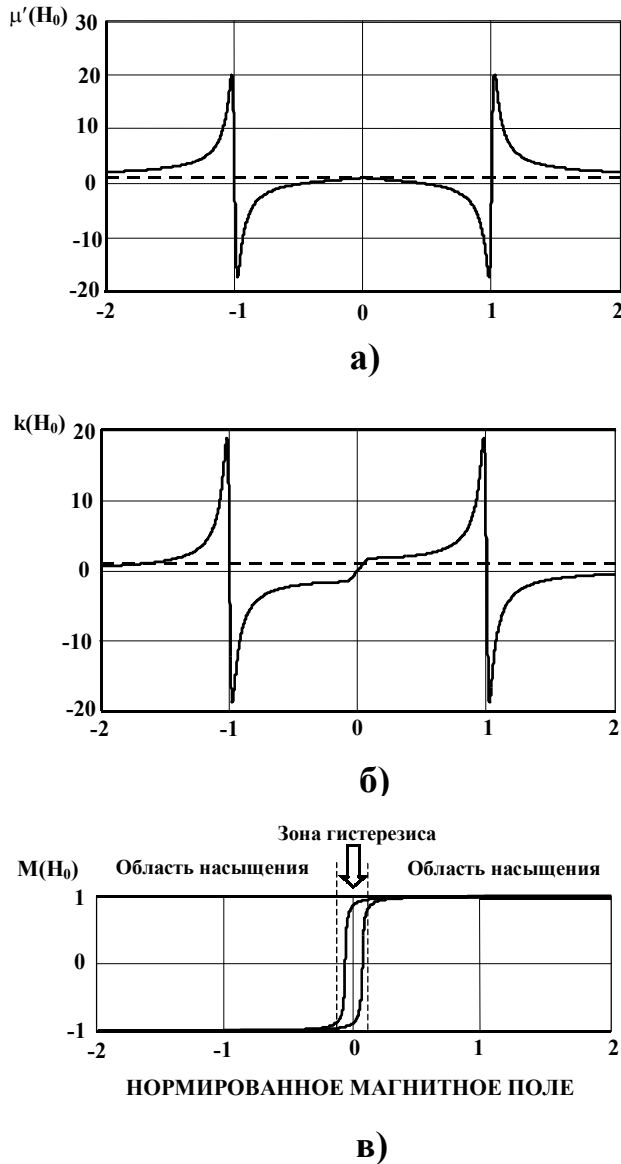


Рис.6.5.1

Магнитные свойства феррита в функции от напряженности постоянного магнитного поля: диагональная (а) и недиагональная (б) компоненты тензора магнитной проницаемости феррита на СВЧ, петля намагниченности феррита на постоянном поле

рабочей частоте СВЧ поля.

На рисунке по горизонтальной оси отложена напряжённость постоянного магнитного поля, которая изменяет знак симметрично относительно начала координат, что физически отвечает изменению направления вектора поля на обратное. Заметим, что диагональная компонента тензора магнитной проницаемости μ' имеет чётную симметрию относительно H_0 , а недиагональная компонента k – нечётную. Вблизи начала координат, где $-H_c < H_0 < H_c$ (H_c – коэрцитивное поле), формулы (6.5.5) и (6.5.6) применять нельзя, так как они соответствуют насыщенному ферриту, а при малых значениях H_0 феррит не насыщен.

где

$$\mu' = 1 + \frac{\omega_0 \cdot \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (6.5.4)$$

$$k = - \frac{\omega \cdot \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Здесь ω – частота СВЧ поля, взаимодействующего с ферритом,

ω_0 – частота гиромагнитного резонанса, пропорциональная напряжённости постоянного магнитного поля,

ω_m – некоторая условная величина, имеющая размерность частоты.

Частота гиромагнитного резонанса определяется формулой:

$$\omega_0 = \frac{e}{m} \cdot \mu_0 H_0 \quad (6.5.5)$$

Физически – это собственная частота прецессии спина электрона в поле напряжённостью H_0 (e и m – заряд и масса электрона).

$$\omega_m = \frac{e}{m} \cdot \mu_0 M_0 \quad (6.5.6)$$

Здесь M_0 – намагниченность насыщенного феррита, которая определяется из соотношения $B_0 = \mu_0(H_0 + M_0)$. Заметим, что намагниченность насыщения M_0 изменяет знак при изменении знака (направления) H_0 . В соответствии с (6.5.5) и (6.5.6) ω_0 и ω_m также меняют знак при изменении знака H_0 .

На рис. 6.5.1 показана зависимость μ' и k от напряжённости постоянного магнитного поля, нормированного по отношению к значению поля, отвечающего гиромагнитному резонансу при заданной

Однако точки на кривых μ' и k при $|H_0| = H_c$ можно условно соединить между собой и получить кривые, изображённые на рис. 6.5.1, *a*, *б*.

Приведённые формулы и графики на рис. 6.5.1 не содержат информации о потерях в феррите и поэтому не имеют мнимых составляющих. Соответствующие обобщения, учитывающие потери в феррите, можно найти в [2.3, 11.14, 11.17].

Особый интерес представляет случай, когда феррит взаимодействует с волной, имеющей круговую поляризацию. Пусть плоская волна с круговой поляризацией распространяется вдоль оси z (напомним, что постоянное магнитное поле направлено вдоль оси z). Тогда волна с положительным направлением вращения будет иметь следующие компоненты напряжённости магнитного поля:

$$\begin{aligned} h_x(z,t) &= h_m^+ \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} \\ h_y(z,t) &= h_m^+ \cdot e^{i(\omega t - \pi/2 - \beta z)} \end{aligned} \quad (6.5.7)$$

а волна с отрицательным направлением вращения-

$$\begin{aligned} h_x(z,t) &= h_m^- \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} \\ h_y(z,t) &= h_m^- \cdot e^{i(\omega t + \pi/2 - \beta z)} \end{aligned} \quad (6.5.8)$$

Подставив (6.5.7) в (6.5.1) и получим

$$\begin{aligned} b_x(z,t) &= \mu_0 (\mu' + k) \cdot h_m^+ \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} \\ b_y(z,t) &= \mu_0 (\mu' + k) \cdot h_m^+ \cdot e^{i(\omega t - \pi/2 - \beta z)} \end{aligned} \quad (6.5.9)$$

где представлены компоненты вектора магнитной индукции плоской волны с вращающейся поляризацией, имеющей положительное направление вращения. Подставляя (6.5.8) в (6.5.1), получим аналогичные соотношения для волны с вращающейся поляризацией, имеющей отрицательное направление вращения. Итак, запишем для комплексных амплитуд векторов волн с вращающейся поляризацией:

$$\begin{aligned} b_m^+ &= \mu_0 \mu^{(+)} \cdot h_m^+ \\ b_m^- &= \mu_0 \mu^{(-)} \cdot h_m^- \end{aligned} \quad (6.5.10)$$

где использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \mu^{(+)} &= \mu' - k = 1 + \frac{\omega_m}{\omega_0 - \omega} \\ \mu^{(-)} &= \mu' + k = 1 + \frac{\omega_m}{\omega_0 + \omega} \end{aligned} \quad (6.5.11)$$

Тензор магнитной проницаемости феррита по отношению к плоской волне с круговой поляризацией, распространяющейся вдоль оси z , имеет следующий вид:

$$\|\mu\| = \mu_0 \begin{vmatrix} \mu^{(+)} & 0 & 0 \\ 0 & \mu^{(-)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}. \quad (6.5.12)$$

На рис. 6.5.2 показана зависимость $\mu^{(+)}$ от напряжённости нормированного постоянного магнитного поля. График зависимости $\mu^{(-)}$ можно получить путем замены знака напряжённости постоянного магнитного поля, т.е. $\mu^{(+)}$ и $\mu^{(-)}$ обладают зеркальной симметрией относительно начала координат (рис.6.5.2).

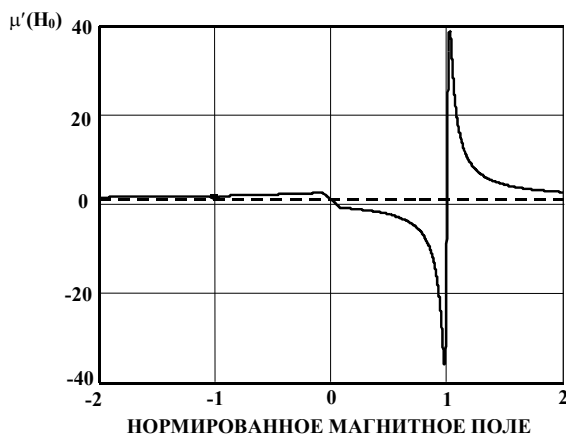
Нарушение теоремы взаимности для волн, распространяющихся в намагниченном феррите.

Рис. 6.5.2.

Диагональная компонента тензора магнитной проницаемости феррита по отношению к вращающемуся магнитному полю СВЧ в функции от напряжённости постоянного магнитного поля

магнитного поля изменится, а направление распространения волны останется прежним. При этом магнитная проницаемость феррита станет $\mu^{(-)}$, что обеспечит другое замедление волны и другой сдвиг фазы $\Delta\varphi^{(-)}$. Поскольку, пробегая устройство от входа до выхода или от выхода до входа, волна приобретает разный сдвиг фазы, устройство следует считать невзаимным. Электродинамический анализ показывает, что невзаимность феррита определяется несимметрией его тензора магнитной проницаемости в прямоугольной системе координат (6.5.3). Если найти такую конструкцию волноведущей системы, в которой в соотношения для фазовой скорости волны недиагональные компоненты тензора (6.5.3) входят только в чётных степенях, т.е. в виде $(\pm i k)^n$, где $n = 0, 2, 4, \dots$, то разработанная конструкция будет взаимной. Изменение фазовой скорости в такой конструкции будет зависеть от изменения диагональной компоненты тензора μ' и чётных степеней недиагональной компоненты k . Обратим внимание на графики рис. 6.5.1. При небольшой напряжённости постоянного магнитного поля H_0 до начала полного насыщения феррита диагональная компонента тензора μ' очень слабо зависит от H_0 , в то время как недиагональная компонента тензора k является четко выраженной функцией H_0 . Замеченное свойство феррита позволяет сделать заключение о том, что разработка взаимных фазовращателей на основе феррита сопряжена с большими трудностями, связанными с неустойчивостью управления фазой, так как фазовый сдвиг определяется малыми величинами: μ' и k^2 . В этом случае проявляется зависимость фазового сдвига от частоты, температуры, режимов технологического процесса и т.д. Невзаимные ферритовые фазовращатели обеспечивают устойчивое управление фазой, однако, сдвиг фазы в режимах работы на приём и на передачу оказывается разным.

Примеры конструктивного решения СВЧ фазовращателей на феррите

Говоря о фазовращателях на основе намагниченного феррита, необходимо, прежде всего различать два вида фазовращателей: взаимные фазовращатели и невзаимные фазовращатели. В первом случае фазовый сдвиг для волн, распространяющихся в прямом и обратном направлении, одинаков. Взаимные фазовращатели удобны для использования в ФАР, которая работает на приём и на передачу по отношению к одному и тому же источнику сигнала. Этот случай соответствует антенне в составе радиолокационной станции. Если антенна предназначена для работы только в режиме передачи или приёма, то для этого случая неважно, обладает фазовращатель взаимностью или нет. Ниже рассмотрим случай, когда невзаимный фазовращатель используется в

Говорят, что СВЧ устройство является взаимным, т.е. оно удовлетворяет условиям теоремы взаимности, если набег фазы и затухание волны, прошедшей устройство от входа до выхода, не отличается от набег фазы и затухания волны, прошедшей устройство от выхода до входа.

Представим себе устройство в виде отрезка цилиндрического волновода с типом поля H_{11} , заполненного ферритом, намагниченным вдоль продольной оси волновода. Пусть по волноводу распространяется волна с круговой поляризацией слева направо. При этом магнитная проницаемость феррита $\mu^{(+)}$ с учётом диэлектрической проницаемости феррита обеспечит некоторое замедление волны и сдвиг фазы $\Delta\varphi^{(+)}$. Теперь поменяем местами вход и выход, т.е. перевернём волновод вместе с внешним магнитом так, что направление

антенне, входящей в состав радиолокатора. В этом случае управление фазовращателем должно осуществляться с такой скоростью, чтобы между излучением зондирующего импульса радиолокатора и приходом импульса, отражённого от цели, состояние фазовращателя должно быть изменено так, чтобы антенна принимала сигнал с того направления, в котором был излучён зондирующий импульс.

Взаимный фазовращатель с продольно намагниченным ферритом в прямоугольном волноводе

На рис. 6.5.3. изображена схема конструкции СВЧ фазовращателя с продольно намагниченным ферритом в прямоугольном волноводе. Диаметр ферритового стержня d должен быть несколько меньше той величины, при которой вдоль стержня может распространяться волна как по диэлектрическому волноводу:

$$d \leq \frac{\lambda_0}{1,3\sqrt{\epsilon_\phi}} \quad (6.5.13)$$

где λ_0 – длина волны в вакууме, ϵ_ϕ – относительная диэлектрическая проницаемость феррита.

Так, например, при $\lambda_0 = 3,2$ см ($f = 9,375$ ГГц) и $\epsilon_\phi = 13$ диаметр стержня не должен превосходить 6,8 мм. Поперечное сечение волновода для указанной частоты 10×23 мм². В волноводе может распространяться только один тип поля H_{01} . Включение в волновод диэлектрического стержня замедляет фазовую скорость волны, приложение продольного магнитного поля приводит к связи горизонтальной компоненты СВЧ магнитного поля распространяющегося типа H_{01} и вертикальной компоненты СВЧ магнитного поля нераспространяющегося типа H_{10} . При этом происходит перераспределение магнитного поля в поперечном сечении стержня и некоторое дополнительное замедление волны. При распространении волны в разные стороны картина распределений магнитных полей различна и представляют собой зеркальное отражение в вертикальной плоскости симметрии волновода, однако при этом мера замедления волн не изменяется.

Рассматриваемый взаимный фазовращатель был предложен в 1954 г. Ф. Реждиа и Е. Спенсером [11.18].

Поскольку мера замедления волны в фазовращателе Реждиа-Спенсера связана с соотношением длины волны и диаметра ферритового стержня, сдвиг фазы, обеспечиваемый рассматриваемым фазовращателем, зависит не только от напряжённости приложенного постоянного магнитного поля, но и от частоты СВЧ сигнала, погрешности выполнения диаметра стержня, температуры окружающей среды. В конце 50-х годов были предприняты попытки разработать оптимальный вариант фазовращателя Реждиа-Спенсера, который мог бы обеспечить высокую стабильность управляемого сдвига фазы. Однако массового применения в системах ФАР этот вид фазовращателя не нашёл.

Невзаимный фазовращатель на круглом волноводе.

На рис. 6.5.4. изображена схема конструкции СВЧ фазовращателя с продольно намагниченным ферритом в круглом волноводе. Диаметр волновода подобран таким, чтобы в нём могла распространяться основная волна круглого волновода H_{11} . Вход и выход фазовращателя выполнены в

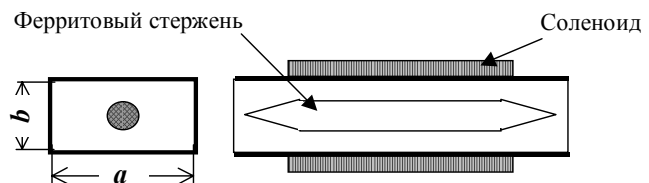


Рис. 6.5.3.
Взаимный фазовращатель в виде прямоугольного волновода с продольно намагниченным ферритовым стержнем, расположенным по оси симметрии волновода

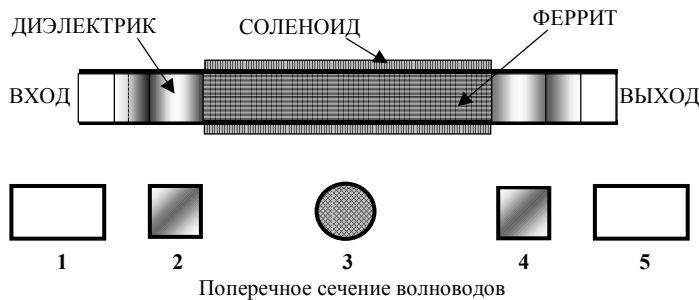


Рис. 6.5.4.

Невзаимный фазовращатель в виде круглого волновода с продольно намагниченным ферритовым стержнем. Вход и выход фазовращателя (1) и (5) осуществлены в виде стандартного прямоугольного волновода, который согласован с квадратным волноводом, заполненным диэлектриком. Секции (2) и (4) преобразуют линейно поляризованную волну в волну с круговой поляризацией. Секция (3) и есть собственно фазовращатель, фазовый сдвиг в котором управляется напряжённостью продольного магнитного поля

замедляется. В этом и заключается невзаимность рассматриваемого фазовращателя. Фазовращатель такого типа может работать в широкой полосе частот с малыми потерями. Известны конструкции фазовращателей с продольно намагниченным ферритом в круглом волноводе, разработанные для частотных диапазонов от 5 ... 100 ГГц .

Существенным недостатком такого фазовращателя является большая индуктивность катушки, создающей продольное магнитное поле. Это сильно осложняет получение высокой скорости управления фазой.

Невзаимный фазовращатель на прямоугольном волноводе

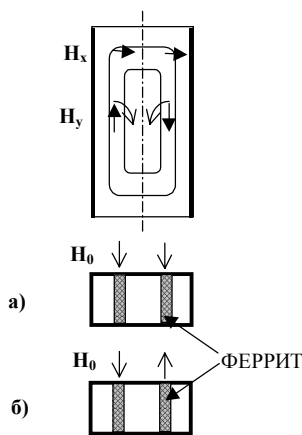


Рис. 6.5.5.

Прямоугольный волновод с волной H_{01} , содержащий ферритовые вкладыши, расположенные в том месте, где в волноводе существует вращающееся магнитное поле;

- а) параллельно намагниченные вкладыши обеспечивают слабый взаимный фазовый сдвиг;
- б) антипараллельно намагниченные вкладыши обеспечивают невзаимный фазовый сдвиг

виде стандартных прямоугольных волноводов, которые согласованы с квадратными волноводами, заполненными диэлектриком. Секции в виде квадратных волноводов преобразуют линейно поляризованную волну в волну с круговой поляризацией. Секция в виде круглого волновода и есть собственно фазовращатель, фазовый сдвиг в котором управляется напряжённостью продольного магнитного поля.

Перемена распространения волны равносильна перемене знака продольного магнитного поля. Как следует из рис. 6.5.2., волна, распространяющаяся в одну сторону, ускоряется, а в другую –

На рис. 6.5.5 показан прямоугольный волновод с волной H_{01} , содержащий ферритовые вкладыши, расположенные в том месте, где в волноводе существует вращающееся магнитное поле. Параллельно намагниченные вкладыши (рис.6.5.5,а), обеспечивают слабый взаимный фазовый сдвиг. Антипараллельно намагниченные вкладыши (рис.6.5.5,б), обеспечивают значительно больший, но невзаимный фазовый сдвиг.

С правой и левой сторон от плоскости симметрии прямоугольного волновода существуют зоны, в которых СВЧ магнитное поле поляризовано по кругу таким образом, что вращение поляризации происходит в разные стороны. Рассмотрим схему, показанную на рис. 6.5.5,а. В этом случае изменение СВЧ магнитной проницаемости феррита, вызванное приложенным магнитным полем, будет иметь разный знак: с одной стороны проницаемость будет расти, а с другой – убывать. Фазовая скорость волны в волноводе будет определяться алгебраической суммой изменения проницаемости феррита, т.е. разностью модулей изменения СВЧ магнитной проницаемости феррита в правом и левом ферритовых вкладышах. Изменение фазовой скорости невелико и не зависит от направления распространения волны. При изменении направления распространения волны поменяются местами и направления вращения волн с круговой поляризацией в правом

и левом вкладышах, при этом эффект их суммарного воздействия на фазовую скорость волны останется неизменным. Таким образом, данная схема, отвечает взаимному фазовращателю с весьма малой эффективностью управления фазой.

Рассмотрим схему, изображённую на рис. 6.5.5, б. В этом случае изменение СВЧ магнитной проницаемости феррита, вызванное приложенным магнитным полем, будет иметь одинаковый знак во вкладышах, расположенных с обеих сторон волновода. Фазовый сдвиг, вызванный левым и правым вкладышами, складывается, но имеет разный знак для волн, распространяющихся в разных направлениях. Таким образом, эта схема отвечает невзаимному фазовращателю.

На рис. 6.5.6 показана схема фазовращателя, основанная на том же принципе, что и схема, изображённая на рис. 6.5.5, б. В этой конструкции ферритовый вкладыш, представляет собой замкнутую цепь для постоянного магнитного поля. Намагничивание феррита осуществляется импульсом тока, который пропускается по токонесящей шине, продетой сквозь кольцо, образованное ферритовым вкладышем. Особенность такого фазовращателя заключается в том, что в нём используется гистерезис намагниченности феррита. После пропускания импульса тока ферритовое кольцо остаётся в состоянии насыщения, что обеспечивает заданный фазовый сдвиг. При пропускании импульса тока обратного направления феррит перемагничивается, при этом изменяется знак фазового сдвига. Сила тока в импульсе должна быть порядка одного или нескольких ампер. Длительность импульса, обеспечивающего надёжное перемагничивание ферритового кольца, имеет порядок нескольких микросекунд. В промежутках между импульсами фазовращатель не потребляет энергии от цепей управления.

Рассмотренный фазовращатель работает в дискретном режиме, обеспечивая два дискретных сдвига фазы, например, $+90$ и -90° . Три соединённые друг за другом фазосдвигающие секции обеспечивают фазовый сдвиг ± 90 , ± 45 и $\pm 22,5^\circ$. Такой фазовращатель подобно фазовращателю на $p-i-n$ -диодах, хорошо сочетается с цифровыми цепями управления. Существенной особенностью такого фазовращателя является его невзаимность, что в случае работы в составе ФАР радиолокатора требует переключения фазовращателей из режим передачи в режим приёма после посылки каждого зондирующего импульса. Такого типа фазовращатели реализуются для работы в диапазонах частот $5 \dots 50$ ГГц и обеспечивают достаточно малые потери $0,5 \dots 1,5$ дБ.

Невзаимный фазовращатель на щелевой линии

На рис. 6.5.7 показана схема фазовращателя на щелевой линии, образованной на подложке из феррита. Щелевая линия имеет продольную и поперечную компоненты СВЧ магнитного поля. Сочетание продольной и поперечной компонент образует вращающееся магнитное поле, которое взаимодействует с ферритом, что приводит к изменению фазовой скорости волны в линии. Направление вращения магнитного поля и соответственно знак изменения фазовой скорости зависят от направления распространения волны. Таким образом, рассматриваемый фазовращатель невзаимен.

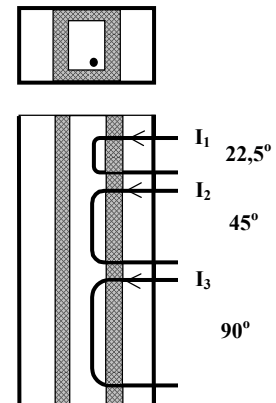


Рис. 6.5.6.

Невзаимный фазовращатель в виде прямоугольного волновода с волной H_{01} и ферритовым вкладышем, представляющим собой замкнутую цепь для постоянного магнитного поля.

Три цепи подмагничивающего тока обеспечивают работу фазовращателя в цифровом дискретном режиме с тремя пазьялами



Рис. 6.5.7.

Невзаимный фазовращатель на основе щелевой линии на перемагничиваемой ферритовой подложке

В ферритовой подложке предусмотрена внутренняя полость, через которую пропущена токнесущая шина. По шине пропускается импульс тока. В остальном работа фазовращателя, приведенного на рис. 6.5.7, аналогична работе фазовращателя, показанного на рис. 6.5.6. Заметим, что, благодаря меньшему размеру ферритового кольца в случае щелевой линии по сравнению с кольцом в прямоугольном волноводе, сила тока в импульсе и время перемагничивания оказываются несколько меньше.

§ 6.6. СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ И БЕЗДИСПЕРСИОННЫЕ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ

Сегнетоэлектрики – это диэлектрические материалы, обладающие спонтанной диэлектрической поляризацией. В этом смысле они подобны ферромагнетикам. Термин «сегнетоэлектрики» был введён в 1933 г. И.В. Курчатовым [2.19], поскольку первым открытым диэлектрическим материалом, обладавшим спонтанной поляризацией, была сегнетова соль¹. Появление спонтанной поляризации в сегнетоэлектриках связано с сегнетоэлектрическим фазовым переходом. При температуре ниже температуры перехода материал находится в сегнетоэлектрическом состоянии, связанном со спонтанной поляризацией; при температуре выше температуры перехода материал находится в параэлектрическом состоянии. В параэлектрическом состоянии нет спонтанной поляризации, но проявляется заметная диэлектрическая нелинейность, т.е. зависимость диэлектрической проницаемости от напряжённости электрического поля в материале. Именно диэлектрическая нелинейность и используется в СВЧ приборах, в которых под действием приложенного постоянного или низкочастотного поля изменяется диэлектрическая проницаемость материала по отношению к СВЧ полю, что приводит к изменению фазовой скорости волны в линии передачи или резонансной частоты СВЧ резонатора.

Остановимся кратко на электродинамических характеристиках сегнетоэлектриков.

Электродинамические характеристики сегнетоэлектриков на СВЧ

Сегнетоэлектрические материалы, пригодные для использования в технике СВЧ, – это оксиды типа титаната бария - BaTiO_3 , титаната стронция - SrTiO_3 или их твёрдых растворов - $(\text{Ba}_x, \text{Sr}_{1-x})\text{TiO}_3$, где «x» – относительная доля бария в составе материала. В литературе по физике твёрдого тела [11.19, 11.20] можно найти описание огромного числа химических соединений, обладающих свойствами сегнетоэлектриков. Названные выше материалы (сокращённые обозначения: ВТО, СТО и ВСТО) наиболее подробно изучены с точки зрения их свойств на СВЧ. Характерной особенностью этих материалов, наряду с диэлектрической нелинейностью, является большая величина диэлектрической проницаемости $\epsilon \cong 1000$. Такой материал может быть включён в волноведущую структуру в виде достаточно тонкой плёнки или использован как составная часть плёночного планарного конденсатора, который в свою очередь включается в СВЧ цепь как дискретный элемент [2.19].

В настоящее время разработаны достаточно простые феноменологические модели, описывающие зависимость диэлектрической проницаемости от состава материала, температуры и напряжённости приложенного поля [11.21, 11.22].

Приведём формулу для диэлектрической проницаемости ВСТО, находящегося в параэлектрическом состоянии [11.23, 11.24]:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{00}}{\left[\left(\xi^2 + \eta^3 \right)^{1/2} + \xi \right]^{2/3} + \left[\left(\xi^2 + \eta^3 \right)^{1/2} - \xi \right]^{2/3} - \eta}, \quad (6.6.1)$$

¹ В английской терминологии диэлектрические материалы, обладающие спонтанной поляризацией, по аналогии с ферромагнетиками называются «ферроэлектриками», что иногда приводит к ошибкам в переводе иностранных публикаций на русский язык.

где

$$\xi = \sqrt{\left(\frac{E_{dc}}{E_N}\right)^2 + \xi_S^2} \quad (6.6.2)$$

$$\eta(T) = \frac{\theta_F}{T_c} \sqrt{\frac{1}{16} + \left(\frac{T}{\theta_F}\right)^2} - 1, \text{ для } x > 0,5 \quad \eta(T) = \frac{T}{T_c} - 1 \quad (6.6.3)$$

$$\varepsilon_{00} = C/T_c, \quad E_N = 2D_N / \varepsilon_0 (3\varepsilon_{00})^{3/2};, \quad (6.6.4)$$

T – температура, при которой используется материал,

E_{dc} – напряжённость постоянного поля, приложенного к материалу.

T_c – температура Кюри, C – постоянная Кюри – Вейсса - физические характеристики материала.

С достаточной точностью можно положить:

$$T_c(x) = 40 + 350 \cdot x \quad (6.6.5)$$

$$C(x) = (0,9 + 0,6 \cdot x^2) \cdot 10^5 \quad (6.6.6)$$

D_N – статическая электрическая индукция в материале, $D_N = (4 - 7)$ Кл/м² (слабо зависит от концентрации бария – «х»);

θ_F – дебаевская температура колебаний подрешёток кристалла, ответственных за сегнетоэлектрическую поляризацию.

Для BSTO принято, $\theta_F = 175$ К.

ξ_S – мера дефектности материала. Чем выше кристаллографическое совершенство материала, тем меньше величина параметра ξ_S . Для совершенных монокристаллов или высококачественных объёмных образцов керамики BSTO $\xi_S = 0,015 \dots 0,1$. Для плёнок на диэлектрической подложке при современном уровне технологии имеем $\xi_S = 0,5 \dots 1,5$.

Диэлектрические потери в материале принято характеризовать тангенсом угла потерь $\text{tg}\delta$. Здесь мы ограничимся количественной характеристикой величины $\text{tg}\delta$, отсылая читателя к соответствующим феноменологическим моделям [11.25, 11.26].

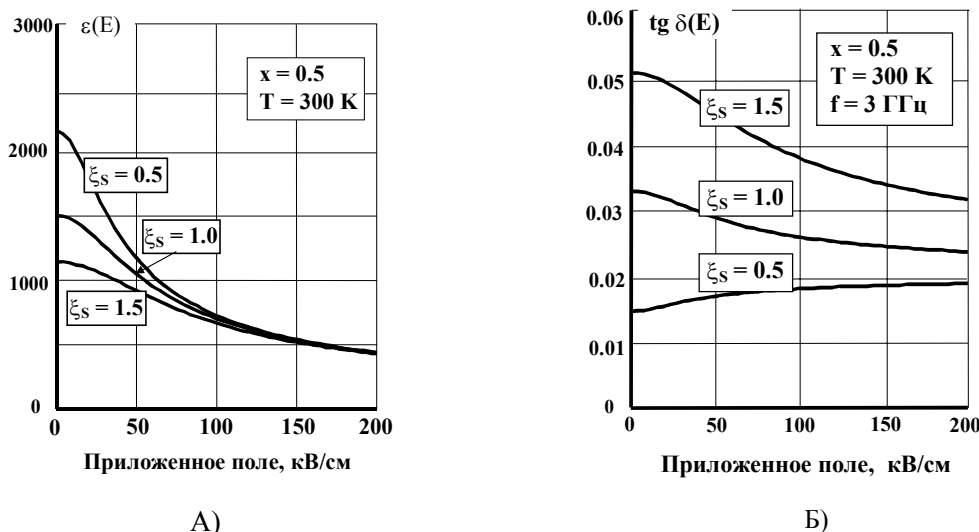


Рис. 6.6.1

Диэлектрическая проницаемость (а) и $\text{tg}\delta$ (б) сегнетоэлектрической плёнки из материала $(\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x})\text{TiO}_3$ в функции от напряжённости постоянного электрического поля для различных значений параметра ξ_S

На рис. 6.6.1 приведена диэлектрическая проницаемость и $\text{tg}\delta$ сегнетоэлектрической плёнки из материала $(\text{Ba}_{0,5}\text{Sr}_{0,5})\text{TiO}_3$ в функции от напряжённости постоянного электрического поля при комнатной температуре и частоте СВЧ поля $f = 3$ ГГц для различных значений параметра ξ_S .

Важной характеристикой компонента СВЧ цепи на основе сегнетоэлектрика является управляемость:

$$n = \frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(E_{\max})}, \tag{6.6.7}$$

где $\varepsilon(0)$ и $\varepsilon(E_{\max})$ – значения диэлектрической проницаемости материала при $E_{dc} = 0$ и $E_{dc} = E_{\max}$.

Положим, что максимальная напряженности управляющего поля достигает величины:

$E_{\max} = 100$ кВ/см. Тогда из графиков рис. 6.6.1,а находим, например, что для $\xi_s = 1$

управляемость составляет $n = 2$. Использование значений $\text{tg}\delta$, в частности, из графиков рис. 6.6.1,б позволяет в соответствии с (6.1.27) рассчитать коммутационное качество сегнетоэлектрического компонента СВЧ цепи:

$$K = \frac{(n-1)^2}{n \cdot \text{tg}\delta(0) \cdot \text{tg}\delta(E_{\max})}. \tag{6.6.8}$$

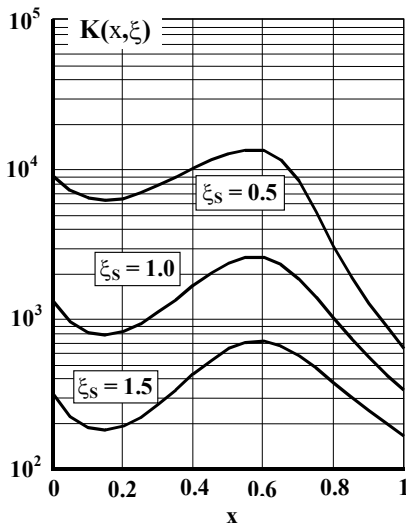


Рис. 6.6.2.

Коммутационное качество активного элемента на основе сегнетоэлектрической плёнки из материала $(\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x})\text{TiO}_3$ в функции от концентрации бария x при $T = 300$ К, $f = 3$ ГГц для различных значений параметра ξ_s

На Рис. 6.6.2. приведено значение коммутационного качества активного элемента на основе сегнетоэлектрической плёнки из материала $(\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x})\text{TiO}_3$ в функции от концентрации бария x при $T = 300$ К, $f = 3$ ГГц для различных значений параметра ξ_s . Из графиков рис. 6.6.2 видим, что при комнатной температуре максимальное значение коммутационного качества получается для BSTO при $x = 0,5 \dots 0,6$. Это хорошо согласуется с экспериментальными данными. При этом значение коммутационного качества может быть получено в пределах $K = 2000 \dots 5000$.

Рост параметра ξ_s снижает коммутационное качество компонента, однако при этом уменьшается зависимость диэлектрической проницаемости материала от температуры. Пленка BSTO при $x = 0,5$ и $\xi_s = 1$ сохраняет свои параметры в температурном интервале $0 \dots 50$ °С. Существуют удачные эксперименты по выращиванию плёнок BSTO с переменным по толщине параметром x [11.27]. Такие плёнки сохраняют неизменные значения диэлектрической проницаемости и достаточную управляемость в температурном интервале

$-30 \dots +60$ °С.

Простейшие управляемые структуры

На рис. 6.6.3. показан отрезок копланарной линии с сегнетоэлектрической плёнкой. Типичные размеры копланарной линии: толщина подложки $0,5$ мм (материал подложки сапфир или поликор), толщина сегнетоэлектрической плёнки $0,5 \dots 1,0$ мкм, $w = 5$ мкм, $a = 25$ мкм.

Особое внимание следует обратить на ширину центрального проводника w и ширину зазоров $s = 0,5(a - w)$. Столь малая величина зазора необходима для получения требуемой напряжённости управляющего поля при умеренной величине приложенного напряжения. Так, при $E_{\max} \cong 200$ кВ/см и $s = 10$ мкм приложенное напряжение должно составлять 200 В.

Эффективная диэлектрическая проницаемость копланарной линии с достаточной точностью определяется приближённой формулой, основанной на использовании метода частичных ёмкостей [11.4]

$$\epsilon_{эфф} = \frac{\epsilon_{подл} + 1}{2} + B(\epsilon_{сэ} - \epsilon_{подл}) \tag{6.6.9}$$

где $\epsilon_{подл}$ и $\epsilon_{сэ}$ – значения диэлектрической проницаемости материала подложки и сегнетоэлектрика, B – коэффициент вычисляемый на основе метода конформных преобразований [11.28].

Для приведённых выше размеров $w = 5 \text{ мкм}$, $a = 25 \text{ мкм}$, $B = 0,04$. Так, при $\epsilon_{сэ}$ в пределах 1500 ... 750, $\epsilon_{эфф}$ изменяется в пределах 60 ... 30, что и определяет изменение длины волны в линии.

Сказанное позволяет определить сдвиг фазы волны, распространяющейся по линии:

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c_0} \cdot \left(\sqrt{\epsilon_{эфф}(0)} - \sqrt{\epsilon_{эфф}(E_{max})} \right) \cdot l, \tag{6.6.10}$$

где c_0 – скорость света в свободном пространстве, l – длина отрезка линии.

При приведённых выше значениях $\epsilon_{эфф}$ на частоте 3 ГГц при $l = 4,4 \text{ см}$ фазовый сдвиг составит 360° . В соответствии с данными выше определениями рассмотренное устройство представляет собой бездисперсионную линию задержки. Открытым пока остаётся вопрос о потерях сигнала в такой линии задержки. Этот вопрос будет рассмотрен ниже.

На рис. 6.6.4. показан фазовращатель в виде искусственной длинной линии с сегнетоэлектрическими конденсаторами, ёмкость которых управляется приложенным постоянным напряжением. Дисперсия фазовой скорости в рассматриваемой линии определяется длиной отрезков линии передачи, включённых между сосредоточенными конденсаторами. Дисперсией также можно управлять путём подключения параллельно конденсаторам сосредоточенных индуктивных элементов [11.29]. Для получения фазового сдвига 360° необходимо использовать 8...10 конденсаторов, расстояние между которыми составляет, как правило, $\lambda/4$ либо $3\lambda/4$.

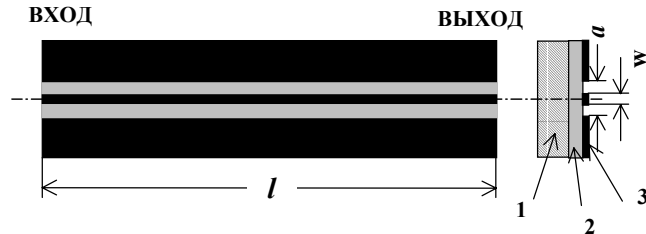


Рис. 6.6.3.

Отрезок копланарной линии с сегнетоэлектрической плёнкой: 1 – подложка, 2 – сегнетоэлектрическая плёнка, 3 – проводящие слои из металла

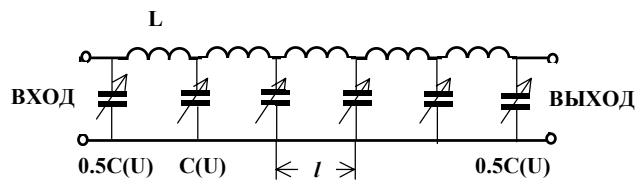


Рис. 6.6.4.

Фазовращатель в виде искусственной длинной линии с сегнетоэлектрическими конденсаторами, ёмкость которых управляется приложенным постоянным напряжением

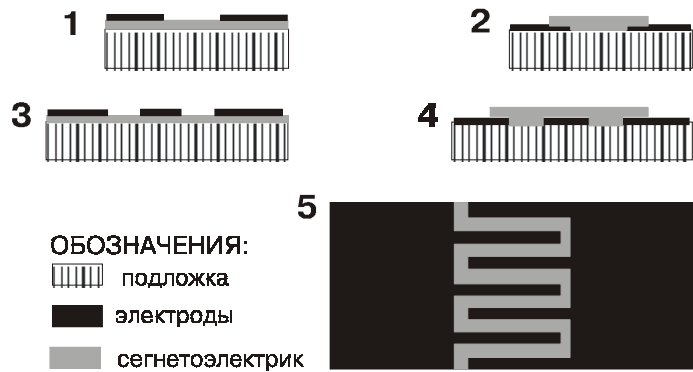


Рис. 6.6.5

Планарные структуры на основе сегнетоэлектрической плёнки:

- 1, 2 - Поперечное сечение планарного конденсатора на отрезке щелевой линии (прямое и обратное расположение сегнетоэлектрического слоя);
- 3, 4 - Поперечное сечение планарного конденсатора на отрезке копланарной линии (прямое и обратное расположение сегнетоэлектрического слоя);
- 5 – Встречно-штыревой конденсатор

На рис. 6.6.5 приведены схемы основных планарных структур, содержащих сегнетоэлектрическую плёнку, которые находят применение в СВЧ устройствах. Первые четыре схемы поперечных сечений планарных структур в раной мере относятся как к линиям передачи, так и к планарным конденсаторам, которые по существу представляют собой отрезки линии передачи с длиной много меньшей длины волны.

Потери СВЧ энергии в сегнетоэлектрических управляемых элементах

Коэффициент затухания в линии передачи, в которой поле в основном сосредоточено в управляемом диэлектрике, можно определить простой приближённой формулой

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda} \cdot \left(\text{tg}\delta_{\text{СЭ}} + \text{tg}\delta_{\text{эфф}}^{(M)} \right), \tag{6.6.11}$$

где первое слагаемое в скобке – тангенс диэлектрических потерь сегнетоэлектрика, второе слагаемое – эффективный тангенс диэлектрических потерь, которые связаны с поглощением СВЧ энергии в металлических проводниках линии.

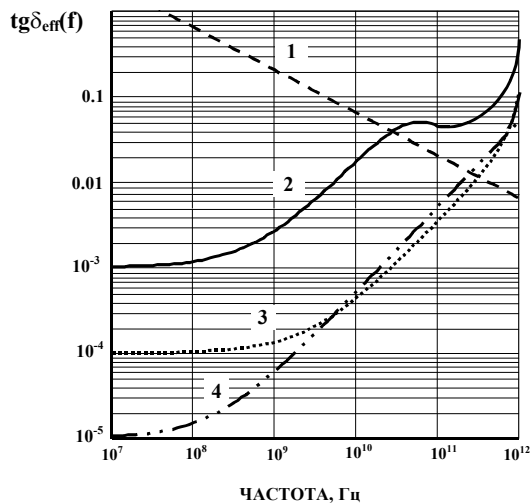


Рис. 6.6.6.

Частотная зависимость эффективного параметра потерь (tgδэфф) образованного различными элементами сегнетоэлектрических планарных структур:

- 1 – потери, вносимые медными проводниками, в щелевой или копланарной линиях передачи (при расстоянии между проводниками d = 10 мкм),
- 2 – потери в плёнке (Ba_xSr_{1-x})TiO₃ при x = 0,5, T = 300 К,
- 3 – потери в монокристалле SrTiO₃ при T = 78 К,
- 4 – потери, вносимые плёнкой высокотемпературного сверхпроводника при T = 78 К, в щелевой или копланарной линиях передачи (при расстоянии между проводниками d = 10 мкм)

копланарной линиях передачи на частотах ниже $f = 10$ ГГц при расстоянии между проводниками $s = 10$ мкм, катастрофически портит коммутационное качество управляемых устройств. Значительно лучше обстоит дело в случае сверхпроводящих электродов. Однако проблемы СВЧ криоэлектроники не входят в круг вопросов, обсуждаемых в настоящей книге.

Количественно достоверный, хотя и приближённый, расчёт позволяет получить:

1) Для проводников из нормально проводящего металла (медь, золото)

$$\text{tg}\delta_{\text{эфф}}^{(N)} = \delta_{\text{скин}} / s, \tag{6.6.12}$$

2) Для проводников из сверхпроводящего материала:

$$\text{tg}\delta_{\text{эфф}}^{(S)} = \omega\mu_0\sigma_N\lambda_L^3 / s. \tag{6.6.12}$$

где s – расстояние между проводниками (ширина зазора в щелевой или копланарной линиях),

$\delta_{\text{скин}}$ –глубина проникновения СВЧ поля в нормально проводящий металл,

λ_L – лондоновская глубина проникновения поля в сверхпроводник,

σ_N – электропроводность носителей заряда, находящихся в «нормальном» состоянии в сверхпроводнике.

На рис. 6.6.6 показана частотная зависимость эффективного параметра потерь (tgδэфф), образованного различными элементами сегнетоэлектрических планарных структур:

Из графиков, видно, что затухание, вносимое медными проводниками в щелевой или

Обратимся к оценке потерь в планарных конденсаторах, которые как было сказано выше, представляют собой короткие по сравнению с длиной волны отрезки соответствующих линий передачи.

Элементарный расчёт позволяет оценить величину тангенса потерь, вносимых проводящими электродами конденсатора:

$$\operatorname{tg}\delta_{\text{эфф}}^{(M)} = \left(\frac{2\pi l}{\lambda_{\text{сэ}}} \right)^2 \cdot \frac{\delta_{\text{скин}}}{s}, \tag{6.6.13}$$

где $\lambda_{\text{сэ}}$ – длина волны в линии, содержащей сегнетоэлектрическую плёнку, l – размер (длина или ширина) конденсатора.

Легко сделать оценку величины, стоящей в скобках в формуле (6.6.13). Она оказывается порядка 0,1 или меньше. Это означает, что потери, вносимые электродами конденсатора, на два порядка меньше потерь, вносимых проводниками в линиях передачи при расстоянии между проводниками, сопоставимом с глубиной проникновения СВЧ поля в металл.

Отражательный фазовращатель с сегнетоэлектрическим конденсатором

На рис. 6.6.7 показана эквивалентная схема отражательного ФВ, содержащего сегнетоэлектрический конденсатор с управляемой ёмкостью. В этом случае предлагается использовать два состояния управляемого конденсатора: с максимальной и минимальной ёмкостью. Такой ФВ функционально подобен ОФВ на $p-i-n$ -диоде. При этом возможен синтез согласующих цепей, обеспечивающих равные и, следовательно, минимальные потери в обоих состояниях ОФВ.

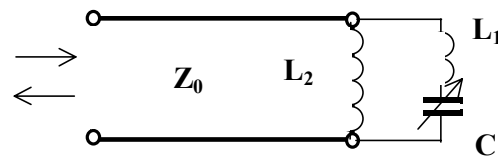


Рис. 6.6.7.

Эквивалентная схема отражательного фазовращателя, содержащего сегнетоэлектрический конденсатор с управляемой ёмкостью

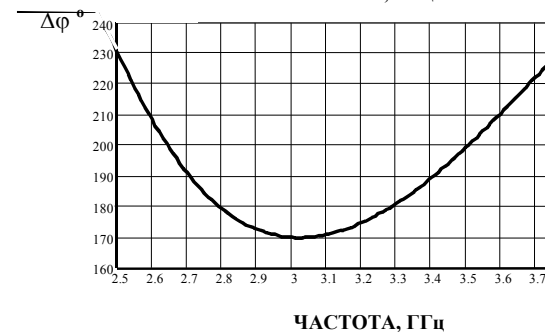
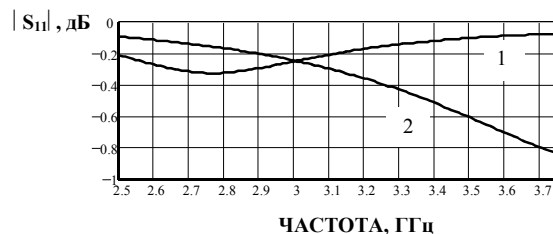
Синтез согласующих цепей проводится, исходя из трёх условий:

- 1) равенства модулей коэффициента отражения на центральной частоте f_0 ;
- 2) обеспечения требуемой фазы (например, 180 или 90°) коэффициента отражения на частоте $f_0 + \Delta f/2$;
- 3) обеспечения требуемой фазы (например, 180 или 90°) коэффициента отражения на частоте $f_0 - \Delta f/2$.

Здесь Δf – рабочая полоса частот ФВ.

Три условия позволяют составить три уравнения, из которых находятся три параметра схемы: $C(0)$, L_1 и L_2 . При этом считаются заданными: управляемость n и значения тангенсов диэлектрических потерь в двух состояниях: $\operatorname{tg}\delta(0)$ и $\operatorname{tg}\delta(E_{\text{max}})$.

На рис. 6.6.8 приведена расчётная частотная зависимость фазового сдвига и потерь ОФВ, содержащего сегнетоэлектрический конденсатор, способный находиться в двух дискретных состояниях. При этом принято $n = 2$, $\operatorname{tg}\delta(0) = \operatorname{tg}\delta(E_{\text{max}}) = 0,01$. Этим параметрам конденсатора в соответствии с (6.1.27) отвечает величина коммутационного качества $K = 5000$ и в соответствии с (6.2.2) - качество фазовращателя $F = 730$ град/дБ. Найденная величина F находится в хорошем согласии с данными, приведёнными на рис. 6.6.8. Рабочая полоса частот, в пределах



ЧАСТОТА, ГГц

Рис. 6.6.8

Расчётная частотная зависимость фазового сдвига и потерь отражательного фазовращателя, содержащего сегнетоэлектрический конденсатор, способный находиться в двух дискретных состояниях

Рабочая полоса частот, в пределах

которой реализуется фазовый сдвиг $180 \pm 10^\circ$, лежит в пределах 2,7 ... 3,4 ГГц, что соответствует относительной рабочей полосе частот, несколько большей 20%.

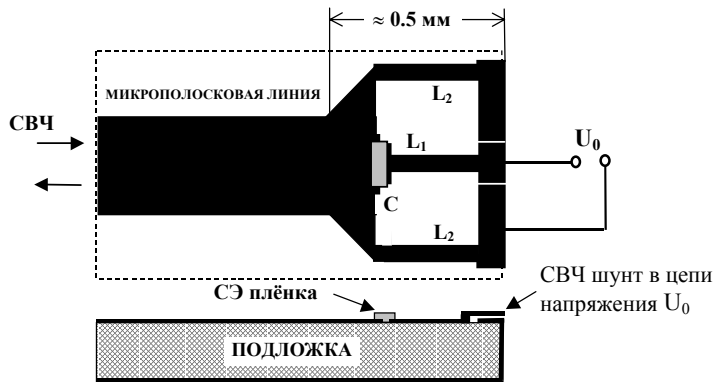


Рис. 6.6.9.

Схема конструкции планарного отражательного фазовращателя, содержащего сегнетоэлектрический конденсатор с управляемой ёмкостью

На рис. 6.6.9 показана схема конструкции планарного ОФВ, содержащего планарный сегнетоэлектрический конденсатор с управляемой ёмкостью. Численные значения параметров схемы для центральной частоты $f_0 = 3$ ГГц следующие: $C(0) = 1,7$ пФ, $L_1 = 1,0$ нГн и $L_2 = 1,6$ нГн. Индуктивные элементы представлены отрезками микрополосковых линий с очень малой шириной ($w = 20 \dots 40$ мкм), т.е. большим волновым сопротивлением. Подвод управляющего напряжения к сегнетоэлектрическому планарному конденсатору осуществляется через шунтирующий конденсатор большой ёмкости.

ГЛАВА 7
ВОПРОСЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ

Глава состоит из трех частей. В первой части представлены основные принципы построения решеток и диаграммообразующих схем. Изложение ведется в соответствии с их классификацией. Основное внимание уделено электрическим режимам. Вторая часть знакомит с основами расчета теплового режима линий передач, используемых для схем деления мощности. Этот материал позволит рассчитать предельные мощности, передаваемые антенной решеткой. Третья часть главы написана на основе материалов фирм-производителей радаров с ФАР и содержит технические характеристики, фотографии и описания ряда реальных систем. Эта информация поможет проектировщикам при конструировании антенных решеток.

§ 7.1. ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ ПОСТРОЕНИЯ АНТЕНН
С ЭЛЕКТРОННЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЛУЧА

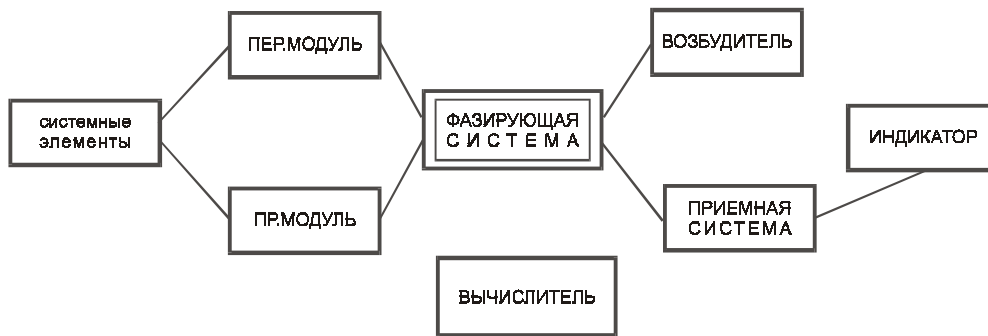


Рис. 7.1.1.

Основные элементы антенны с электронным сканированием. Все элементы управляются от единого компьютера

В базовой конфигурации радара (рис. 7.1.1) передатчик является источником сигнала, который будет передан, а фазированная система делит мощность равными частями (или по специальному закону) и придает им начальные фазы так, чтобы сформировать фронт луча в заданном направлении. Сигналы усиливаются в передающих модулях (если это требуется) и излучаются антенными элементами. Отраженные сигналы от цели усиливаются в приемных модулях и когерентно суммируются в фазированной системе, чтобы получить полный отраженный сигнал, который обрабатывается обычной системой приема и далее поступает на блоки отображения. Выбор фазированной системы электронного сканирования - одно из главных задач системного проектировщика.

Основные методы электронного сканирования: фазовое, временное (real-time), частотное и электронно-коммутируемое. В фазовом сканировании электронное движение луча выполняется при изменении фазы отдельных элементов решетки (рис.7.1.2). Ряд излучающих элементов расположен на прямой линии. Питание этих элементов с синфазными токами равной или спадающей к краям амплитуды приводит к формированию луча в направлении, перпендикулярном к раскрытию антенны. Как видно из рис.7.1.2,

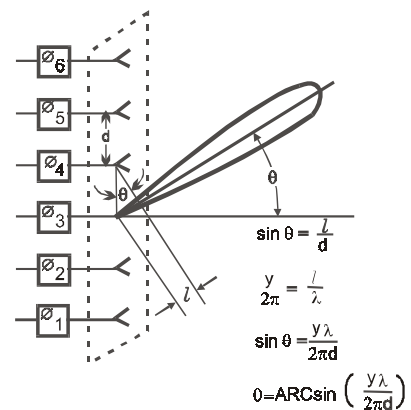


Рис. 7.1.2.

Антенная решетка с фазовым сканированием. Направление луча определяется фазовым сдвигом γ между элементами

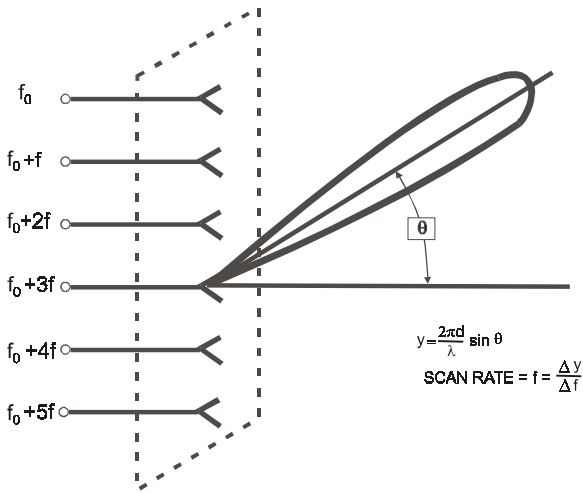


Рис. 7.1.3. Сканирование с непрерывным изменением фаз

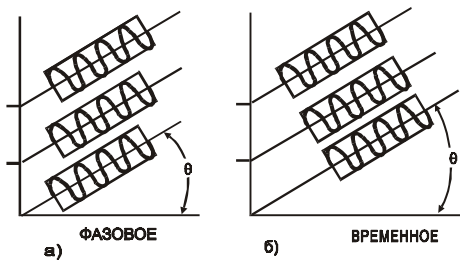
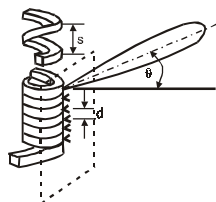


Рис. 7.1.4. Сканирование “real time”.

- а) фазовая задержка – фаза на излучателях задерживается для обеспечения когерентности по фронту волны, повернутому на угол θ ;
- б) временная задержка – сигнал на излучателях задерживается по времени для получения когерентности и по фазе и по времени по волновому фронту, повернутому на угол θ

частота соответствовала определенной позиции луча. Этот метод полностью пассивен и взаимен (рис.7.1.5). Расчеты показывают, что для перемещения луча на 90° требуется сканирование частоты в полосе 6 %. В радарх частотного сканирования применяются спиральные системы питания с различным шагом винтовой линии. Полоса частот определяется этим шагом. Например, для тех же



θ - ПОЛОЖЕНИЕ ЛУЧА
 $\theta = \arcsin \left[\frac{\lambda}{d} \left(\frac{s}{\lambda g} - n \right) \right]$
 d - МЕЖЭЛЕМЕНТНОЕ РАССТОЯНИЕ
 s - ШАГ ВИНТА
 a - ШИРИНА ВОЛНОВОДА
 $n = \frac{s}{\lambda g}$, ЦЕЛОЕ ЧИСЛО
 $\lambda g = \frac{\lambda}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2 \right]^{1/2}}$

Рис. 7.1.5. Антенная решетка с частотным сканированием. Направление волнового фронта зависит от частоты

направление, в котором луч сформирован, зависит от синуса угла межэлементного сдвига фазы. Полоса частот может быть определена по материалам предыдущих разделов. Например, для радара с шириной луча 10° на частоте 3 ГГц при полном отклонении луча в 60° максимальная полоса сигнала составит 27 МГц. Непрерывное фазовое сканирование может быть получено, если все излучающие элементы возбуждаются с малым частотным приращением (рис.7.1.3). Луч непрерывно сканирует пропорционально приращению частоты.

Временное сканирование (real-time) - это частный случай фазового сканирования. Вместо использования фазовой задержки, для формирования фронта луча в нужном направлении, используется временная задержка. (рис. 7.1.4). При фазовой задержке фаза на излучателях задерживается для обеспечения когерентности по фронту волны, повернутому на угол θ ; при временной задержке сигнал на излучателях задерживается по времени для получения когерентности и по фазе, и по времени по волновому фронту, повернутому на тот же угол θ . Запаздывание применяется в радарх, использующих широкополосные сигналы. В некоторых радарх возможно использование комбинации фазосдвигающих устройств и устройств запаздывания. Устройства запаздывания состоят из линий передач различных длин, коммутируемых диодами в двоичных приращениях, также как это делается в диодных фазосдвигающих устройствах.

В системе частотного сканирования используется изменение частоты для управления межэлементным сдвигом фазы так, чтобы каждая частота соответствовала определенной позиции луча. Этот метод полностью пассивен и взаимен (рис.7.1.5). Расчеты показывают, что для перемещения луча на 90° требуется сканирование частоты в полосе 6 %. В радарх частотного сканирования применяются спиральные системы питания с различным шагом винтовой линии. Полоса частот определяется этим шагом. Например, для тех же самых значений, используемых в примере фазового сканирования, если ширина луча 1° , частота 3 ГГц и угол отклонения 60° , то максимальная полоса сигнала, которая может использоваться приблизительно, 0,8 МГц (по сравнению с 27 МГц для фазового сканирования).

Два простых примера электронно-коммутируемого питания (рис. 7.1.6 и 7.1.7). В обоих случаях могут быть сформированы несколько лучей одновременно. Матрица Батлера, (рис.7.1.6) - это частный случай фазового сканирования, а линза Люнеберга, (рис.7.1.7) работает по модели

сканирования с временным запаздыванием и обеспечивает широкую полосу сигнала. Фазирующая матрица для большого количества излучающих элементов состоит из гибридных мостовых

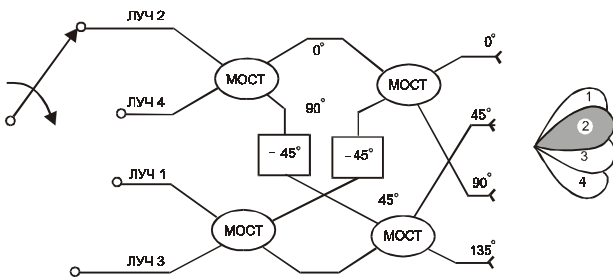


Рис. 7.1.6.

Базовая схема электронно-переключаемой антенной решетки. Матрица Батлера на гибридных соединениях

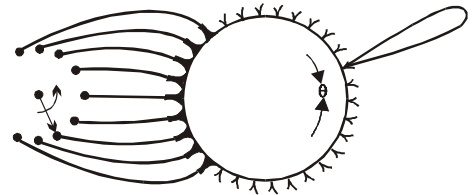


Рис. 7.1.7.

Альтернативная схема питания антенной решетки на переключателях с линзой Люнеберга

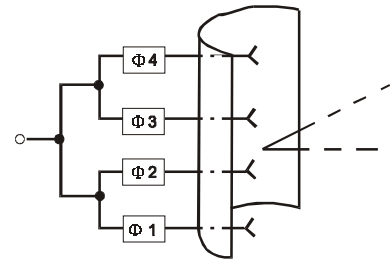
соединителей и фазосдвигающих устройств с различными длинами полосковых линий. Матрица для антенны с N излучателями имеет N входов, для создания N лучей в пространстве.

Теоретически угловой сектор перекрытия может достигать 180° , если увеличить число излучающих элементов, но практически угловой сектор ограничен шириной диаграммы направленности излучателя. В большинстве реализованных матричных конструкций используются полосковые линии передачи.

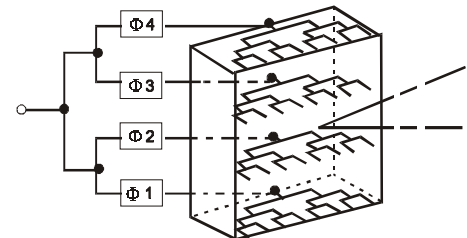
В фазированных антенных решетках применяются четыре основные пространственные конструкции и их комбинации: одномерные, плоские двумерные, цилиндрические и сферические. Конформные решетки (где поверхность антенны соответствует форме, например, самолета или ракеты) - частные случаи вышеупомянутых.

Упрощенная схема одномерной ФАР показана на рис.7.1.8. В данном случае линейная решетка используется для того, чтобы с помощью электроники сканировать лучом по углу места. Для фокусировки луча в азимутальной плоскости применяется несколько методов. В первом случае (рис.7.1.8,а) используется параболический рефлектор. Его можно заменить плоским раскрывом, если использовать синфазные диаграммообразующие схемы (ДОС) состоящие из горизонтальных строк. Фазовый сдвиг между элементами в плоскости угла места создается здесь с помощью фазовращателей. Установка фазы, определяющая направление луча по углу места, задается контролером системы сканирования. Азимутальное сканирование получено механическим вращением (качением) антенны. В этой системе используется обычный приемник и передатчик.

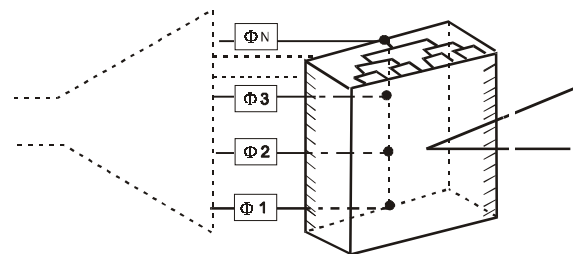
Базовая схема антенной решетки с частотным сканированием показана на рис.7.1.9. Частотное



а)



б)



в)

Рис. 7.1.8.

Одномерное сканирование.

- а) рефлектор и бинарная ДОС типа «елочка»;
- б) бинарная ДОС «елочка» в вертикальной и горизонтальной плоскости;
- в) рупор в вертикальной плоскости

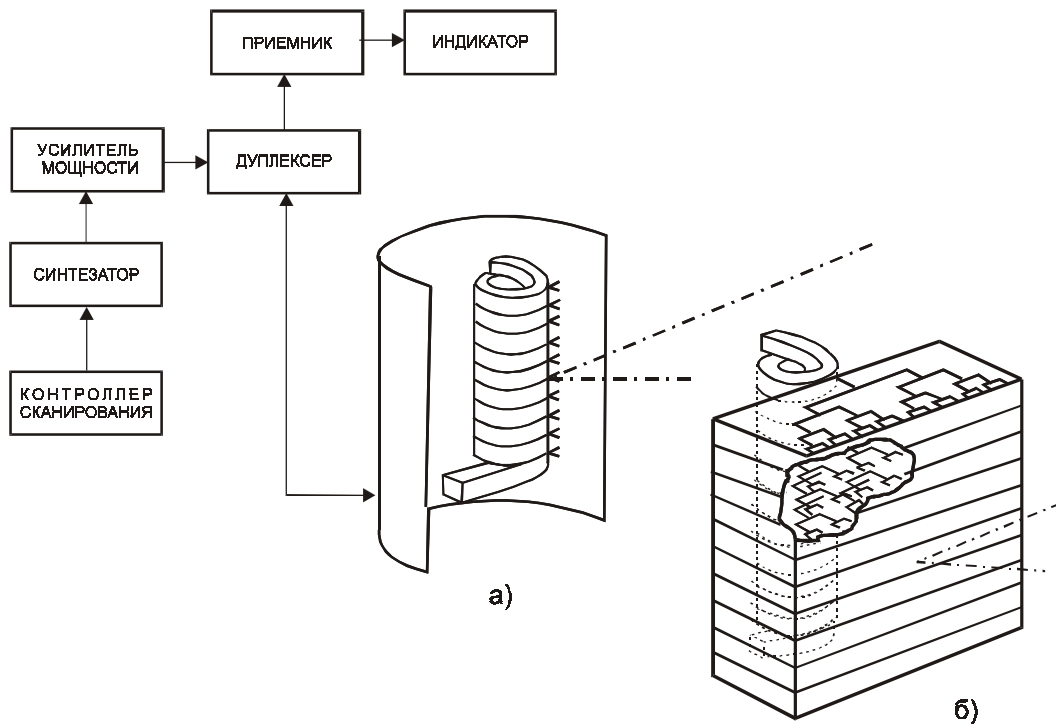


Рис. 7.1.9.

Одномерное частотное сканирование.

- а) система с частотным сканированием в одной плоскости может быть реализована с помощью спирального питания и рефлектора;
- б) узкий луч в горизонтальной плоскости можно получить используя вместо рефлектора бинарную ДОС «елочка» в этой плоскости

сканирование было одним из первых, реализованных в действующем радаре. На рис.7.1.9,а,б показано два варианта формирования узкого луча в азимутальной плоскости. Поскольку частота излучаемого сигнала изменяется в соответствии с программой сканирования, то изменяется также и межэлементное фазирование, и, соответственно, луч перемещается. В качестве излучающих элементов могут быть использованы щели в волноводе или полосковые излучатели. Для уменьшения уровня боковых лепестков может применяться спадающее амплитудное распределение. Сканирование по азимуту получено механическим вращением антенны. Приемная часть радара обычна. Передатчик имеет усилитель мощности после задающего генератора, а для того чтобы получить требуемую устойчивость частоты, используются кварцевые генераторы. Для получения различных положений луча частота изменяется дискретно с помощью синтезатора.

Одномерная схема коммутационного сканирования может быть выполнена в форме кругового цилиндра, состоящего из решетки дисков Лунеберга. Диаграммообразующие схемы вертикального питания дает синфазный сигнал всем дискам. Электронное сканирование по азимуту получено с помощью электронно-переключаемой вертикальной ДОС, которая последовательно передает и принимает сигналы. При использовании нескольких передатчиков и приемников, питающих вертикальную ДОС, могут быть получено несколько лучей по азимуту.

Двумерное сканирование производится в конструкциях, использующих различные комбинации и модификации одномерных схем. В системах, где требуются широкополосные сигналы, применяются устройства с запаздыванием (real-time), например, различные типы геодезических линз. К двумерным системам плохо применимо частотное сканирование. Двумерное фазовое сканирование обеспечивается, если используется двумерная ДОС ячеистой структуры с ферритовыми или диодными фазовращателями в каждой ячейке, (рис.7.1.10). Такая схема построения ФАР может быть использована для передачи широкополосных сигналов, насколько позволяет полоса пропускания фазовращателей или устройств с временной задержкой. Следующим шагом в конструировании двумерных ФАР является использование радиолинзы, имеющей ячеистую

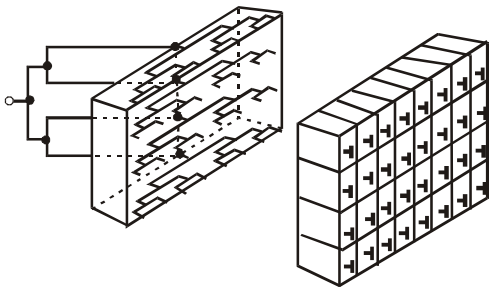


Рис. 7.1.10.

Антенная решетка с бинарной ДОС «елочка» в горизонтальной и вертикальной плоскостях

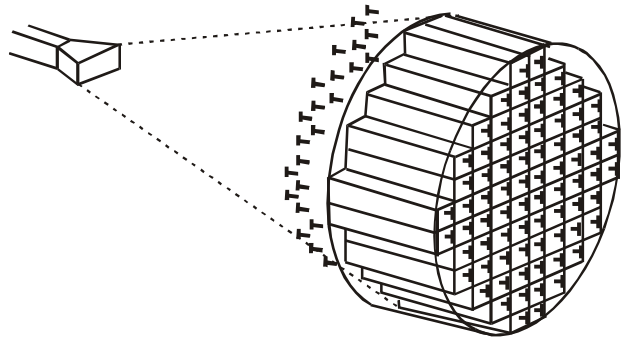


Рис. 7.1.11.

Антенная решетка с двумерным сканированием и оптическим возбуждением

структуру с ферритовыми или диодными фазовращателями в каждой ячейке (рис.7.1.11). Это решение известно как оптическое или пространственное питание решетки.

Как альтернативу плоским конструкциям на линиях передачи, можно назвать электронно-коммутируемую схему со сферической линзой Люнеберга [12.1] в качестве фазированной системы (рис.7.1.12). Это широкополосное устройство, позволяющее формировать ортогональные лучи, которые могут опрашиваться одновременно или сканироваться последовательно. В каждом элементе решетки могут быть индивидуальные передатчики для увеличения общей мощности.

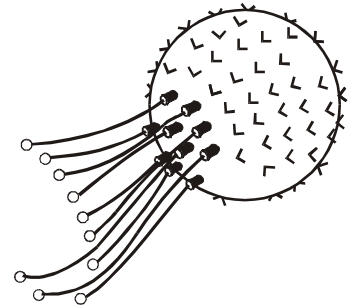


Рис. 7.1.12.

Антенная решетка с двумерным сканированием на сферической линзе

Наиболее простая и часто реализуемая конструкция антенной решетки - это, конечно, планарная. Главное ее преимущество состоит в простоте реализации плоских ДОС, по сравнению с конформными. Низкие боковые лепестки могут быть достигнуты за счет спадающего распределения мощности в раскрыве. Техническое обслуживание плоской конструкции также более простое, чем у конформной. Главное ограничение плоских ФАР - это предел угла сканирования в $60...75^\circ$ от нормали, поэтому для сканирования во всей полусфере требуется три или четыре апертуры (см.рис.7.3.9). С другой стороны, конформные решетки типа сферы, могут использовать только часть излучающих элементов для любого направления луча из-за ограниченной диаграммы направленности излучающих элементов на задней (полутеневой) стороне.

Рассмотрим основные принципы построения диаграммообразующей схемы. Первым шагом в выборе ДОС является определение технических требований к ней. Перечислим основные из них.

- ◇ Тип поляризации: однополяризованная и двухполяризованная;
- ◇ Число одновременно существующих лучей: одиночный луч, моноимпульсные лучи, многолучевой режим;
- ◇ Число передатчиков: одиночный передатчик, решетка модульных маломощных передатчиков;
- ◇ Широкополосность: мгновенная ширина полосы, перестраиваемая частотная полоса;
- ◇ Размеры решетки: апертурный и осевой размер, ограничения по объему;
- ◇ Климатические требования;
- ◇ Энергетические и тепловые характеристики;
- ◇ Стоимостные характеристики.

Большинство материалов, представленных здесь относятся к ДОС, обеспечивающих одиночную поляризацию в решетке или же две последовательно коммутируемые поляризации, если переключение поляризации осуществляется на выходах системы питания. Двухканальные ДОС, используемые для одновременной двойной поляризации [12.2], могут быть построены таким же образом, но при этом нужно иметь две решетки излучателей в пределах того же самого межэлементного интервала. Пример двухполяризованной ФАР [12.3] приведен на рис 7.1.17.

Сложность построения ДОС зависит также от количества одновременно существующих лучей, которые нужно создать в пространстве. Мнолучевые решетки состоят из многоэлементных антенн, совместно использующих общую апертуру. Такие схемы привлекательны по функциональным возможностям и стоимости, но здесь имеются также дополнительные трудности в реализации из-за апертурных ограничений и взаимных связей между лучами, с которыми проектировщик должен бороться. Позже рассмотрим некоторых из них.

В ФАР может использоваться как один мощный передатчик, так и задающий маломощный с усилителями мощности в каждом модуле. Основное различие в этих двух вариантах - то, что в первом случае ДОС очень сложная и должна иметь малые диссипативные потери, в то время как во втором случае все узлы работают на малой мощности и обычно допустимы относительно высокие диссипативные потери. В промежуточных ситуациях, когда используется много модульных передатчиков, но их число меньше общего числа элементов решетки, должна быть выбрана соответствующая схема питания.

Требования к боковым лепесткам являются одними из основных в системе питания, которая должна эффективно распределить мощность или собрать ее от элементов решетки с надлежащей амплитудой. Требуемый уровень боковых лепестков определяет допустимое квантование по амплитуде в системе питания; т.е. количество элементов, которые запитаны одинаковой амплитудой.

При проектировании системы питания должны рассматриваться два значения частотной полосы. Мгновенная ширина полосы - та пропускная способность, при которой достигается удовлетворительная работа при установке одного набора сигналов на управляющих устройствах. Перестраиваемая пропускная способность это та полоса, которая может быть получена с различными установками в управляющих устройствах. Хотя большинство систем питания, которые будут описаны, могут быть реализованы с большими мгновенными полосами, но на практике они будут разрабатываться с некоторой дисперсией, а для достижения желательной характеристики ее можно компенсировать управляющими сигналами. Степень, с которой это может быть сделано, определяется в соответствии с требованием мгновенной полосы.

Эффективность системы питания зависит от расположения усилителей в решетке. Это не столь важно, когда усилители имеются в каждом элементе решетки, но чрезвычайно важно, когда усилители есть только на входе ДОС.

Требования к размерам решетки и ее глубине могут быть решающими в выборе системы питания. Конечно, система питания для маленькой апертуры не может быть аналогичной очень большой апертуре, и наоборот, системы питания для апертур размером порядка сотен длин волн, не могут работать с апертурой, размер которой меньше 10 длин волн. Трудности в конструктивных решениях зависят от рабочей частоты, размера апертуры и числа лучей, а также от требуемой устойчивости к ударам, вибрации и условий окружающей среды. Тепловой режим обеспечивается за счет удаления излишнего тепла, вызванного потерями СВЧ энергии в линиях передачи ДОС, а также в предотвращении формирования льда и накопления снега.

Типы ДОС. В настоящее время известно много схем питания ФАР, реализованных на практике. Причем, одна и та же схема питания применяется во многих действующих антеннах, а некоторые, предложенные в литературе, так и не были осуществлены. Из-за большого разнообразия осуществленных и неосуществленных систем питания, их трудно классифицировать. По одному из способов классификации [12.1] все схемы разбивают на три группы:

- принудительное питание на линиях передачи;
- полупринудительное питание;
- непринудительное (пространственное) питание.

При принудительном питании относится в схемах, энергия направлена только по линиям, определенным проводниками линий передачи. При непринудительном питании используется схема оптического (пространственного) питания. Это относится к тем схемам, где энергия излучается от рупора и без каких-либо проводников принимается решеткой элементов, а затем энергия поступает на излучающую решетку. Промежуточное звено между этими двумя типами называется *полупринудительным питанием*, когда энергия в одном измерении распространяется по

линиям передачи, а в другом идет по свободному пространству. Принудительное и полупринудительное питание может использоваться для линейных одномерных и плоских двумерных антенных решеток, в то время как пространственное питание - только для плоских двумерных.

Классификация схем принудительного питания может быть разделена на параллельные и последовательные типы. Параллельные системы питания построены повторяющимися ветвящимися соединениями (типа «елочка») так, что путь от каждого выхода до входа одинаковый. Последовательное питание строится из каскадного соединения ответвителей так, что сигнал к первому выходу проходит через один ответвитель, сигнал ко второму выходу - через два ответвителя и так далее. Сигнал к последнему выходу проходит через все ответвители. Обе эти схемы могут быть построены на неразвязанных (реактивных) делителях, а также на балансных делителях или гибридных мостах с нагрузками. Кроме того, на параллельных и последовательных схемах питания могут реализовываться моноимпульсный и многолучевой режимы.

Классификация пространственных ДОС подразделяет все схемы на проходные и отражательные. В отражающих схемах один и тот же элемент используется для приема сигнала от облучателя и переизлучения мощности в нужном направлении, а в проходной схеме эти функции разделены, т.е. имеются два излучателя: один на прием от облучателя, другой для передачи волны в нужном направлении. Обе эти схемы параллельного типа.

Полупринудительные схемы питания наименее разработаны в настоящее время. Радиальные разветвители представляют собой плоскопараллельную двухплоскостную линию, например, на базе расширяющейся радиальной линии, где выходы распределены на 360° относительно входа. Они могут быть расположены в том же самом уровне в параллельной конфигурации или в нескольких уровнях при последовательно-параллельной конфигурации. Для этого класса может быть использован и секторный рупор, за исключением того, что выходы располагаются в секторе, существенно меньшем 360° относительно точки входа.

Общие характеристики ДОС. Некоторые общие замечания относительно характеристик разных типов питания можно сделать без детального их описания, что поможет в выборе типа системы питания, на этапе структурного синтеза.

◇ Принудительное питание обеспечивает очень точную регулировку амплитуды в каждом элементе решетки. Это требуется для ФАР, где уровень боковых лепестков особенно критичен. Менее точное управление амплитудой возбуждения обеспечивается пространственными схемами из-за конструктивных ограничений облучающего рупора и большой связи между элементами в выходной апертуре.

◇ Когда число элементов решетки очень большое, а значит стоимость делителей и линий передачи в варианте принудительной схемы высокая, то можно в этом случае выбрать пространственное возбуждение. Стоимость одного элемента в отражающей конфигурации обычно ниже, чем в конфигурации передающей линзы, но ее эффективность и возможность управления амплитудным распределением несколько ниже.

◇ Глубина системы питания (осевой размер), реализованной по принудительной схеме составляет порядка десятой части диаметра апертуры или меньше. Глубина схемы пространственного возбуждения не менее половины диаметра антенны или несколько больше. Это может иметь решающее значение при выборе схемы.

◇ Принудительное питание вообще имеет преимущество для ФАР, работающих в агрессивной среде, так как вся система питания расположена позади апертуры и может находиться в достаточно защищенном объеме. Приемопередающие линзы должны быть полностью отделены вдоль границы распространения волн, и кроме того, эта область между рупором и приемной поверхностью линзы должна быть свободна от переотражающих преград. Отражательная ФАР очень удобна для реализации, поскольку ее апертура крепится очень надежно, за исключением облучающего рупора, установленного впереди.

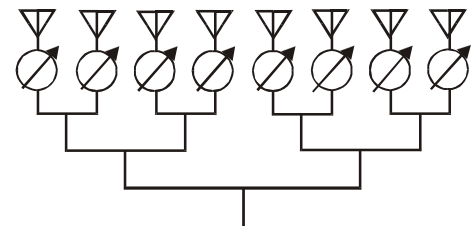


Рис. 7.1.13.
ДОС с неразвязанными тройниковыми соединителями

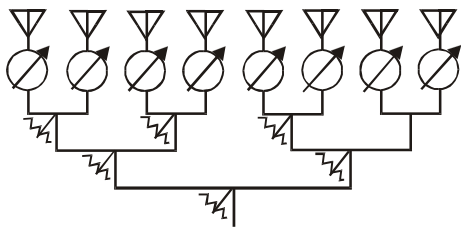


Рис. 7.1.14.
ДОС с развязанными бинарными соединителями

Принудительное питание параллельного типа.

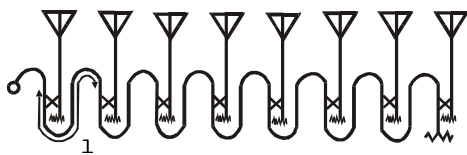
На рис.7.1.13 показана ДОС для формирования одиночного луча на базе каскадных неразвязанных двоичных соединителей типа «елочка». Если число уровней деления мощности n , то число выходов 2^n , а число соединителей (2^n-1) . Если каждый соединитель заменить гибридным мостом, например, с нагрузкой в развязанном плече, то получится согласованная схема (рис.7.1.14). Такая схема имеет высокую точность сигналов в выходных портах и нулевую связь между ними, если гибридные соединители идеальны. Если все порты подсоединены к идентичным

нагрузкам, то коэффициент отражения на входном порте будет равен коэффициенту отражения на каждом из выходных портов. Если коэффициенты отражения от нагрузок на выходных портах не нулевые, то отраженные от них волны будут поглощены нагрузками, имеющимися в плечах гибридного моста. Это показывает существенное отличие согласованных и несогласованных (реактивных) схем при их использовании в составе ФАР. Когда волновой фронт входящей волны совмещен с нулевым направлением диаграммы направленности, то мощность отражается в реактивной схеме и поглощается в нагрузках согласованной схемы.

Многолучевая ДОС. Параллельная схема многолучевой матрицы аналогична схеме, показанной на рис.7.1.6, и имеет двоичное число соединительных элементов. В случае линейной решетки будет создано столько независимых лучей, сколько имеется излучающих элементов в апертуре. В схеме имеется 2^{n-1} соединителей на каждом из n уровней, т.е. $n(2^{n-1})$ соединителей.

Диаграммообразующие схемы, рассматриваемые нами до сих пор, имели равную амплитуду на выходах. Однако для большинства систем требуется спадающее амплитудное распределение. Оно реализуется при помощи неравномерных делителей мощности реактивного или согласованного типа, у которых мощности в выходных плечах не равны. Зная требуемые амплитуды выходного сигнала, определяются соотношения коэффициентов деления мощности для соединителей первого уровня путем сравнения мощностей на смежных элементах. Далее мощности суммируются и определяются соотношения для деления на соединителях второго уровня. Этот процесс продолжается до тех, пока не доходят до первого уровня, то есть входного соединителя.

Принудительное питание последовательного типа. В ФАР используются два типа последовательных ДОС: на стоячей и бегущей волнах. Схема на стоячей волне формирует луч, расположенный под определенным углом к нормали, который не сканирует при изменении частоты. Питание бегущей волной используется для того, чтобы не выполнять условий фазировки в распределительной линии, т.е. не накладывать требований по кратности длинам волн между



$$\frac{f - f_0}{f} \approx d \sin \theta$$

Рис. 7.1.15.
Последовательно питаемая ДОС антенной решетки с частотным сканированием на направленных ответвителях

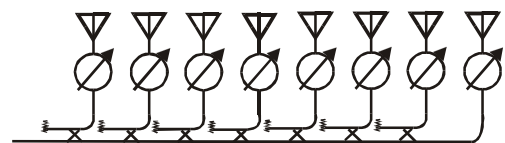


Рис. 7.1.16.
ДОС схема антенной решетки с последовательным питанием на направленных ответвителях

смежными выходами ДОС. В этой схеме при конструктивной простоте и компактности луч будет двигаться относительно нормали при изменении частоты передатчика (рис.7.1.15). Схема на стоячей волне более эффективна, но имеет более узкую полосу, по сравнению с аналогичной на бегущей волне (рис.7.1.16). Этот недостаток устраняется введением в цепь между выходным портом и излучателем фазовращателей. Один из вариантов такой ДОС [12.3], работающей в диапазоне

11 ГГц, показан на рис.7.1.17,а. Частотная зависимость углового положения луча компенсируется соответствующим фазовым управлением и таким образом обеспечивается достаточно широкая полоса рабочих частот последовательной схемы (до 10 %) и большой угол сканирования ($\pm 16^\circ$).

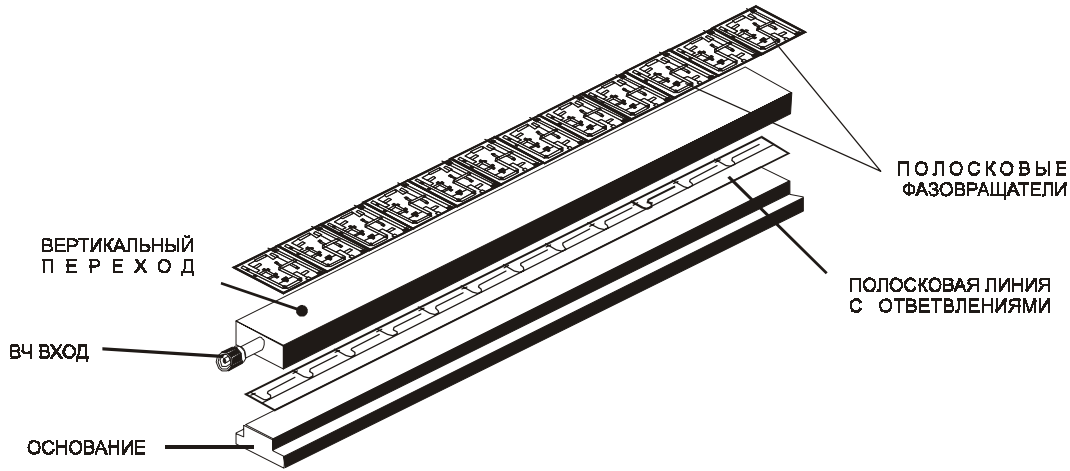


Рис. 7.1.17а

Двухполяризованная фазированная антенная решетка. ДОС с последовательным питанием на симметричной полосковой линии с направленными ответвителями с лицевой связью

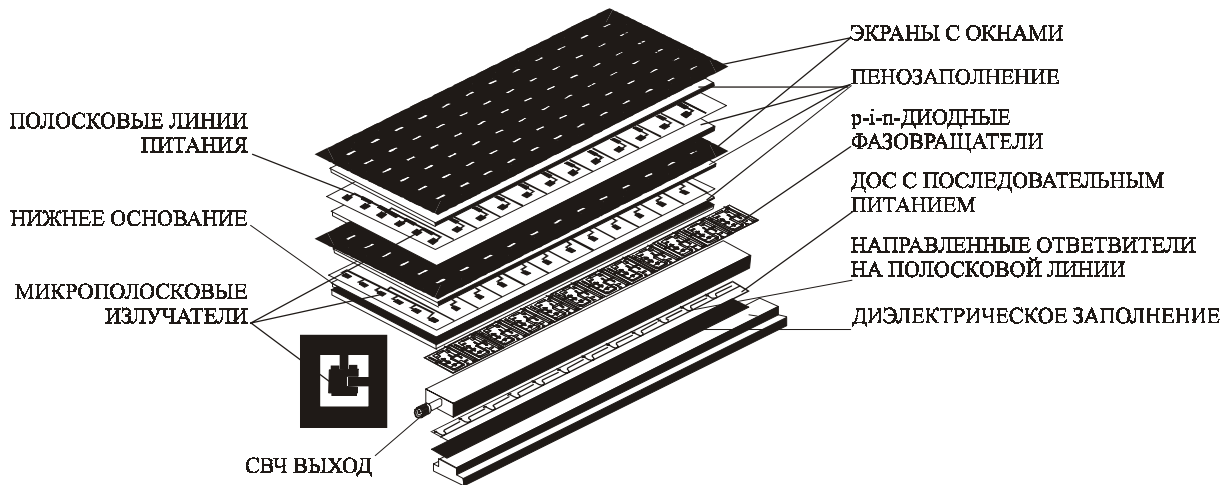


Рис. 7.1.176

Двухполяризованная фазированная антенная решетка. Архитектура двухполяризованной ФАР со скрещенными микрополосковыми излучателями. ДОС разных поляризаций отделены проводящим экраном

Полупринудительное питание. В одной из конструкций данного класса используется секторный рупор, который подобен питанию с плоско-параллельными пластинами, однако имеет поляризацию электрического поля параллельную широкой стенке раскрыва рупора. Экспериментальный рупор (рис.7.1.18) для питания подрешетки, который был изготовлен в Lincoln Lab [12.1] предназначен для создания равномерного возбуждения в нескольких излучающих элементах. Данная ДОС реактивного типа имеет высокое рассогласование на выходах из-за того, что на них находятся невзаимные диэлектрические фазовращатели. Эти устройства имеют высокое входное рассогласование, изменяющееся в зависимости от угла сканирования. Этот сильно расширяющийся E-плоскостной рупор был использован в радиометрической ФАР диапазона 15 ГГц.

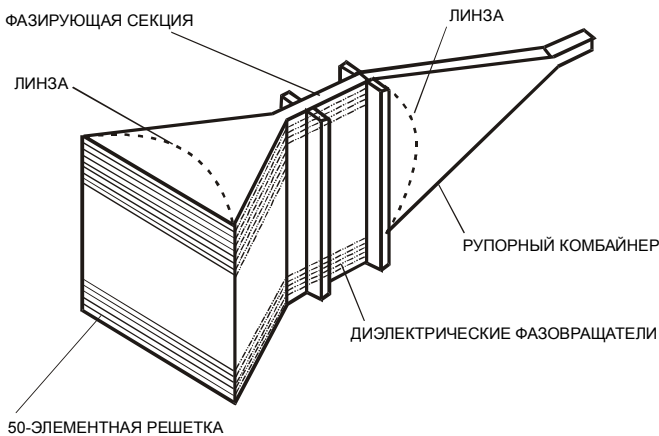
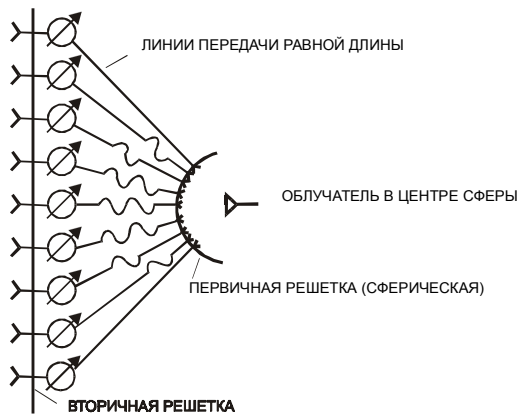
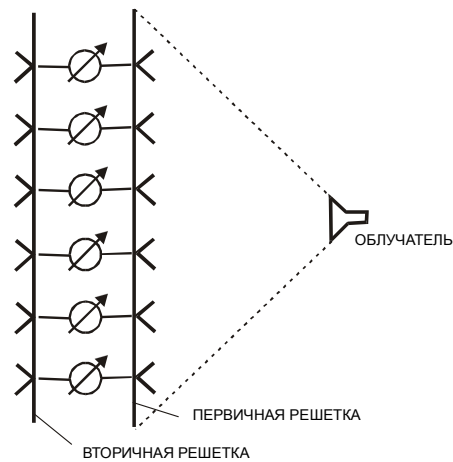


Рис. 7.1.18.

Секторный рупор в качестве ДОС 50-элементной ФАР диапазона 15 ГГц



а)



б)

Рис. 7.1.19.

Оптическое возбуждение антенных решеток.
 а) плоско-сферическая линза на отрезках линий передачи;
 б) плоская линза на отрезках линий передач

В раскрытие рупора устанавливалась диэлектрическая линза для коррекции фазового фронта. Диаграммообразующая схема такого типа имеет лучшие характеристики, чем решетка, состоящая из малых рупоров, из-за высокой связи между рупорами.

Пространственное питание. В приемопередающей линзе используются две апертуры, связанные линиями передачи и фазовращателями. Одна поверхность – первичная апертура - собирает энергию от облучателя, аналогичного облучателю зеркальных антенн. Другая поверхность – выходная апертура - излучает энергию в виде сформированного луча в требуемом направлении, определяемом управляющими сигналами в фазовращателях.

Наиболее часто применяют две конфигурации. Первая имеет сферическую входную поверхность (рис.7.1.19,а), которая аналогична радиальному волноводу полупринудительного питания. Выравнивание фазового фронта выполняется за счет включения в цепь между первичной и плоской вторичной поверхностью отрезков линии передачи соответствующей длины. Эта схема потенциально очень широкополосна, так как все длины путей от фазового центра облучателя к выходным излучателям равны между собой. Эта геометрия оптимальна с точки зрения амплитудного распределения, так как оно аффинно (подобно) во всех поперечных сечениях от входа до выхода. Кроме того, выходной фронт перпендикулярен ко всем излучателям на первичной апертуре и, следовательно, нет изменения уровня сигнала в зависимости от его удаленности от центра.

Конструкция с плоской входной поверхностью (рис.7.1.19,б) аналогична рупору с полупринудительным питанием. Выравнивание фазового фронта выполняется фазовращателями, что приводит к определенной потере мощности, а также сужению полосы пропускания. Кроме того, из рис.7.1.19,б видно, что в излучателях входной апертуры имеется зависимость сигнала от места его расположения, так как периферийные излучатели принимают сигнал от первичного излучателя под большим углом. Таким образом, амплитудное распределение на входной и выходной апертуре существенно различное и требует корректировки. Обычно это выполняется за счет высокого уровня облучения края входной апертуры, что приводит, к сожалению, к перетеканию энергии за края

линзы, т.е. к снижению эффективности. Однако, очевидно, что конструктивное исполнение плоской линзы значительно проще, чем сферической.

Отражательная решетка (рис.7.1.20) использует одну апертуру для приема энергии от первичного рупора и для передачи сформированного луча. Сдвиг фазы выполняется за два прохода через фазовращатели, поэтому в этой схеме могут использоваться только взаимные (двухсторонние) фазизирующие устройства. Выравнивание фазового фронта можно получить, добавляя линии задержки перед короткозамыкателями для компенсации разности хода лучей между центральными и периферийными излучателями. Существенным преимуществом отражательной решетки является ее низкая стоимость, по сравнению с другими схемами ФАР. Однако имеется ряд недостатков, таких как затенение рупором, расположенным в поле излучения, а также повышенные потери мощности из-за двойного прохождения сигнала через фазовращатель.

Специальные схемы питания В дуплексных ФАР необходимо подключить апертуру к передатчику в течении импульса, а в течении межимпульсного интервала переключить ее к приемнику. В зеркальных антеннах для этой цели используются антенные переключатели, состоящие из циркуляторов разрядников и т.д. В антенной решетке эта функция может быть достигнута при использовании фазовращателей, в качестве управляющих устройств [12.1]. В принудительных ДОС это может быть

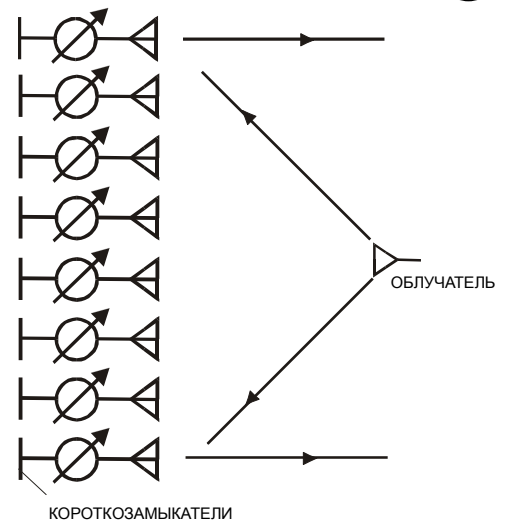


Рис. 7.1.20. Оптическое возбуждение антенной решетки отражательного типа

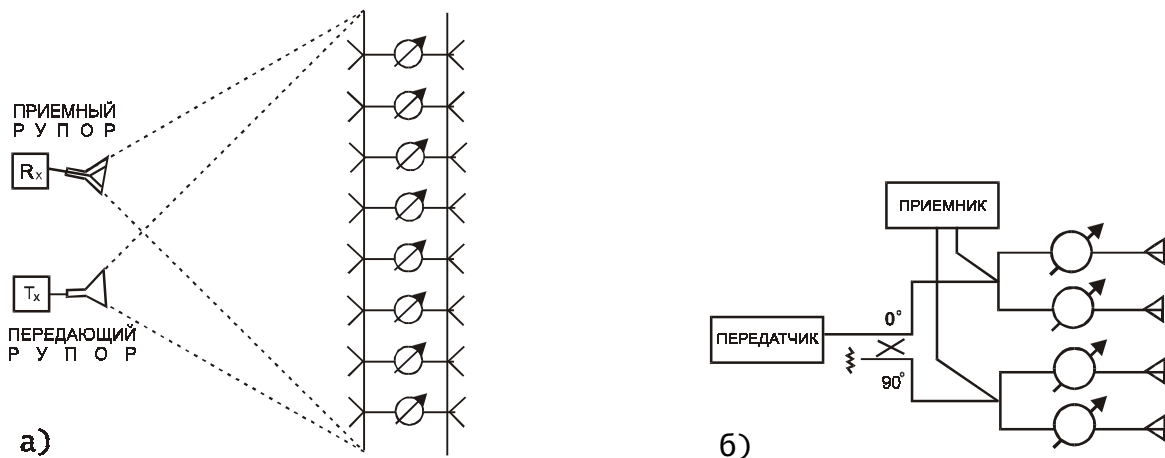


Рис. 7.1.21. Специальные схемы возбуждения.
 а) дуплекс в оптической схеме возбуждения;
 б) дуплексная антенная решетка на двойных Т-мостах (без циркуляторов)

выполнено с помощью двойного Т-моста (рис.7.1.21,б), если его разностный выход соединить с передатчиком. Приемник будет изолирован от отражений переданного импульса изоляцией гибридного соединения. Между подрешетками имеются секции линий передачи длиной 180° , соединенные с выходами моста, при этом антенная решетка будет связана с приемником после переданного импульса. Подобный режим может быть реализован в схеме с оптическим возбуждением (рис.7.1.21,а), если рупора приемника и передатчика расположены на небольшом расстоянии друг от друга, а система управления фазовращателями переключает их в начале и в конце импульса. Такая схема имеет ограничение на минимальную дальность радара, из-за времени переключения фазовращателей. Схемы питания ФАР достаточно разнообразны, используются

согласованные и реактивные делители мощности. Ряд ДОС включают в себя последовательные и параллельные схемы распределения мощности. Каждая схема имеет свои преимущества и недостатки. В данном разделе обсуждалась только высокочастотная часть схемы. Кроме того, важное значение имеют цепи цифрового управления фазовращателями, логические и ключевые схемы вычислителей, а также система поддержания температурного режима. В больших ФАР применяются системы принудительного охлаждения для ДОС и блока фазовращателей. Все перечисленные системы помещаются вместе с ДОС в одном и том же объеме позади апертуры. Взаимодействие всех распределительных систем и определяет работоспособность ФАР, а также ее окончательную конструкцию, позволяющую удовлетворить заданный набор эксплуатационных требований.

§ 7.2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК.

Первая задача теплового расчета антенной решетки состоит в нахождении точек с наибольшей температурой. В схемах деления мощности этой точкой являются входные делители или первые ответвители. Далее определяются характеристики линий передач, используемых в данном делителе. Фидерные линии работают при уровне мощности более низком, чем полые волноводы. Данные по предельным мощностям волноводов приводятся в любых справочниках и учебниках (см. например [12.10]).

Однако современные антенные решетки изготавливаются на базе коаксиальных и полосковых линий. Это связано с их высокой технологичностью, простотой совмещения с активными полупроводниковыми устройствами и микрополосковыми излучателями. Вопросы расчета предельной импульсной мощности для таких линий исследованы недостаточно полно. Анализ осложняется большим числом технологических факторов. Методика расчета для различных типов линий и заполнения изложена, например, в справочнике [12.9].

Расчет предельной средней мощности представляет собой другую, также достаточно сложную задачу, которой и посвящен настоящий параграф.

В зависимости от условий использования схемы деления могут быть с симметричным и несимметричным охлаждением. В первой части параграфа на основании подобия электрического и теплового полей показана связь между тепловым и волновым сопротивлениями фидерных линий с симметричным охлаждением. Рассмотрены некоторые практически важные случаи. Во второй части параграфа электрические и тепловые поля схем с несимметричным охлаждением рассчитываются численными методами. Результаты представлены в виде зависимостей тепловых сопротивлений от основных обобщенных физико-геометрических параметров.

Диаграммообразующие схемы с симметричным охлаждением

Одна из основных задач анализа теплового режима диаграммообразующих схем состоит в определении перегрева T_n внутреннего проводника относительно внешнего проводника (экрана) (рис.7.2.1). В силу линейности уравнений теплопроводности величина T_n может быть представлена в виде следующей суммы:

$$T_n = T_{n(n)} + T_{n(d)}; \quad T_{n(n)} = R_{n(n)} P_n; \quad T_{n(d)} = R_{n(d)} P_d \quad (7.2.1)$$

где $T_{n(n)}$ и $T_{n(d)}$ - составляющие перегрева T_n , обусловленные действием тепловых потерь во внутреннем проводнике P_n и в диэлектрике P_d в отдельности; $R_{n(n)}$, $R_{n(d)}$ — соответствующие тепловые сопротивления.

В диаграммообразующих схемах ФАР используется большое число фидеров различающихся формой поперечного сечения и материалом диэлектрика. Определение электрических и тепловых параметров фидеров из-за сложности конфигурации может представлять трудную задачу, иногда принимающую форму самостоятельного научного исследования. Решению этой задачи посвящено большое количество публикаций, главным образом, в виде журнальных статей.

В [12.4] обобщен материал по волновым сопротивлениям Z_0 фидерных линий. Столь полного обобщения для тепловых сопротивлений фидеров, насколько нам известно, в литературе не имеется. Хотя для некоторых конфигураций систем «труба в трубе», «труба в массиве», «полоса в массиве» расчетные формулы содержатся в [12.5], [12.6]. При этом в литературе приводятся, как правило, выражения для расчета $R_{п(п)}$ и отсутствуют данные о тепловых сопротивлениях $R_{п(д)}$. Настоящий раздел в значительной степени восполняет указанный пробел.

Покажем, что для определенного (часто встречающегося) вида условий охлаждения фидерных линий точно выполняются простые соотношения между тепловыми сопротивлениями $R_{п(п)}$, $R_{п(д)}$ и волновым сопротивлением Z_0 . Известно, что для основной волны в области S поперечного сечения, занятой диэлектриком, электрическое поле описывается уравнением Лапласа:

$$\Delta\varphi = 0 \tag{7.2.2}$$

где Δ — оператор Лапласа; φ — мгновенное значение электрического потенциала в любой точке сечения S .

Далее для определенности под φ будем понимать только амплитудное значение потенциала как функцию координат в сечении S .

Схематическое изображение поперечного сечения некоторых фидерных линий показано на рис.7.2.1. Наружную границу (нГ) и внутреннюю границу (вГ) области S , благодаря высокой

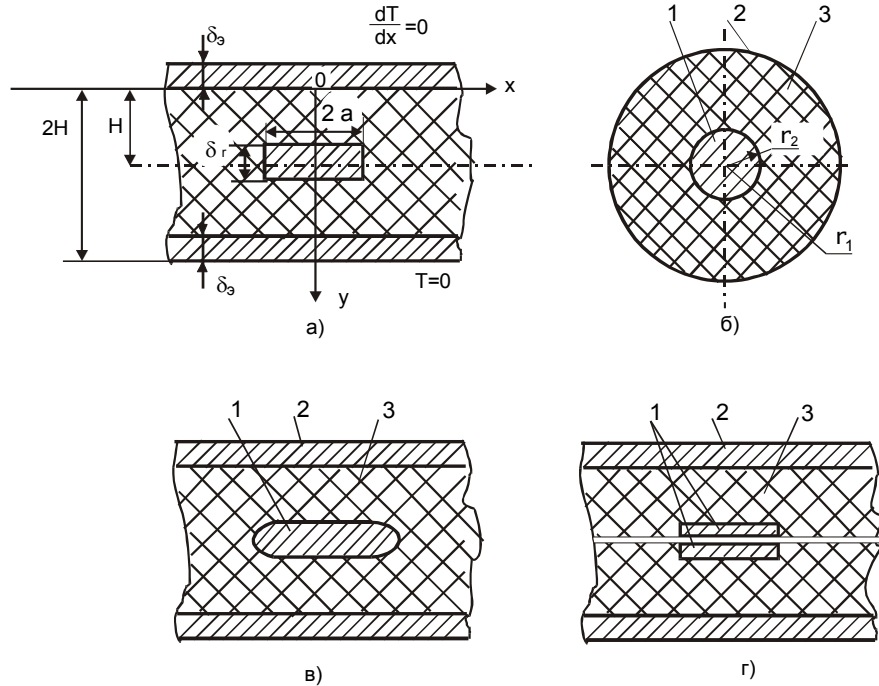


Рис. 7.2.1.

Схематическое изображение поперечного сечения линий передач, используемых при конструировании ДЭС

электропроводности проводников, будем, как обычно, считать эквипотенциальными поверхностями с потенциалами $\varphi = 0$ и $\varphi = \varphi_n$ соответственно, т.е. граничные условия для φ имеют вид:

$$\varphi|_{нГ} = 0; \quad \varphi|_{вГ} = \varphi_n \tag{7.2.3}$$

Перегрев T в области S подчиняется уравнению Пуассона:

$$\Delta T = - \frac{q(S)}{\epsilon_d}, \tag{7.2.4}$$

где $q(S) = \frac{\dot{u} \dot{a}_0 \dot{a}_2 |E|^2}{2}$ — плотность объемных (на единицу длины линии) тепловых потерь

в области S диэлектрика; ω — циклическая частота; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость свободного пространства; ϵ_2 — относительная мнимая составляющая диэлектрической проницаемости диэлектрика; E — $E(S)$ — напряженность электрического поля в области S .

По определению

$$E = -\text{grad}\varphi \tag{7.2.5}$$

Будем считать, что толщина $\delta_{\text{вп}}$ и теплопроводность $\lambda_{\text{вп}}$ внутреннего проводника достаточно велики и представляют собой изотермическую поверхность с перегревом $T_{\text{п}}$. Будем считать также, что на всей поверхности наружного проводника за счет его большой теплопроводности $\lambda_{\text{нп}}$ и толщины $\delta_{\text{нп}}$ и, благодаря специальным условиям охлаждения, также поддерживается постоянная температура. Тогда граничные условия для T можно записать в виде:

$$T|_{\text{нр}} = 0; \quad T|_{\text{вр}} = T_{\text{п}} \tag{7.2.6}$$

Для решения системы уравнений (7.2.2) и (7.2.4) с граничными условиями (7.2.3) и (7.2.6) в работе [12.8] используется известное векторное тождество

$$\text{div}(\varphi \text{grad}\varphi) = \varphi \Delta\varphi + (\text{grad}\varphi)^2 \tag{7.2.7}$$

С учетом (7.2.5), (7.2.7) и (7.2.2) можно получить

$$\begin{aligned} q(S) &= \frac{\dot{u}\dot{a}_0\dot{a}_2 (\text{grad}\varphi)^2}{4} = \frac{\dot{u}\dot{a}_0\dot{a}_2}{4} \text{div}(\varphi \text{grad}\varphi) = \frac{\dot{u}\dot{a}_0\dot{a}_2}{2} \text{div}(\text{grad}\varphi^2/2) = \\ &= \frac{\dot{u}\dot{a}_0\dot{a}_2}{4} \Delta\varphi^2 = \Delta\left(\frac{1}{4}\dot{u}\dot{a}_0\dot{a}_2\varphi^2\right) \end{aligned}$$

Тогда (7.2.4) можно записать в виде:

$$\Delta\Phi = 0, \tag{7.2.9}$$

где $\ddot{O} = T + \frac{\dot{u}\dot{a}_0\dot{a}_2}{4\ddot{e}_d}\varphi^2$ — электротермический потенциал (по терминологии [12.8]).

Из тождества дифференциальных уравнений (7.2.2) и (7.2.9) а также подобия граничных условий (7.2.3) и (7.2.6) следует подобие полей φ и Φ :

$$\frac{\ddot{O}}{\varphi} = \frac{\ddot{O}_n}{\varphi_n},$$

а также и равенство

$$\oint_c (\text{grad}\ddot{O}, \vec{n}) dl / \ddot{O}_n = \oint_c (\text{grad}\varphi, \vec{n}) dl / \varphi_n, \tag{7.2.10}$$

где c — любой контур, окружающий внутренний проводник; n — единичный вектор внешней нормали к контуру c ; dl — элемент длины контура c ; n — индекс, означающий принадлежность к внутреннему проводнику.

Если в качестве контура интегрирования выбрать поверхность внутреннего проводника Π , то, как показано в [12.8], можно получить

$$\oint_n (\text{grad}\varphi, \vec{n}) dl = -\frac{C_1}{\dot{a}_1 \dot{a}_0} \varphi_n, \tag{7.2.11}$$

$$\oint_n (\text{grad}T, \vec{n}) dl = -\frac{r_1}{\lambda_d} \overline{I^2}, \tag{7.2.12}$$

где $C_1 = \frac{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \mu_0 \mu_1}}{z_0}$ — погонная емкость линии [12.9]; μ_0 — магнитная проницаемость свободного пространства; ε_1, μ_1 — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика; r_1 — активная составляющая погонного сопротивления внутреннего проводника; I — действующее значение тока.

Из (7.2.9) — (7.2.12) после преобразований в [12.8] получено выражение:

$$T_n = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_0 r_1}{C_1 \lambda_d} \overline{I^2} + \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2 \varphi_n^2}{4 \lambda_d} \tag{7.2.13}$$

Заметим, что суммарные погонные потери во внутреннем проводнике равны

$$P_{ic} = r_1 \overline{I^2} \tag{7.2.14}$$

Суммарные погонные потери в диэлектрике найдем интегрированием $q(S)$ по области S :

$$P_d = \int_S q(S) dS = \frac{\omega \varepsilon_2 \varepsilon_0}{2} \int_S \text{div}(\varphi \text{grad}\varphi, \vec{n}) dS$$

Используя формулу Остроградского-Гаусса для двухмерной задачи

$$\int_S \text{div} \left(\text{grad} \frac{\varphi^2}{2}, \vec{n} \right) dS = \oint_{\Pi} \left(\text{grad} \frac{\varphi^2}{2}, \vec{n} \right) dl = \oint_{\Pi} (\varphi \text{grad}\varphi, \vec{n}) dl, \quad \text{получаем}$$

$$P_d = \frac{\omega \varepsilon_2 \varepsilon_0}{2} \varphi_n \oint_{\Pi} (\text{grad}\varphi, \vec{n}) dl,$$

или с учетом (7.2.11), окончательно,

$$P_d = \frac{\omega \varepsilon_2 \varepsilon_0 C_1}{2 \varepsilon_1 \varepsilon_0} \varphi_n^2 \tag{7.2.15}$$

Используя полученные выражения для P_n и P_d , перепишем (7.2.13) в виде

$$T_n = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_0}{C_1 \lambda_d} P_n + \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_0}{2 C_1 \lambda_d} P_d \tag{7.2.16}$$

Подставляя в (7.2.16) выражение для C_1 , получаем после упрощений

$$T_n = \frac{Z_0 \sqrt{\varepsilon_1}}{Z \lambda_d} P_n + \frac{1}{2} \frac{Z_0 \sqrt{\varepsilon_1}}{Z \lambda_d} P_d, \tag{7.2.17}$$

где, $Z = \sqrt{\mu_0 \mu_1 / \epsilon_0}$

Для большинства диэлектриков фидерных линий $\mu_1 = 1$, тогда [12.10]

$$Z = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi, \text{ Ohm} \tag{7.2.18}$$

Сравнивая (7.2.17) и (7.2.1), получаем

$$R_{n(n)} = MZ_0 \tag{7.2.19}$$

$$R_{n(0)} = 0,5 R_{n(n)}, \tag{7.2.20}$$

где $M = \frac{\sqrt{\epsilon_1}}{120\pi\lambda_d}$ — масштабный множитель, зависящий только от физических параметров

диэлектрика, но не от формы и размеров линии.

Следует еще раз подчеркнуть, что полученные простые и точные соотношения (7.2.19) и (7.2.20) справедливы для любой фидерной линии лишь в случае, если внутренний и наружный проводники являются эквипотенциальными и изотермическими поверхностями, т. е. если для потенциала и температуры граничные условия подобны.

Рассмотрим несколько примеров использования соотношения (7.2.19).

С л у ч а й 1. (см. рис.7.2.1б). Коаксиальная линия с проводниками круглого сечения радиусами r_1 и r_0 ($r_1 > r_0$). В справочнике [12.4] приведено точное выражение

$$Z_0 \sqrt{\epsilon_1} = \frac{Z}{2\pi} \ln \frac{r_1}{r_0}$$

Тогда в соответствии с (7.2.19)

$$R_{n(n)} = \frac{Z_0 \sqrt{\epsilon_1}}{Z\lambda_d} = \frac{1}{2\pi\lambda_d} \ln \frac{r_1}{r_0},$$

что совпадает с известным выражением для теплового сопротивления, приведенным, например, в [12.5].

С л у ч а й 2. (рис.7.2.1а). Симметричная полосковая линия с полоской нулевой толщины; расстояние между экранами $2H$, ширина полоска $2a$. В [12.4] приведено точное выражение для $Z_0 \sqrt{\epsilon_1}$, которое после деления на $Z\lambda_d$ можно преобразовать в формулу:

$$R_{n(n)} = \frac{1}{4\lambda_d} \frac{K(k)}{K'(k)}$$

Там же приведены и приближенные формулы, которые отклоняются от точного решения не более, чем на 0,5%.

Следует отметить, что если точные решения для Z_0 и $R_{n(n)}$ совпадают с точностью до множителя $Z\lambda_d / \sqrt{\epsilon_1}$, то приближенные решения для Z_0 и $R_{n(n)}$ одних и тех же систем в СВЧ-технике и теплофизике в силу традиций могут существенно отличаться как по форме, так и по способу их получения.

Рассмотрим еще одну форму представления T_n , удобную для практических расчетов. Из (7.2.17) следует:

$$T_n = \frac{Z_0 \sqrt{\hat{\alpha}_l}}{Z\hat{\epsilon}_d} \left(P_n + \frac{1}{2} P_d \right) = Z_0 M \left(P_n + \frac{1}{2} P_d \right) \tag{7.2.21}$$

или

$$T_n = Z_0 M (2\hat{\alpha}_n + \hat{\alpha}_d) P, \tag{7.2.22}$$

где α_n, α_d — коэффициенты затухания, обусловленные потерями во внутреннем проводнике и объемными потерями в диэлектрической среде (Нп/м); P — средняя мощность волны в рассматриваемом сечении линии.

Коэффициенты α_n и α_d введены в (7.2.22) по их определению:

$$\alpha_n = P_n/2P; \alpha_d = P_d/2P.$$

С помощью (7.2.22) можно рассчитать T_n для линий с неизвестным коэффициентом α_n , используя теоретические или экспериментальные данные для полных потерь α_Σ :

$$\alpha_\Sigma = \alpha_n + \alpha_d \tag{7.2.23}$$

Для этого преобразуем (7.2.22) с учетом того, что для всех фидерных линий с основной волной [12.10]

$$\alpha_d = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{2} Z = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_1} \operatorname{tg} \delta}{\lambda}, \tag{7.2.24}$$

где λ — длина волны в линии; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь материала, заполняющего линию

С учетом (7.2.23) и (7.2.24) можно записать T_n в виде

$$T_n = Z_0 M \left(2\alpha_\Sigma - \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2 Z}{2} \right) P, \tag{7.2.25 а}$$

или

$$T_n = Z_0 M \left(2\alpha_\Sigma - \frac{\pi \sqrt{\epsilon_1} \operatorname{tg} \delta}{\lambda} \right) P \tag{7.2.25 б}$$

Если известен коэффициент затухания линии α_Σ , полученный теоретически или экспериментально, можно определить предельную мощность $P_{пред}$, которую выдерживает линия, если допустимый, перегрев равен $T_n^{дон}$ (например, из условия термостойкости диэлектрика):

$$P_{пред} = \frac{2\pi \lambda_d \Gamma_n^{дон}}{2\alpha_\Sigma - \frac{\pi \sqrt{\epsilon_1} \operatorname{tg} \delta}{\lambda} \ln \left(1,07 \frac{a}{r_0} \right)}$$

С л у ч а й 3. (см. рис.7.2.1,а). Симметричная полосковая линия с симметричным охлаждением экранов. Для этой линии известны точные значения Z_0 и α_n :

$$Z_0 = \frac{30\pi K(k)}{\sqrt{\epsilon_1} K(k')}; \quad \alpha_n = \alpha_m (C_p + 2C_f)/2(C_p + C_f),$$

где $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода. Связь k, k', C_p, C_f с размерами линии, а также выражение для α_m приводится в работах [12.9].

Таким образом, используя известные Z_0 и α_n , можно записать строгое выражение для T_n :

Полученное соотношение (7.2.26) позволяет точно вычислить максимальный перегрев в ДОС на базе симметричной полосковой линии.

$$T_n = \frac{K(k)}{4\lambda_d K(k')} \left(2\alpha_n + \frac{\pi \sqrt{\epsilon_1} \operatorname{tg} \delta}{\lambda} \right) P \tag{7.2.26}$$

На рис.7.2.2 (см. в конце книги) показаны электрические и тепловые поля в фидерных линиях различных типов [12.14].

Диаграммообразующие схемы с несимметричным охлаждением

Приведенный выше подход позволяет анализировать температурные поля в конструкциях с симметричным охлаждением. Другой практически важный случай — одностороннее охлаждение в ДОС, который встречается, например, в ФАР на базе микрополосковых антенн. Этот случай возникает, когда верхняя часть печатной платы обращена в свободное пространство и на ней невозможно обеспечить теплосъем или принудительное охлаждение. Из-за этого температура на верхней и нижней поверхностях существенно отличаются. Если на нижней стороне линии можно обеспечить любую температуру, то на верхней она установится в результате теплового процесса, причем наиболее перегретая точка не будет находиться в геометрическом центре конструкции.

Электрическое поле в диэлектрике с несимметричным охлаждением также описывается уравнением Лапласа (7.2.2). Температурное поле фидерной линии с односторонним охлаждением, в отличие от электрического, следует рассматривать не только в диэлектрике (д), но и в полоске (п) и неохлаждаемом экране (э), учитывая их конечную теплопроводность. При этом для каждой из указанных областей i ($i = п, д, э$) выполняется уравнение Пуассона для температуры t_i :

$$\Delta t_i(x, y) = - \frac{q_i(x, y)}{\ddot{\epsilon}_i}, \tag{7.2.27}$$

где $q_i(x, y)$ — плотность объемных тепловых потерь (на единицу длины линии); λ_i — теплопроводность материала.

На границе неохлаждаемого экрана со средой тепловой поток, а следовательно, и нормальная производная температуры dt/dx равны нулю. Производная $dt/dy=0$ при $y=0$ в силу симметрии и при $|y| \rightarrow \infty$, где не сказывается влияние полосы. Температура охлаждаемого экрана считается заданной, а на всех взаимных границах областей выполняется равенство температур и тепловых потоков:

$$t_i = t_j; \quad \ddot{\epsilon}_i \frac{\partial t_i}{\partial n} = \ddot{\epsilon}_j \frac{\partial t_j}{\partial n}, \tag{7.2.28}$$

где n — нормаль к границе областей i и j .

Величины $q_i=q_i(x, y)$ должны определяться из решения уравнения (7.2.2). Если получена функция $\phi(x, y)$, то

$$q_i \sim C_1 (\text{grad}\phi)^2, \tag{7.2.29}$$

где $C_1 = \text{tg}\delta$, если $i = д$; $C_1 = \rho_i/h$, если $i = п, э$; h — толщина скин-слоя. Для $i = п, э$ градиент потенциала вычисляется как производная по нормали к соответствующей поверхности проводника. Точное решение системы уравнений (7.2.2), (7.2.27), (7.2.29) со сложными граничными условиями для t_i в общем виде неизвестно.

Для расчета температурного поля несимметрично охлаждаемой линии целесообразно воспользоваться численными методами. Для этой цели удобно использовать метод конечных элементов [12.15]. Поперечное сечение линии разбивается треугольной сеткой и значения искомым функций находятся в узлах сетки, причем уравнения (7.2.2) для ϕ и уравнения (7.2.27) для t решаются одной и той же программой. Производные потенциала получаются численным дифференцированием.

Необходимый объем оперативной памяти определяется в основном размером матрицы алгебраической системы, аппроксимирующей уравнения (7.2.2) и (7.2.27). Число элементов этой матрицы равно произведению числа узлов на ширину ленты, которая равна максимуму разности номеров узлов, принадлежащих одному треугольнику разбиения. Для оценки погрешности численного метода следует проводить расчеты с последовательным удвоением числа шагов сеточной модели, а также решать тестовую задачу для симметрично охлаждаемой линии, для которой известно точное решение (результаты этой оценки приведены ниже).

Несмотря на широкий диапазон геометрических и теплофизических параметров, численные решения не могут претендовать на полноту и носят ограниченный характер по сравнению с

аналитическим подходом. Однако сама программа является достаточно точным и универсальным инструментом и с ее помощью можно выполнить расчет температурного поля практически для любой линии. Программа может служить инструментом исследования, с помощью которого следует изучить основные закономерности тепловых режимов фидера и разработать инженерную методику, обладающую удовлетворительной точностью.

При построении такой методики следует исходить из следующих основных положений.

1. Наибольшую сложность составляет расчет тепловых сопротивлений, которые вычисляются как коэффициенты пропорциональности между температурами в определенных точках и мощностью тепловых потерь. Цель численных исследований - представление тепловых сопротивлений как функций физико-геометрических параметров (ФГП).

2. Тепловой режим достаточно полно характеризуется значениями перегревов T_n в наиболее нагретых точках относительно температуры охлаждаемого экрана, для которого $T_n = 0$. В симметрично охлаждаемой СПЛ — это перегрев T_n в центре полосы ($x = H, y = 0$). В несимметрично охлаждаемой СПЛ — это величина, близкая к T_n или T_ε (перегрев неохлаждаемого экрана при $y = 0$). При этом возможно $T_\varepsilon < T_n$ или $T_\varepsilon > T_n$ в зависимости от соотношения ФГП.

3. В силу линейности задачи (так как параметры считаются не зависящими от температуры) можно использовать принцип суперпозиции и представить T_n и T_ε в виде:

$$T_n = T_{n(n)} + T_{n(\varepsilon)} + T_{n(\partial)}, \tag{7.2.30}$$

$$T_\varepsilon = T_{\varepsilon(n)} + T_{\varepsilon(\varepsilon)} + T_{\varepsilon(\partial)}, \tag{7.2.31}$$

где индексы в скобках означают, что соответствующая составляющая перегрева вызвана интегральными мощностями тепловых потерь в полоске P_n , экране P_ε и диэлектрике P_∂ в отдельности, т.е.

$$T_{i(j)} = R_{i(j)} P_j; \quad i = n, \varepsilon; \quad j = n, \varepsilon, \partial, \tag{7.2.32}$$

где $R_{i(j)}$ — соответствующее тепловое сопротивление.

Здесь и далее P_i и $R_{i(j)}$ — на единицу длины линии вдоль оси полоска.

4. Величины P_j не зависят от способа охлаждения фидера, от теплопроводностей λ_j и могут быть рассчитаны по известным приближенным методикам [12.9].

5. Величины $R_{i(j)}$ являются функциями только теплофизических и геометрических параметров (ТГП) и не зависят от электрических параметров.

6. Для некоторых предельных случаев $R_{i(j)}$ могут быть представлены с помощью точных соотношений как функции ТГП.

7. Численные значения $R_{i(j)}$ в практически важном диапазоне ТГП могут быть определены из соотношения (7.2.31):

где $T_{i(j)}^M, P_j^M$ — рассчитанные на компьютере значения $T_{i(j)}$ и P_j ,

$$R_{i(j)} = \frac{T_{i(j)}^M}{P_j^M}, \tag{7.2.32 a}$$

8. Определенные таким образом $R_{i(j)}$ следует представить в виде компактных функций, таблиц или графиков, отражающих их зависимость от ТГП.

9. Расчет теплового режима линии следует выполнять по формулам (7.2.32), (7.2.30) и (7.2.31), используя полученные зависимости $R_{i(j)}$ от ТГП.

Рассмотрим теперь результаты расчетов для симметричной полосковой линии, в указанном выше диапазоне параметров:

◇ температурное поле в полоске можно считать равномерным с погрешностью не более 0,5%;

◇ благодаря изотермичности полоска, даже значительные ошибки при расчете плотности тепловыделений в полоске и диэлектрике вблизи острых кромок полоска не существенно влияют на

точность определения $R_{i(n)}$ и $R_{i(o)}$. Так, для симметрично охлаждаемой СПЛ полученные значения $R_{n(n)}^c$ и $R_{n(o)}^c$ отличаются от точных не более, чем на 1,5%;

◇ неравномерность температурного поля в неохлаждаемом экране велика и зависит от σ_s . Поэтому следует учитывать зависимости $R_{i(j)}$ от σ_s и помнить, что значения $R_{э(i)}$ относятся к точке $y = 0$, но не к средней температуре экрана;

◇ относительно гладкий характер распределения потенциала ϕ вблизи экрана позволяет достаточно точно определять тепловые потери в нем и в диэлектрике вблизи него, благодаря чему погрешности определения $R_{i(s)}$ и $R_{i(o)}$ невелики, несмотря на неизотермичность экрана;

◇ в целом, погрешность расчетов $R_{i(j)}$, выполненных с помощью указанной программы, не превышает 10%. Однако, эти ошибки носят систематический характер, поэтому отношения отдельных $R_{i(j)}$ друг к другу могут быть рассчитаны значительно точнее. Из сопоставления с известными точными и предельными выражениями для этих отношений следует, что погрешность их расчета не превышает 5%. Как показано ниже, все $R_{i(j)}$ удастся представить в виде некоторого точного значения, умноженного на отношение сопротивлений. Следовательно, и в целом погрешность расчета $R_{i(j)}$ при таком подходе не превысит 5%.

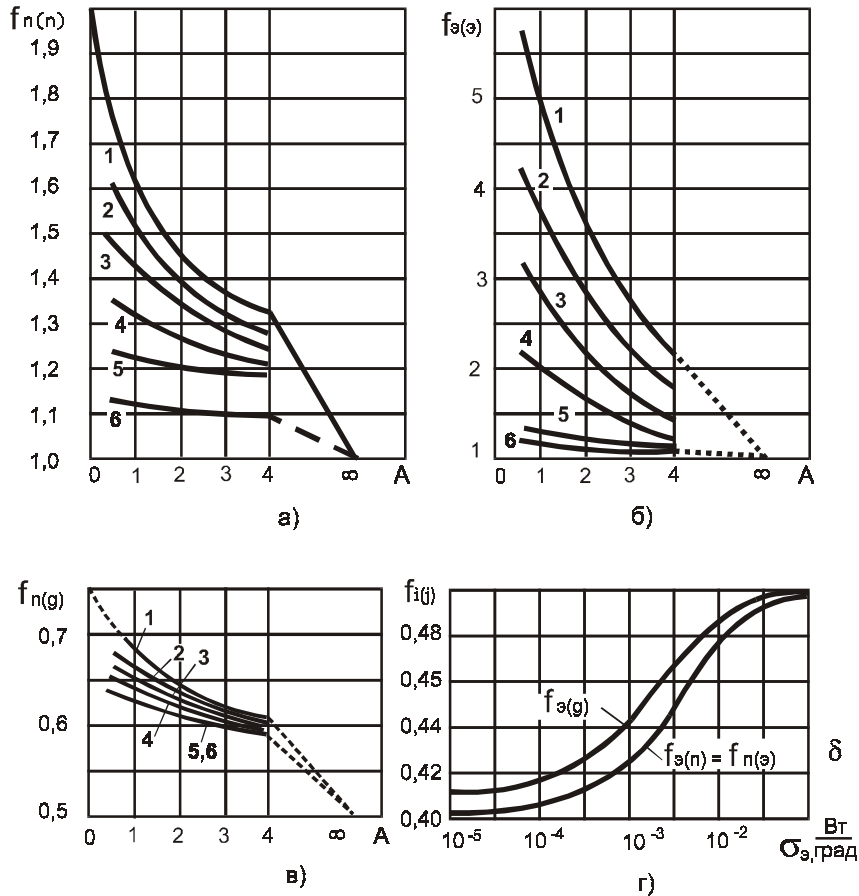


Рис. 7.2.3.

Зависимость безразмерных коэффициентов $f_{i(j)}$ от геометрических и теплофизических параметров полосковой линии.

Сплошные линии соответствуют машинным экспериментам, пунктирные — экстраполяции к предельным случаям. Кривые 1... 6 соответствуют значениям σ_s : 10^{-5} ; $3 \cdot 10^{-4}$; 10^{-3} ; $3,5 \cdot 10^{-3}$; $1,4 \cdot 10^{-2}$; $3,5 \cdot 10^{-2}$ Вт/град

Во всем диапазоне ТПП, рассмотренном нами, выполняются следующие приближенные соотношения:

$$\begin{aligned}
 R_{n(n)} &= f_{n(n)} R_{n(n)}^c; \quad R_{n(n)}^c = \frac{Z_0 \sqrt{\epsilon_1}}{Z \lambda_\delta} \\
 R_{n(\delta)} &= f_{n(\delta)} R_{n(n)} \\
 R_{n(\epsilon)} &= f_{n(\epsilon)} R_{\epsilon(n)} = R_{\epsilon(n)} \\
 R_{\epsilon(\delta)} &= f_{\epsilon(\delta)} R_{\epsilon(n)}
 \end{aligned}
 \tag{7.2.33}$$

где $f_{i(j)} = f_{i(j)}(A, \sigma_\epsilon)$ — функции ГПП, (рис.7.2.3,а-з). Расчеты температур проводились для относительных размеров $A = H/a = 0,5; 1,0; 2,0; 3,0; 4,0$ при толщине проводников $\delta_s = \delta_n = 35$ мкм, толщине диэлектрика $2H = 4$ мм; теплопроводности полоска $\lambda_n = 400$ Вт/мград (медь); продольной тепловой проводимости экрана $\sigma_\epsilon = \lambda_\delta \delta_\epsilon = 0 \dots 3,5 \cdot 10^{-2}$ Вт/К; $\varphi_n = 100$ В; $\epsilon_1 = 3,8$; $\text{tg} \delta = 1,5 \cdot 10^{-3}$.

Наибольший практический интерес представляют значения $\sigma_\epsilon \geq 10^{-2}$ Вт/К (т. е. медный экран $\lambda_\delta = 400$ Вт/мК; $\delta_\epsilon > 25$ мкм). Для этих значений σ_ϵ в диапазоне $A = 1 \dots 4$ можно принимать

$$\begin{aligned}
 f_{n(n)} &= 1,1 \pm 0,05; \quad f_{n(\delta)} = 0,6 \pm 0,01 \\
 f_{n(\epsilon)} = f_{\epsilon(n)} = f_{\epsilon(\delta)} &= 0,5 \dots 0,02; \\
 f_{\epsilon(\epsilon)} &= 1,15 \pm 0,1
 \end{aligned}$$

Границы применимости соотношений (7.2.33) определяются графиками представленными на рис.7.2.3, причем сплошные линии соответствуют численным экспериментам, а пунктирные — экстраполяции к предельным случаям.

§ 7.3. ПРИМЕРЫ ПОСТРОЕНИЯ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК (по рекламным материалам фирм-производителей)

ТНААД (Theater High Altitude Area Defense Radar)

Радар обороны больших высот. Система ракетной противовоздушной обороны.

ТНААД - это система верхнего уровня двухуровневой концепции противоракетной обороны войск НАТО. Большие высоты и пространства защищаются этой системой, а оборона на нижнем уровне, т.е. на малых высотах обеспечивается системой PATRIOT (рис.7.3.1,а). Ракеты этой системы используют кинетическую и тепловую энергию для разрушения целей. Радар ТНААД работает в X-диапазоне (3 см). Это - твердотельный радар с очень большой мощностью передатчика и фазированной антенной решеткой (рис.7.3.1,б) имеет высокую скорость движения луча и возможности по изменению типа сигнала, что обеспечивает большую дальность действия при управлении стрельбой своими ракетами. Система ТНААД предназначена для обнаружения, идентификации, установления факта уничтожения баллистических ракет противника.

Твердотельный радар X-диапазона с фазированной антенной решеткой имеет максимальную дальность обнаружения баллистических ракет до 1000 км. Антенная решетка собрана из 25344 приемопередающих модулей X-диапазона. Площадь апертуры антенны составляет 4,6 м².

Основной производитель работ по радару - фирма Raytheon, а по системе - Lockheed Martin. К 1997 г. были изготовлены три такие радарные системы.

PATRIOT

Система ракетной противовоздушной обороны

PATRIOT - центральная часть противо-воздушной обороны Армии США, предназначенная для пусков ракет с земли. Это - система большой дальности, всепогодная, располагающаяся в полевых условиях, предназначена для поражения тактических баллистических ракет, современных самолетов и крылатых ракет. Изготовитель - фирма Raytheon. Производственная группа компаний состоит из 4000 контрагентских фирм из 30 стран.

Основные характеристики

Многофункциональный радар С-диапазона (5,5 ГГц) с фазированной антенной решеткой (рис.7.3.2, а) выполняет все задачи по обнаружению, слежению и направлению ракет (рис.7.3.2,б). Антенная решетка включает в себя более 5000 фазовращательных элементов.

AWS-9

Военно-морской 3-D (трехкоординатный) радар для наблюдения и индикации целей.

AWS-9 - это радар для военно-морского флота, используемый для военных кораблей всех классов. Большой угловой сектор обзора, широкополосное частотное сканирование и комплексная обработка сигнала обеспечивают быстрое и точное определение воздушных целей над землей и над морем. Многолучевой режим, высокий коэффициент сжатия импульсов, когерентно-доплеровская обработка, гарантированная надежность в определении целей сохраняются в неблагоприятных морских условиях и при наличии помех. Мощная система ECCM (Electronic Counter-Counter Measure) позволяет сохранять работоспособность радара в условиях множественных источников преднамеренных помех.

Характеристики станции: малые боковые лепестки антенны, многолучевой режим, широкополосное частотное сканирование, высокая мощность передатчика и современная обработка сигнала.

Антенна - многолучевая фазированная антенная решетка (рис.7.3.3) S-диапазона (1250...1350 МГц) с суммарно-разностным преобразователем по азимуту и электро-механическим вращением в этой плоскости со скоростью 30 об/мин. Вес радара 3 тонны. Производитель - фирма Siemens.

GBR-O (Ground Based Radar-Objective)

Радар наземного базирования.

Радар GBR-O, показанный на рис.7.3.4,а осуществляет наблюдение, обнаружения и сопровождение ракет (рис.7.3.4,б). Фазированная антенная решетка X-диапазона (3 см) позволяет выполнять все функции одновременно. Механическое качание, совмещенное с электронным сканированием, дает системе широкое поле обзора (рис.7.3.5). Радар осуществляет работу в реальном времени по точному целеуказанию, нанесению координат целей на карту, установлению факта поражения с помощью одновременного электронного и механического сканирования. GBR-O – твердотельная антенная решетка имеет 16896 приемопередающих модулей X-диапазона, после реконструкции в варианте TMD/GBR - 81000 модулей. Это прекрасный пример технологии двойного использования, так как этот же приемопередающий модуль является основным элементом спутниковой телекоммуникационной системы IRIDIUM.

Основные характеристики:

- 16896 или 81000 приемопередающих модулей;
- эффективная апертура твердотельной ФАР 123 м²;
- дальность действия 2000 или 4000 км;
- механическое качание $\pm 178^{\circ}$ по азимуту, $0 \dots 90^{\circ}$ по углу места;
- электронное сканирование $\pm 12,5^{\circ}$ (в сетке $3,1^{\circ}$) или $\pm 25^{\circ}$ (в сетке $1,55^{\circ}$).

SAMPSON

Семейство морских многофункциональных радаров

SAMPSON – это новое поколение военно-морских радаров (рис.7.3.6) для оборонных систем, производства фирмы Siemens. Имеются варианты исполнения для мобильных и неподвижных станций ПВО, а так же комплексов против баллистических ракет. Эта серия радаров базируется на современной высокоэффективной многофункциональной адаптивной антенной решетке с электронным сканированием. Данная решетка использована для улучшения характеристик слежения и противопомеховой устойчивости в условиях сложных помех, а также сложных наземных и морских атмосферных условий. Радар совместим с активными и полуактивными ракетными системами, а так же обеспечивает выдачу данных среднего курса. Радар обеспечивает

полностью автоматическую работу там, где необходима быстрая реакция. Система сконструирована из нескольких параллельных подсистем и сохраняет работоспособность, даже если некоторые из них выходят из строя. Ремонт очень прост: вышедшие из строя блоки диагностируются с помощью системы встроенного контроля и заменяются. В радаре нет высоких напряжений, блоков с высокой СВЧ мощностью, требующих водяного охлаждения, и которые, ненадежны и требуют сложного ремонта. Стоимость радара уменьшена благодаря использованию высоконадежного твердотельного передатчика.

Характеристики радара:

осуществление поиска, точного сопровождения нескольких целей; радар также одновременно имеет функции управления огнем;

наблюдение в полусфере;

обнаружение скрытых целей (по технологии Stealth).

Антенная решетка

GaAs передатчики и приемники в каждом элементе ФАР с цифровым управлением фазой для движения луча;

воздушное охлаждение передатчика;

малые потери в трактах СВЧ мощности;

приемные элементы объединены в подрешетки с помощью полосковых линий;

цифровая диаграммообразующая обработка принятых сигналов для подавления помех;

моноимпульсный преобразователь по азимуту и углу места;

цифровое сжатие импульсов;

параллельный доплеровский сигнальный процессор;

компьютерный контроль радаром для управления лучом и формой сигнала.

Описание конструкции

вращение антенны по азимуту со скоростью 60 оборотов/мин.;

сканирование по азимуту в секторе $\pm 60^\circ$ в режиме качания луча;

одна или несколько антенных решеток, состоящая из 1000 до 10000 излучающих элементов;

излучаемая мощность на модуль 5 Вт ... 20 Вт.

Противопомеховые характеристики

адаптивное обнуление диаграммы направленности ФАР;

очень низкие боковые лепестки антенны;

широкая полоса частот сигнала;

частотная перестройка;

автоматический выбор формы сигналов;

бланкирование бокового излучения;

выделение и сопровождение помехи.

RAT-31DL

Твердотельный 3D радар раннего обнаружения

Фирма Alenia (Италия) выпускает современный радар D-диапазона с твердотельной фазированной антенной решеткой (рис.7.3.7,а). 3-D (трехкоординатный) обзорный радар эффективен на дальностях до 500 км для обнаружения воздушных целей. Радар RAT-31DL использует много одновременно существующих в пространстве независимых фазово-управляемых карандашных лучей, которые обеспечивают гибкость в сканировании и очень большую скорость получения данных, что очень эффективно в условиях дождя и тумана. Каждый луч обеспечивает моноимпульсное измерение высоты с чрезвычайно высокой точностью, даже в режиме быстрой частотной перестройки. Пониженная пиковая мощность обеспечивает устойчивость против ракет подавления излучения радаров ARM (Anti Radiation Missile). Хорошая противопомеховая устойчивость ECCM (Electronic Counter-Counter Measure) обеспечивается благодаря антенне с малыми боковыми лепестками, малой пиковой мощностью и частотной перестройкой приемопередатчика.

Описание антенны:

◇ активная антенная решетка, фазовое сканирование, диаграммообразующая схема «елочка» в азимутальной плоскости,

- ◇ электронное сканирование по углу места $0^{\circ} \dots 20^{\circ}$;
- ◇ 44 твердотельных приемопередающих модуля, показанных на рис.7.3.7,б;
- ◇ четыре одновременно существующих независимых карандашных луча по углу места;
- ◇ скорость вращения по азимуту 5/6 оборота в минуту;
- ◇ линейная горизонтальная поляризация;
- ◇ моноимпульсное преобразование по углу места со специальной техникой при малых углах;
- ◇ бланкирование боковых лепестков.

ELRA

Радар наземного базирования

ELRA - экспериментальный многофункциональный радар наземного базирования средней дальности (200 км) для наблюдения воздушного пространства с двумя отдельными плоскими активными фазированными антенными решетками E/F-диапазона (рис.7.3.8.). Антенна имеет карандашный луч 2° , сканирование в углах $\pm 60^{\circ}$ по азимуту и $0^{\circ} \dots 90^{\circ}$ по углу места.

Активная передающая антенная решетка состоит из 300 вертикально-поляризованных диполей на плоской апертуре круглой формы со спадающим амплитудным распределением, управляемых с помощью 300 активных модулей. Модуль содержит трехразрядный фазовращатель и передатчик с 9 Вт пиковой и 3 Вт средней мощности, максимальная скважность при этом составляет 33%. Возможны различные формы сигналов (цифровая многофазовая линейная и нелинейная частотная модуляция).

Активная приемная антенная решетка состоит из 768 (48x16) приемных диполей на плоской апертуре круглой формы со спадающим амплитудным распределением, созданным в 48 подрешетках с диаграммообразующими схемами. Каждая такая схема содержит 16 малошумящих предварительных усилителей, следующих за трехразрядными фазовращателями, далее СВЧ-комбайнер 16:1, приемник двойного преобразования с фиксированной полосой, 14-битовый преобразователь, цифровой понижающий конвертор и управляемый фильтр.

Антенна юстируется по направлению и тестируется в процессе работы (имеется компенсация фазовых ошибок диаграммообразующих схем и определитель неисправных модулей). Система имеет режим тестирования (запись сигнала, измерение диаграммы направленности антенны и статистика).

48L(V)

Радар наземного базирования большой дальности.

48L(V) - это радар большой дальности для измерения трех координат при наблюдении и слежении за воздушным пространством (рис.7.3.9). Используется для обнаружения ракет и самолетов. На рис.7.3.10, а-г показаны схемы многолучевого режима.

Общие характеристики:

- ◇ большие возможности обнаружения целей в широком пространственном секторе с высокой скоростью поиска;
- ◇ много перекрывающихся карандашных лучей для высокого разрешения и точного определения координат цели;
- ◇ твердотельный высокостабильный передатчик для обнаружения и слежения в условиях наземных и морских помех;
- ◇ ультранизкие боковые лепестки у антенны для обнаружения цели в условиях специальных помех противодействия;
- ◇ адаптивная доплеровская обработка обеспечивает быстрый отклик для низко и высоко летящих целей с низким уровнем ложной тревоги.

Характеристики системы:

- рабочая частота 2,9...3,1 ГГц;
- мощность передатчика импульсная кВт 2400;
- средняя кВт 35;
- частота повторения, Гц 330-2800;

инструментальная дальность, морская миля > 250 ;
угол места , град.
 в режиме поиска $0^0 \dots 30^0$;
 в режиме слежения $0^0 \dots 69^0$;
скорость получения данных , с 5 и 10 ;
вес антенны, т 3 .

AER-II

Самолетный радар синтезированной апертуры

Основной частью радара SAR (Синтезированной Апертуры Радар) модели AER-II является поляриметрическая, активная фазированная антенная решетка X-диапазона (3см). В будущем много систем с синтезированной апертурой будут оснащаться активными ФАР, которые будут способны с большим успехом решать различные задачи радиолокации: быстрое электронное управление лучом для высокоточного картографирования в самых сложных местностях. При этом возможна компенсация качания и рыскания платформы, например, самолета, что чрезвычайно важно в данном способе картографирования, а растровый тип движения луча может быть осуществлен при азимутальном электронном управлении лучом. Одновременно могут быть обследованы несколько зон по дальности, благодаря управлению лучом по углу места. При использовании системы на космической платформе активная ФАР позволяет получить большую мощность передатчика, при большом коэффициенте усиления антенны.

В фазированной антенной решетке SAR, построенной из нескольких приемных каналов с понижением частоты и аналогово-цифровым преобразователем, можно получить ряд новых интересных функций. Ее структурная схема изображена на рис.7.3.11. Возможности по обнаружению движущихся целей значительно возрастают при наличии подрешеток, расположенных вдоль направления движения.

Определение высот профиля земной поверхности с помощью интерферометрии (рис.7.3.12) достигается с помощью двух или более подрешеток, смонтированных в поперечном направлении. Подавление помехи можно получить с помощью обнуления объемной диаграммы направленности. Когерентные каналы могут быть использованы для измерения поляриметрической матрицы рассеяния с целью усиления контраста изображения и выделения цели над фоном.

Характеристики системы:

Центральная частота 10 ГГц, полоса частот 160 МГц, разрешение 1м x 1м. Основная антенна состоит из 264 (6x44) печатных антенных подрешеток. Шестнадцать приемо-передающих модулей мощностью 80 Вт объединены таким образом, что антенна имеет электронное сканирование по азимуту и механическое по углу места. Приемных каналов четыре и они объединены соответствующим образом для измерения поляризационной матрицы рассеяния целей.

Pave Paws

Компания Raytheon занимается проектированием, установкой и тестированием радара предупреждения Pave Paws (рис.7.3.13,a), содержащего фазированную антенную решетку. Радар расположен на военно-воздушной базе города Otis (Massachusetts), такие же системы установлены на военно-воздушных базах в Калифорнии, Джорджии и Техасе. Радар обнаруживает и передает предупреждение о баллистических ракетах с морским стартом, атакующих континентальную часть США. Антенные излучающие элементы и твердотельные приемо-передающие модули являются результатом интенсивных проектных и научно-исследовательских работ. Радар содержит цифровой сигнальный процессор и мини компьютерный контроллер, который уменьшает требования к главному компьютеру и упрощает интерфейс системы.

Радар установлен в здании треугольной формы площадью 7663 кв. метра. Каждая апертура включает 1792 активных антенных модуля, расположенных в решетке диаметром 31 метр.

BMEWS

Компания Raytheon ответственна так же за проведение проектных и инсталляционных работ по модернизации BMEWS фазированной антенной решетки системы предупреждения баллистических ракет на военно-воздушной базе в городе Thule (Гренландия). Эта система будет обнаруживать и сопровождать атаки межконтинентальных баллистических ракет на континентальную часть США. Тысячи космических объектов, которые облетают Землю, будут отслеживаться BMEWS системой. На первый взгляд, достаточно избыточные системы BMEWS и Pave Paws спроектированы с большой надежностью и большим запасом прочности. Антенные излучающие элементы и твердотельные приемо-передающие модули в обеих системах стали результатом интенсивных исследовательских программ. Антенна радара BMEWS в городе Thule установлена в шестиэтажном здании треугольной формы, имеющем две наклонные лицевые стены для двух апертур антенн. К зданию, построенному для старой следящей системы BMEWS было пристроено 30000 кв. футов дополнительно, так что все электронное оборудование, кроме антенны, расположили в старой части этого здания. Радар BMEWS, системы Fylingdales содержит антенну, состоящую из трех апертур, установленных в новом восьмиэтажном здании изображенном на рис.7.3.13,б. Каждая из этих апертур состоит из 2560 активных модулей, образующих решетку диаметром 25 метров.

NFCR (Nautilus Fire Control Radar)

Радар управления стрельбой

Радар NFCR является датчиком для поиска целей и слежения лазерной пушки THEL (Tactical High Energy Laser). Радар, изображенный на рис.7.3.14, может обнаруживать маленькие ракеты класса "Катюша" на дальностях десятки километров, определять точку их пуска и точно предсказать точку попадания. Лучи активной фазированной антенной решетки сканируют по азимуту и углу места, что делает возможным одновременное сопровождение многих целей с высокой скоростью получения и передачи информации. Эти данные поступают в систему Nautilus и далее их используют для управления стрельбой из лазерной пушки.

АНТЕЙ

АнтеЙ - это 3-D радар секторного сканирования с моноимпульсной фазированной антенной решеткой отражательного типа. Решетка содержит 3320 фазовращателей входящих в состав 104 модулей и систему управления движением луча. Радар устанавливается на колесном или гусеничном подвижном носителе. В транспортном положении отражающая апертура ФАР складывается с помощью гидропривода (рис.7.3.15, а,б).

30Н6

Радиолокатор подсвета и наведения

Отражательная ФАР применена в радаре 30Н6 (рис.7.3.16) , который используется в составе зенитно-ракетного дивизиона. Фазированная антенная решетка устанавливается на колесном тягаче и в транспортном положении достаточно компактна, что определяется удачным выбором отражающей схемы антенной решетки.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ИЛИ ТЕПЛОВОЕ ПОЛЕ
В ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ
ДИАГРАММО-ОБРАЗУЮЩЕЙ СХЕМЫ

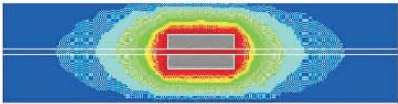


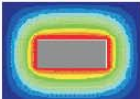
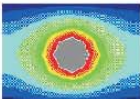

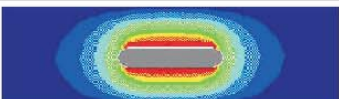
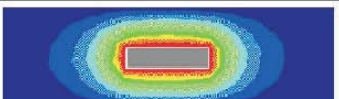


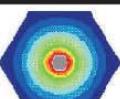
ПОПЕРЕЧНОЕ СЕЧЕНИЕ	ТИП
	ВЫСОКОДОБРОТНАЯ СПЛ
	ЭКСЦЕНТРИЧЕСКАЯ КОАКСИАЛЬНАЯ ЛИНИЯ
	КОАКСИАЛЬНАЯ ПОЛОСКОВАЯ ЛИНИЯ
	ПРЯМОУГОЛЬНАЯ КОАКСИАЛЬНАЯ ЛИНИЯ
	НЕЭКРАНИРОВАННАЯ ЛИНИЯ
	К В А Д Р А Т Н А Я КОАКСИАЛЬНАЯ ЛИНИЯ
	С И М М Е Т Р И Ч Н А Я ОКРУГЛОПОЛОСКОВАЯ ЛИНИЯ
	С И М М Е Т Р И Ч Н А Я ПОЛОСКОВАЯ ЛИНИЯ
	ЭКРАНИРОВАННАЯ ЛИНИЯ
	КОАКСИАЛЬНАЯ ПОЛОСКОВАЯ ЛИНИЯ
	ГЕКСОГОНАЛЬНАЯ КОАКСИАЛЬНАЯ ЛИНИЯ

Рис. 7.2.2.
Тепловые поля в линиях передачи.

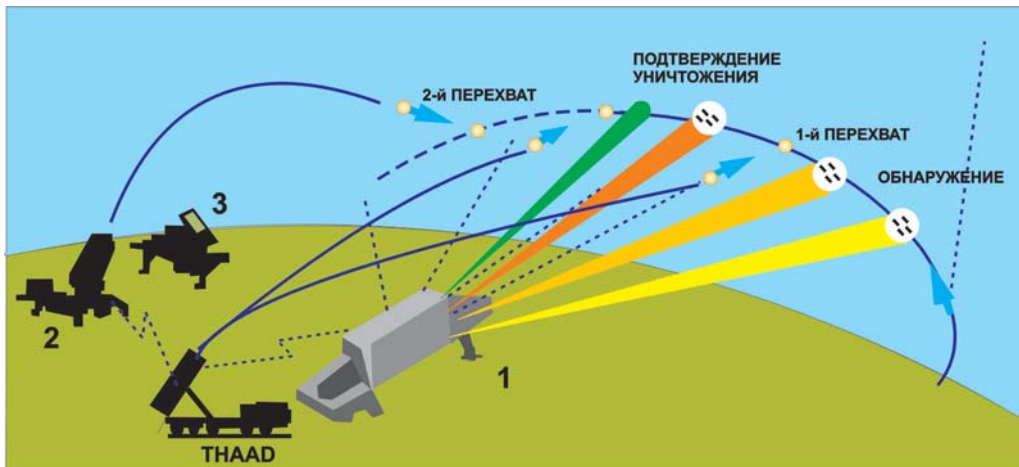


Рис.7.3.1.а
 Схема совместных действий систем THAAD И PATRIOT. 1 - радар системы THAAD.
 2 - радар системы PATRIOT 3 - пусковая установка



Рис. 7.3.1. б
 Фазированная антенная решетка радара ПВО больших высот

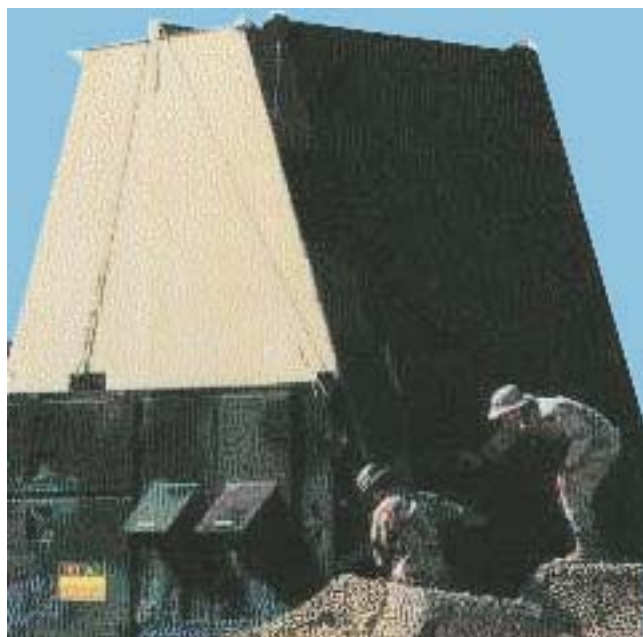


Рис.7.3.2, а
ФАР системы PATRIOT



Рис. 7.3.2,б
Пусковая установка системы PATRIOT



Рис.7.3.3
Многолучевая ФАР S-диапазона AWS-9 (Siemens)



Рис. 7.3.4,*a*
Внешний вид радара наземного базирования GBR-0

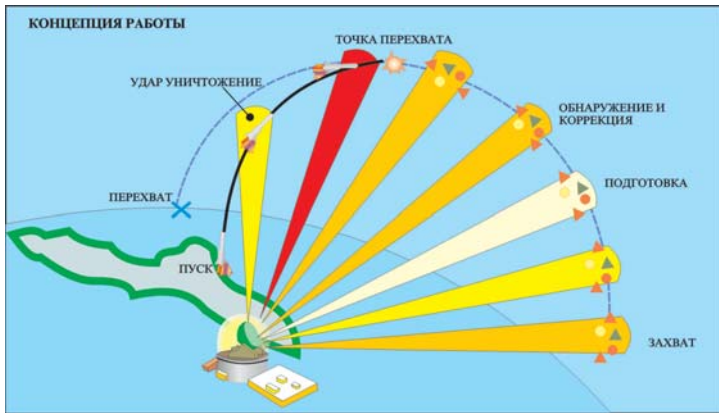


Рис.7.3.4,б
Концепция работы радара GBR-О

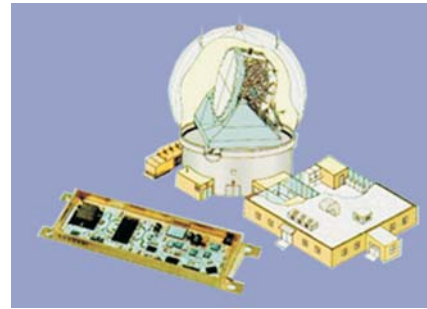


Рис.7.3.5
Расположение ФАР по обтекателям и один из приемопередающих модулей.



Рис. 7.3.6
ФАР военно-морского радара SAMPSON (Siemens)

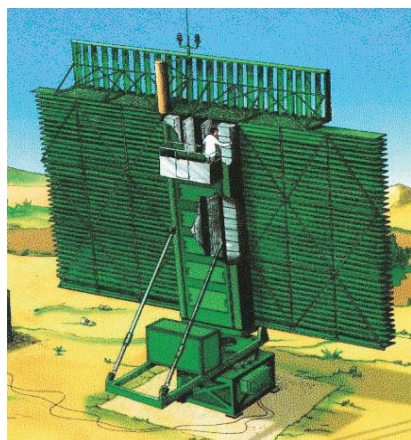


Рис.7.3.7,*а*
Активная ФАР радара раннего обнаружения RAT-31DL(фирма Alenia, Италия)

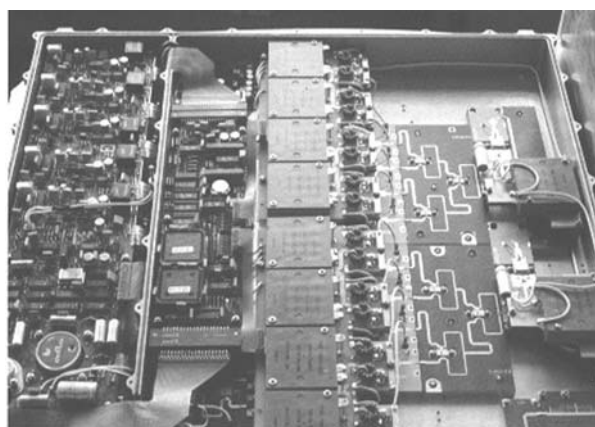


Рис.7.3.7,*б*
Один из твердотельных приемо-передающих модулей. Диаграммообразующая схема “елочка” в азимутальной плоскости и фазовращатели.

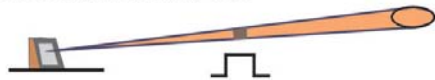


Рис. 7.3.8
Многофункциональный радар наземного базирования ELRA. Активная модульная ФАР.

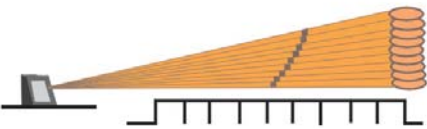


Рис.7.3.9
ФАР наземного радара большой дальности 48L (V)

ДЕВЯТЬ НЕЗАВИСИМЫХ ПРОГРАММИРУЕМЫХ
КАРАНДАШНЫХ ЛУЧЕЙ

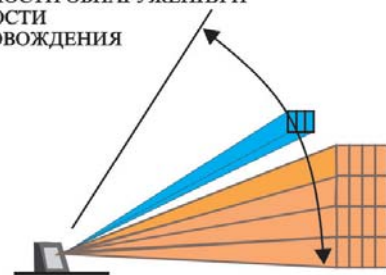


...СОЗДАЮТСЯ ОДНОВРЕМЕННО ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ
ВЕРТИКАЛЬНОЙ ГРУППЫ ЛУЧЕЙ

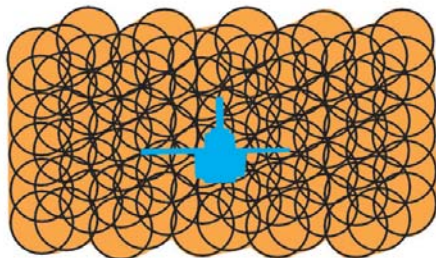


а)

ГРУППА ЛУЧЕЙ УПРАВЛЯЕТСЯ ДЛЯ ПЕРЕКРЫТИЯ
ЖЕЛАЕМОГО УГЛОВОГО СЕКТОРА,
ДАЛЬНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ И
ТОЧНОСТИ
СОПРОВОЖДЕНИЯ

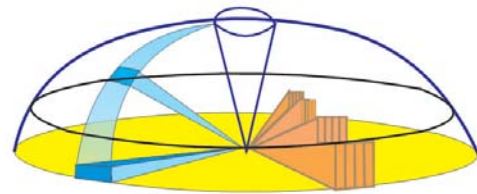


б)



ЛУЧИ И ЛУЧЕВЫЕ ГРУППЫ ПЕРЕКРЫВАЮТСЯ ДЛЯ
УВЕЛИЧЕНИЯ ТОЧНОСТИ ТРЕХМЕРНЫХ УГЛОВЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ

в)



В РЕЗУЛЬТАТЕ ПОЛУЧАЕТСЯ ВЫСОКАЯ ТОЧНОСТЬ
ИЗМЕРЕНИЙ В НЕПРЕРЫВНОМ ПЕРЕКРЫВАЕМОМ
ПРОСТРАНСТВЕ

г)

Рис. 7.3.10
Многолучевой режим. Алгоритм работы системы с девятью лучами.

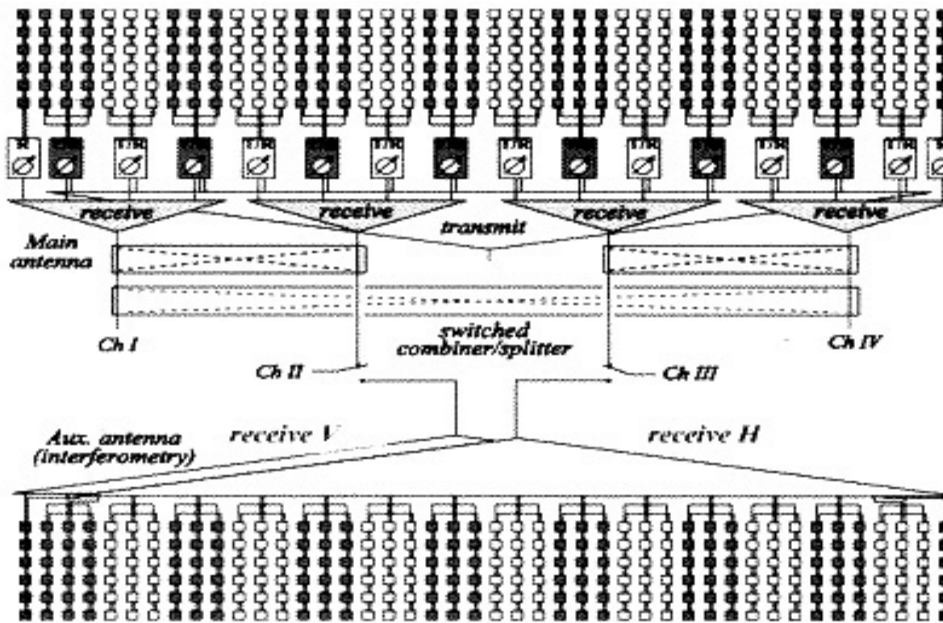


Рис.7.3.11

Структура активной ФАР с четырьмя приемными подрешетками. Интерферометрическая четырехканальная антенна.



Рис. 7.3.12

Интерферометрическая картинка долины Neskarg (Германия). Можно использовать красно-зеленые очки, чтобы увидеть стереоскопический эффект.



Рис.7.3.13,*а*
ФАР с двумя апертурами системы раннего
обнаружения Pave-Paws



Рис.7.3.13,*б*
Радар ВМЕWS.

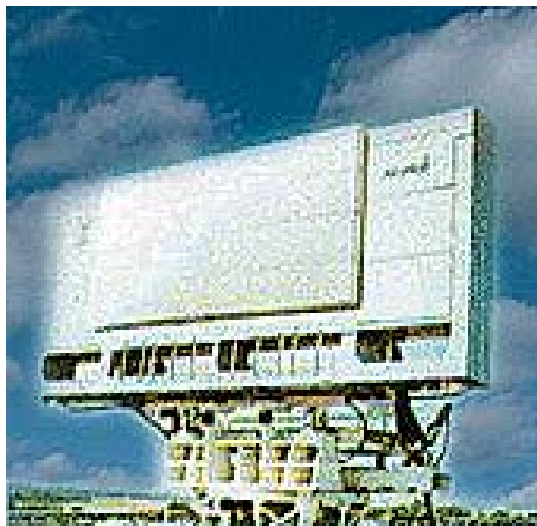


Рис. 7.3.14
Активная ФАР обнаружения быстролетящих ракет “Катюша”.



Рис.7.3.15,*a*
Радар секторного сканирования "Антей".

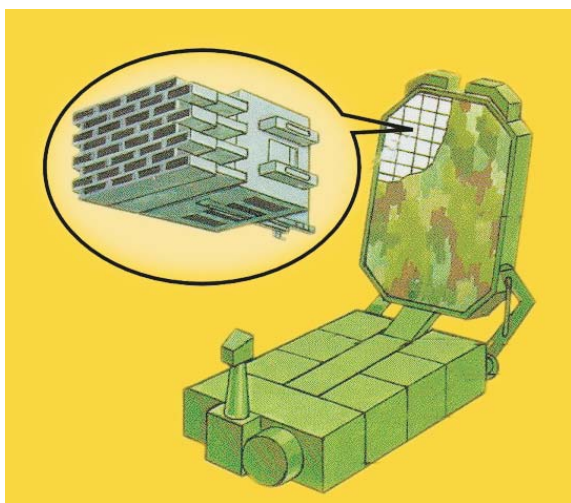


Рис. 7.3.15,*б*
Излучающее полотно отражательной ФАР из 104 модулей содержит 3320 фазовращателей.

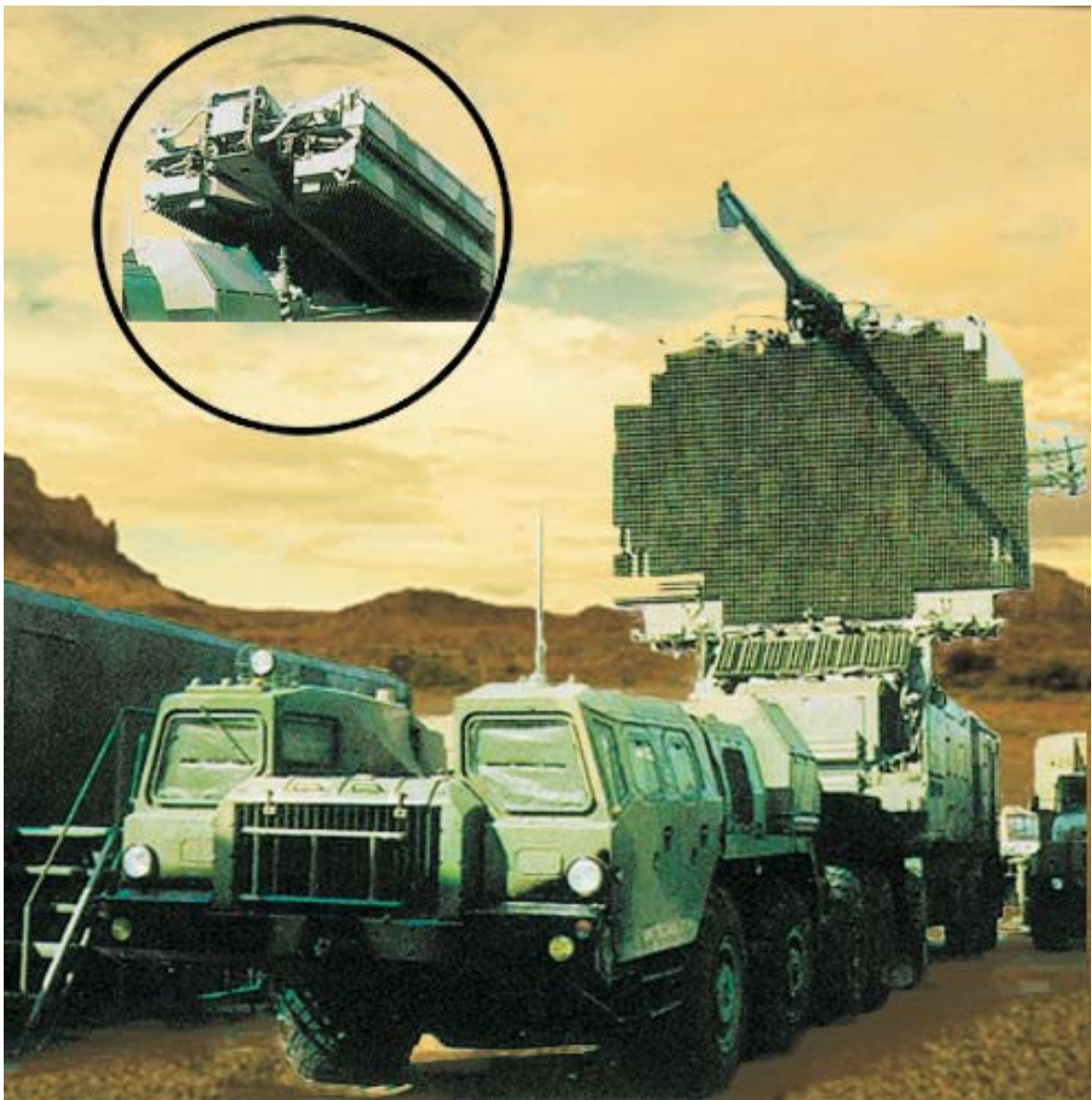


Рис. 7.3.16
Радиолокатор подсвета и наведения. Отражательная ФАР в развернутом и свернутом (транспортном) состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Литература к предисловию редактора

- 1.1. *Вендик О.Г.*, Антенны с немеханическим движением луча (введение в теорию). – М.: Сов.Радио, 1965.
- 1.2. *Вендик О.Г., Егоров Ю.В.*, Первая фазированная антенная решётка (Работа Группы Ю.Я. Юрова в 1955 – 1960 гг.)/ Сб. «Антенны»; Под ред. *Л.Д. Бахраха*, , 1999 г., вып. 1 (42)
- 1.3. *Yerokhin G.A., Kocherzhevsky V.G.*, Antenna theorem and evaluation of antenna mutual impedance, Proceedings of XXVIII Moscow International Conference on Antenna Theory and Technology, pp.110-112, September 1998.
- 1.4. *Skobelev S.P.* and oth.. Optimized phased array antenna element based on a multidisk slowing structure for limited-field-of-view application, *ibid.* pp. 266-269.
- 1.5. *Vendik O.G.*, Microwave tunable devices based on superconducting and ferroelectric films, *ibid.* pp. 100-104.

2. Монографии, справочники и учебники по теории антенн и антеннам с электронным движением луча. Управляющие устройства

- 2.1. *Пистолькорс А.А.* Антенны. -М.: Связьиздат, 1947.
- 2.2. *Щелкунов С., Фриис Г.* Антенны. Пер. с англ.; Под ред. *Л.Д. Бахраха* -М.: Сов. Радио. 1955.
- 2.3. *Микаэлян А.Л.* Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. -М., Л.: Госэнергоиздат. 1963.
- 2.4. *Дерюгин Л.Н.* (редактор) Сканирующие антенны сверхвысоких частот. -М.: Машиностроение. 1964..
- 2.5. *Вендик О.Г.* Антенны с немеханическим движением луча (введение в теорию). - М.: Сов. Радио. 1965.
- 2.6. *Hansen R.C.* (editor) Microwave Scanning Antennas Vol. I Apertures., N.-Y., L.: Academic Press, 1964.
- 2.7. *Hansen R.C.* (editor) Microwave Scanning Antennas Vol. II Array Theory and Practice., N.-Y., L.: Academic Press, 1966.
- 2.8. *Бененсон Л.С.* (редактор) Антенные решётки (методы расчёта и проектирования). -М.: Сов.Радио. 1966.
- 2.9. *Хансен Р.С.* (редактор) Сканирующие антенные системы СВЧ том I Пер. с англ. под ред. Г.Т. Маркова и А.Ф. Чаплина). -М.: Сов.Радио. 1966.
- 2.10. *Хансен Р.С.* (редактор) Сканирующие антенные системы СВЧ том II Пер. с англ. под ред. Г.Т. Маркова и А.Ф. Чаплина). -М.: Сов. Радио. 1969.
- 2.11. *Мальский И.В., Сестрорецкий Б.В.* (редакторы) СВЧ устройства на полупроводниковых диодах. Проектирование и расчёт. -М.: Сов. Радио. 1969.
- 2.12. *Шифрин Я.С.* Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов.Радио. 1970.
- 2.13. *Воскресенский Д.И.* (редактор) Антенны и устройства СВЧ (расчёт и проектирование антенных решёток и их излучающих элементов). -М.: Сов. Радио. 1972.
- 2.14. *Amitay N., Galindo V., Wu C.P.* Theory and Analysis of Phased Array Antennas. N.-Y., L.: J. Wiley & Sons. 1972.
- 2.15. *Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч.* Теория и анализ фазированных антенных решёток (пер. с англ. под ред. А.Ф. Чаплина), -М.: Мир. 1974.
- 2.16. *Фрадин А.З.* Антенно-фидерные устройства. –М.: Связь, 1977
- 2.17. *Воскресенский Д.И., Пономарёв Л.И., Филиппов В.С.* Выпуклые сканирующие антенны (основы теории и расчёта). -М.: Сов.Радио, 1978.
- 2.18. *Бахрах Л.Д., Воскресенский Д.И.* (редакторы) Антенны (современное состояние проблемы). - М.: Сов.Радио, 1979.
- 2.19. *Вендик О.Г.* (редактор) Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. -М.: Сов. Радио, 1979.
- 2.20. *Воскресенский Д.И.* (редактор) Антенны и устройства СВЧ (проектирование фазированных антенных решёток). -М.: Радио и связь, 1981.
- 2.21. *Хижга Г.С., Вендик И.Б., Серебрякова Е.А.* СВЧ фазовращатели и переключатели (особенности создания на *p-i-n* диодах). -М.: Радио и связь, 1984.
- 2.22. *Пистолькорс А.А., Литвинов О.С.* Введение в теорию адаптивных антенн. -М.: Наука, 1991.
- 2.23. *Brookner E.* (editor) Practical Phased Array Antenna Systems. Boston, London Artech House. 1991.
- 2.24. *Koul S.K., Bhat B.* Microwave and Millimeter Wave Phase Shifters, Vol. I Dielectric and Ferrite Phase Shifters. Boston, London Artech House. 1991.
- 2.25. *Koul S.K., Bhat B.* Microwave and Millimeter Wave Phase Shifters, Vol. II Semiconductor and Delay Line Phase Shifters. Boston, London Artech House. 1991.
- 2.26. *Mailloux R.J.* Phased Array Antenna Handbook. Boston, London Artech House. 1994.
- 2.27. *Griffiths H., Smith B.L.* (editors) Modern Antennas. L., N.-Y., Tokyo Chapman & Hall. 1998.
- 2.28. *De Los Santos H.J.* Introduction to Microelectromechanical (MEM) Microwave Systems. Boston, London Artech House. 1999.

- 2.29. *Maluf N.* An Introduction to Microelectromechanical Systems Engineering. Boston, London Artech House, 2000.
- 2.30. *Garg R., Bhartia P., Bahl I., Ittipiboon A.* Microstrip Antenna Design Handbook. Boston, London Artech House, 2000.

3. Работы, опубликованные до 1955 г.

- 3.1. *Friis H. T.* A new directional receiving system. PIRE, 1925, v. 18, No. 12, p. 685.
- 3.2. *Рамлау П. Н.* Изменение направления излучения направленной антенны. -Техника радио и слабого тока, 1932, № 7, с. 450.
- 3.3. *Пистолькорс А. А., Натадзе П. Ш.* Управление минимумом направленной характеристики. -Техника связи, 1938, № 4, с. 4.
- 3.4. *Гуревич Л. М.* Комбинирование коротковолновых антенн для получения острой и управляемой направленности. -М.:Электросвязь, 1939, № 1, с. 66.
- 3.5. *Шумская Н. Н.* Антенные системы с управляемой диаграммой направленности. -М.: Электросвязь, 1941, № 4, с. 72.
- 3.6. *Friis H. T., Feldman C. B.* A multiple unite steerable antenna for short wave reception. PIRE, 1937, v. 25, no 7, p. 841.
- 3.7. *Friis H. T., Lewis W. D.* Radar antennas. BSTJ, 1947, v. 26, no 2, p. 219.
- 3.8. *B.Polkingshorn F. A.* A single-sideband MUSA receiving system for commercial operation on transatlantic radio telephone circuits. PIRE, 1940, v. 28. ,no 4, p. 157,

4. Обзоры, описания конструкции

- 4.1. *Shnitkin H.* Survey of electronically scanned antennas. Microwave Journal, .1960, v. 3, No. 12, p. 67; 1961, v. 4, No. 1, p. 57; см. Пер.: ЗРЭ, 1962, № 2, с. 1127.
- 4.2. *Ogg F. C.* Steerable array radars. IRE Trans., 1961, v. MIL-5, No. 2, p. 80, см. Пер.: ЗРЭ, 1962, № 5, с. 47.
- 4.3. *Honorat R.* Les antennas a balayage electronique. Revue general d'Electronique, 1963, May, N° 193, .p. 16.
- 4.4. *Lerch C. S.* Phased array radar for satellite tracking. IRE Intenat. Conv. Rec., 1962, Pt. 6, p. 50.
- 4.5. *Sletten C. J.* Современные антенны в технике космической связи. -М.: Электроника, 1962, т. 35, № 36, с. 14,
- 4.6. Modern microwave antennas, Electronics, 1960, v. 33, No. 26, p. 74.
- 4.7. Earth based electronics. Electronics, 1961, v. 34, No. 46, p. 108;
- 4.8. *Reggia F., Spencer E., Hatcher K., Tompkins I.* Ferrod radiator system. IRE Nat. Conv. Rec., 1956, Pt 1, v. 4, p. 213.
- 4.9. *Angelakos D., Korman M.* Radiation from ferrite-filled apertures. PIRE, 1956, v. 44, No. 10, p. 1463.
- 4.10. *Medved D.* An electronic scan using a ferrite aperture Luneberg Lens. IRE Trans, 1958, v. MTT-6, No. 1, p. 101.
- 4.11. *Tysas G., He I d G.* Radiation from a rectangular wave guide filled with ferrite. IRE Trans, 1958, v. MTT-6, No. 3.
- 4.12. *Spradley J.A.* Volumetric electrically scanned two-dimensional microwave antenna. IRE Nat. Conv. Rec., 1958, Pt. 1, v. 6, p. 204.
- 4.13. *Goodwin F., Sent H.* Volumetric scanning of a radar with phase shifters. PIRE, 1959, v. 47, No. 3, p. 453.
- 4.14. *Clavin A., Kurtz L., Rasen S.* Electronically scanned microwave arrays employing synchronous ferrite phase shifters. IRE Wescon Conv. Rec., 1959, Pt. 1, p. 25.
- 4.15. *Markow E.* Servophase control shapes antenna pattern. Electronics, 1959, v. 32, No. 1, p. 50.
- 4.16. *Blasi E., Elliott.R.* Scanning antenna arrays of discrete elements. IRE Trans, 1959, v. AP-7, No. 4, p. 435.
- 4.17. *Ful liLove N., Scott W., Tomlinson J.* The hourglass scanner a new rapid scan large aperture antenna. IRE Nat. Conv. Rec., 1959, Pt. 1, p. 190.
- 4.18. *Byron Hill R.J., Meller.* Ground mapping antennas with frequency scanning. Electronics, 1960, v. 33, No. 19, p. 70.
- 4.19. *Roosh R., Wiltz J.* Electronically steerable S-band array. IRE Trans, 1961, v. AP-9, No. 1, p. 107.
- 4.20. *Clasen C., Rankin J., Woodward O.,* A radial wave guide antenna and multiple amplifier system for electronic scanning. RCA Rev., 1961, v. 22, No. 9, p. 543.
- 4.21. *Valster F.* A high speed scanning radar antenna. Journal Brit. IRE, 1961, v. 21, No. 1, p. 207.
- 4.22. *Tucker D., Davies D.* Electronic sector scanning in sonar and radar systems. Journal Brit. IRE, 1961, v. 21, No. 1, p. 16.
- 4.23. *Simpson M.* New techniques in three-dimensional radar. IRE Trans., 1961, v. MIL-5, No. 2, p. 146; см. Пер.: ЗРЭ, 1962, № 4, с. 3.
- 4.24. *Klass P. J.* Interest growing in phased-array radar. Aviation week and space technology, 1962, v. 77, .No 8, p. 93.
- 4.25. *Дерюгин Л. Н., Зимин Д. Б.* Коммутационный метод управления лучом антенных решеток. -Радиотехника, 1964, т. 19, № 3, с. 23.

- 4.26. Hill R.T. Phased array systems, a survey, Phased array antennas: Proc. Phased array symposium. Artech House, 1972.
- 4.27. Mailloux R.J. Phased array theory and technology, IEEE Proc. v. 70, No. 3 pp. 246 -291, March 1972.
- 4.28. Brookner E. Phased arrays - major advances and future trends into the next millennium, 1998, The XXVIII Moscow international Conf. on Antenna Theory and Technology, p.15.
- 4.29. Colin J.-M., Renard C., Mangenout C., Phased array antennas: status and new development in France, 1998, The XXVIII Moscow international Conf. on Antenna Theory and Technology, p.47.
- 4.30. Гинзбург В. М., Белова И. Н. Расчет параболических антенн. –М.: Сов. радио, 1959.
- 4.31. Бахрах Л. Д., Вавилова И. В. Сферические двухзеркальные антенны. “Радиотехника и электроника”, 1961, т. 6, № 7, с. 1146.
- 4.32. Вендик О. Г. Учет фазовых ошибок в параболической антенне, возникающих за счет смещения облучателя из фокуса. Изв. Ленинградского Электротехнического ин-та им. В. И. Ульянова (Ленина), вып. 48, с. 81.
- 4.33. Вендик О.Г. Фазированная антенная решётка – глаза радиотехнической системы.- Соросовский образовательный ж-л, 1997, №2, с. 115 – 120.
- 4.34. Chang K. RF and Microwave Wireless Systems, John Wiley & Sons, Inc. N.-Y. Toronto, 2000.
- 4.35. Stutzman W.L. , Buxton G.G. Radiatin elements for wideband arrays. Microwave journal, v.43, №2, p.p. 430-431, feb 2000.

5. Теория и вопросы синтеза

- 5.1. Пистолькорс А. А. Построение антенны по заданной направленной характеристике. ИЭСТ, 1939, № 1, с.9.
- 5.2. Бахрах Л. Д. О максимальном коэффициенте направленного действия линейной и плоской антенны. ДАН СССР, 1954, т. 95, № 1, с. 45.
- 5.3. Woodward P. A method of calculating the field over a plane aperture required to produce a given polar diagram, PEE (London), 1947, pt. 3, v. 93, p. 1554 1555.
- 5.4. Woodward P., Lawson J. The theoretical precision with which an arbitrary radiation pattern may be obtained from a source of finite size. Proc. IRE), 1948, v. 95, pt. 3, p. 362 370.
- 5.5. Taylor T.T. Design of line source antenna for narrow beamwidth and low sidelobes, IRE Trans., v. AP-3, pp 16 – 28, Jan 1955.
- 5.6. Yen J. On the synthesis of line-sources and infinite strip-sources. IRE Trans., 1957, v. AP-5, No. 1, p.
- 5.7. W. von Aulock., Properties of phased arrays. PIRE, 1960, v. 48, No. 10, p. 1715.
- 5.8. Dolph C.L. A current distribution for broadside array which optimizes the relation between beamwidth and sidelobe level, Proc. IRE, v. 34, pp 335 – 345, Jan 1946.
- 5.9. Вендик О. Г. Синтез линейки излучателей с немеханическим качанием луча. Изв. Вузов.- Радиотехника, 1960, т. 3, № 1, с. 77.
- 5.10. Вендик О. Г. О распределении тока в антенне с немеханическим качанием луча. Изв. Вузов.- Радиотехника, 1961, т. 4, № 1, с. 64.
- 5.11. Конторович М. И., Петрунькин В.Ю. О наименьшем числе управляемых элементов в антенне с электрическим качанием луча. - Радиотехника и электроника, 1961, т. 6, № 12, с. 1982.
- 5.12. Вендик О. Г. Письмо в редакцию. Изв. вузов.- Радиотехника, 1963, т. 6, № 2, с. 105.
- 5.13. Егорычев Б. А. Частотное качание луча в антеннах. Исследования по физике и радиотехнике, “Труды МФТИ”, 1961, вып. 8, с. 67.
- 5.14. Ishimaru A., Bernard G. Theory of frequency scanning of antennae. IRE Trans., 1962, v. AP-10, No. 2, p. 151.
- 5.15. Пономарев Н. Г. Диаграммы направленности антенны с качанием луча. -Радиотехника и электроника, 1962, т. 7, № 6, с. 949.
- 5.16. Lo Y. On the theoretical limitation of a radio telescope in determining the sky temperature distribution. J. of Appl. Phys., 1961, v. 32, .No. 10, p. 2052.
- 5.17. Blass J. Multidirectional antenna. IRE Internal Conf. Record, 1960, pt. 1, p. 48.
- 5.18. Shelton J., Kelleher K. Multiple beams from linear arrays. IRE Trans. 1961, v. AP-9, No. 2, p. 154.
- 5.19. Buller J., Lowe R. Beam forming matrix simplifies design of electronically scanned antennae. Electronic design, 1961, v. 9, No. 8, p. 170.
- 5.20. Alien J. A. Theoretical limitation on the formation of lossless multiple beams in linear arrays. IRE Trans., 1961, v. AP-9, No. 4, p. 350.
- 5.21. Родс Д. Р. Введение в моноимпульсную радиолокацию. Пер. с англ., под ред. Л. Д. Бахраха, - Советское радио, 1960.
- 5.22. Drabowitch S. Theorie et applications des antennes multimodes. Revue technique. CFTH-electronique, 1962:, No. 37, p. 113.
- 5.23. Вольперт А. Р. О фазовом центре антенны. Радиотехника, 1961, т. 16, № 3, с. 3.
- 5.24. Буриштейн Э. Л., Воскресенский Г. Л. О существовании фазового центра диаграммы направленности антенны с плоским раскрытием. Тр. Радиотехнического ин-та АН ССОР, 1959, т. 1, № 1, с. 117.
- 5.25. Gilbert G., Morgan S. Design of an optimized antenna array in the case of stochastic errors. BSTJ, 1955, No. 3, p. 637; см. пер.: Расчёт оптимальной антенной решётки при наличии случайных изменений. - Вопросы радиолокационной техники, 1955, № 6, с. 55.

- 5.27. *Kummel C.* Введение в физику твердого тела. Физматгиз, 1963.
- 5.28. *Sarkar T.K., Koh J., Adve R., Schneible R.A., Wicks M.C., Choi S., Salazar Palma M.* A pragmatic Approach to Adaptive Antennas. IEEE Antenna and Propagation Magazine, Vol. 42, No. 2, pp. 39 – 54, April 2000.
- 5.29. Ардабьевский А. И., Бахрах Л. Д., Дерюгин Л. Н. Авторское свидетельство №110198 на изобретение "Способ качания луча линейной антенны".
- 5.30. Бахрах Л. Д., Ардабьевский А. И., Дерюгин Л. Н. Авторское свидетельство №110610 на изобретение "Способ электрического качания луча с использованием дисперсионных структур".
- 5.31. Сканирующие антенны сверхвысоких частот. Сборник статей под ред. Л. Н. Дерюгина. *Московский авиационный институт им. Труды института*, выпуск 159. М., Машиностроение, 1964.
- 5.32. Бахрах Л. Д., Малов А. В. Некоторые вопросы частотного сканирования; М., *Антенны*, №2, 2001 г.
- 5.33. Бахрах Л. Д., Малов А. В. Линейные и нелинейные способы частотного сканирования (*рукопись*).

6. Тепловые шумы антенн и фидеров

- 6.1. *Рытов С. М.* Теория тепловых шумов. Радиотехника, 1955, т. 10, № 2, с. 3; № 3, с. 3.
- 6.2. *Левин М. Л., Рытов С. М.* Тепловое излучение линейных антенн. ЖТФ, 1955, т. 25, № 2, с. 323.
- 6.3. *Mezger P. G.* Einverfahren zur Messung kleiner Rauschentemperaturen von Empfängern und Antennen. Frequenz, 1962, Bd. 16, No. 10, S. 375.
- 6.4. *Hogg D. C.* Effective antenna temperatures due to oxygen and water vapor in the atmosphere. J. of Appl. Phys., 1969, v. 30, No. 9, p. 1417.
- 6.5. *Livingston M. L.* Effect of antenna characteristics on antenna noise temperature and system SNR. IRE Trans., 1961, v. SET-7, No. 3, p. 71.
- 6.6. *Siegman A. E.* Thermal noise in microwave systems. Microwave Journal, 1961, v. 4, No. 4, p. 66.
- 6.7. *Hogg D. G.* A study of the sources of noise in centimeter wave antennas. Low noise electronics. Pergman Press, 1962, p. 307.
- 6.8. *Кукарин С. В.* Современное состояние и тенденция развития приборов СВЧ. –М.: Сов. радио, 1962.
- 6.9. *Белоусов А. П.* Расчет коэффициента шума радиоприемников. Оборонгиз, 1959.
- 6.10. *Дерюгин И. А., Ляшенко Н. И.* Шум намагниченного феррита. Физика твердого тела, 1963, т. 5, № 4, с. 117.
- 6.11. *Левин Б. П.* Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике. –М.: Сов. радио, 1957.
- 6.12. *Gonzales G.* Microwave Transistor Amplifiers (Analysis and design), Prentice-Hall, Inc., New Jersey, 1984.

7. Сверхнаправленные антенны и антенны уменьшенных размеров

- 7.1. *Фрадин А.З.* К вопросу о точечном излучателе, - ЖТФ, т. 9, вып. 13, с. 1161-1174 (1939).
- 7.2. *Узков А.И.* К вопросу об оптимальной конструкции направленных антенн, - ДАН СССР, т. 53, № 1, с. 35 – 41 (1946).
- 7.3. *Walker G.B., Haden C.R.,* Superconducting antennas, - J. of Appl. Phys., Vol. 40, No. 5, pp. 810 – 846 (1969).
- 7.4. *Мартынов М.А., Павлюк В.А., Рыбалко А.М.,* Максимизация коэффициента усиления антенных решёток, - Радиотехника и электроника, т. 21, вып. 11, с. 876 – 879 (1976).
- 7.5. *Walker G.B., Haden C.R., Ramer O.C.,* Superconducting superdirectional antenna arrays, - IEEE Trans. Vol. AP-25, No. 6, pp. 744 – 750 (1977).
- 7.6. *Вендик О.Г., Козырев А.Б., Кривецков С.Е.,* Сверхнаправленный квадрупольный излучатель, - Письма в ЖТФ, т. 6, вып. 6, стр. 611 – 614 (1980).
- 7.7. *Вендик О.Г., Козырев А.Б., Кривецков С.Е.,* Потери, вносимые радиопрозрачным криостатом в сверхпроводниковый излучатель, - ЖТФ, т. 51, вып. 12, с. 2601 – 2603 (1981).
- 7.8. *Вендик О.Г., Козырев А.Б., Кривецков С.Е.,* Возможное уменьшение габаритов сверхнаправленного излучателя при использовании сверхпроводимости, - ЖТФ, т. 53, вып. 3, с. 558 – 561 (1983).
- 7.9. *Вендик О.Г., Козырев А.Б.,* Сверхпроводимость в антенно-фидерной технике КВ и УКВ диапазонов, - Антенны. Под ред. А.А. Пистолькорса, -М.: Радио и Связь, вып. 33, с. 4 – 21 (1986).
- 7.10. *Wu Z., Mehler M.J., Maclean T.S., Lancaster M.J., Gough C.E.,* High – Tc superconducting small loop antenna, Physica C, Vol. 162 - 164, pt. I, pp. 385 – 386 (1989).
- 7.11. *Khatas S.K., Mehler M.J., Maclean T.S., Gough C.E., Alford N.M., Hammer M.A.,* High – Tc superconducting short dipole antenna, Electronics Letters, Vol. 26, Special Issue, pp. S69 – S70 (1989)
- 7.12. *Hansen R.C.* Superconducting antennas, - IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems, Vol. 26, No. 2, pp. 345 – 355 (1990).
- 7.13. *Huang Y., Lancaster M.J., Maclean T.S., Wu Z., Alford N.M.,* High temperature superconducting superdirectional antenna array, Physica C, Vol. 180, pp. 267 – 271 (1991).
- 7.14. *H. Chaloupka, N. Klein, M. Peiniger, H. Piel, A. Pischke, G. Splitt,* Miniaturized high-temperature superconductor microstrip patch antenna, IEEE Trans. Vol. MTT – 39 No. 9, pp. 1513 – 1521 (1991).

- 7.15. *A. Pischke, H. Chaloupka*, Electrically small superconducting planar radiating elements for arrays, 22nd European Microwave Conference Workshop Proceedings, pp. 92 – 97, Helsinki, 1992.
- 7.16. *H. Chaloupka*, Application of high-temperature superconductivity to antenna arrays with analog signal processing capability, 24nd European Microwave Conference Proceedings, Vol. 1, pp. 23 – 35, Cannes, 1994.

8. Взаимная связь между излучателями и ее влияние на свойства системы излучателей

- 8.1. *Марков Г. Т.* Приближенный расчет взаимных сопротивлений антенн.- Радиотехника, 1948, т. 3, № 1, с.36.
- 8.2. *Вендик О. Г.* Определение взаимного импеданса между антеннами по известным диаграммам направленности в дальней зоне. -Радиотехника, 1962, т. 17, № 10, с. 11.
- 8.3. *Levis C. A.*, A reactance theorem for antennas. PIRE, 1957, v. 45, No. 8, p. 1128,
- 8.4. *Blass J., Rabinowitz S.* Mutual coupling in two dimensional arrays. *IRE Wescon Conv. Rec.*, 1957, Pt 1, p. 134.
- 8.5. *Kurtz L., Elliott R.* Systematic errors caused by the scanning of antenna arrays, phase shifter in the branch lines. *IRE Trans.*, 1956, v. AP-4, No. 5, p. 619.
- 8.6. *Carter P.* Mutual impedance effects in large beam scanning. *IRE Trans.*, 1960, v. AP-8, No.3, p. 276.
- 8.7. *Edelberg S., Oliner A.* Mutual coupling effect in large antenna arrays. *IRE Trans.*, 1960, v. AP-8, No. 3, p. 286.
- 8.8. *Edelberg S., Oliner A.* Mutual coupling effect in large antenna arrays, 2: compensation effects. *IRE Trans.*, 1960, v. AP-8, No. 4, p. 360-367.
- 8.9. *Stein S.* On cross coupling in multiple-beam antennas. *IRE Trans.*, 1962, v. AP-10, No. 5, p. 548.
- 8.10. *Corazza G.* Sull'impedenza mutua di due antenne. *Alta frequenza*, 1962, v. 31, No. 7, p. 447.
- 8.11. *Parad L.* Some mutual impedance effects in phased array. *Microwave Journal*, 1962, v. 5, No. 1, p. 87.
- 8.12. *Kurtz L.* Mutual coupling effects in scanning dipole arrays. *IRE Trans.*, 1961, v. AP-9, p. 433.
- 8.13. *King D., Peters H.* Element interaction in steerable arrays. *Microwave Journal*, 1963, v. 6, No. 2, p. 73.
- 8.14. *Brown C.R., Carberry T.F.*, A technique to simulate the self and mutual impedance of an array, *IEEE Trans.*, May 1963, v. AP-11, pp. 377-378.
- 8.15. *Wilcox C.* An expansion theorem for electromagnetic fields. *Comm. on pure and appl. math.*, 1956, v. 9, No. 2, p. 115.
- 8.16. *Farrel G.F., Kuhn D.H.* Mutual coupling effects of triangular grid arrays by modal analysis. *IEEE Trans.* 1966, v. AP-14, pp. 652-654.
- 8.17. *Farrel G.F., Kuhn D.H.* Mutual coupling effects in infinite planar of rectangular wave guide horns. *IEEE Trans.* 1968, v. AP-16, pp. 405-414.
- 8.18. *Wu C.P., Galindo V.* Surface wave effects on dielectric sheathed phased array of rectangular wave guides. *Bell Syst. Tech. J.*, 1968, v. 47, pp. 117-142.
- 8.19. *Steyskal H.J.* Mutual coupling analysis of a infinite planar wave guide array. *IEEE Trans.* 1974, v. AP-22, pp. 276-281.
- 8.20. *Schuss J.J.*, Numerical design of patch radiator array. *Electromagnetics*, v. 11, No. 1 pp. 47-68, Jan.-Mar 1991.
- 8.21. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, 1957.
- 8.22. *М.И. Конторович.* Операционное исчисление и нестационарные явления в электрических цепях. Гостехиздат, 1953.
- 8.23. *Herd J.S.* Full wave analysis of proximity coupled rectangular microstrip antenna arrays,- *Electromagnetics*, vol. 11, No. 1 pp. 21-46, Jan.-Mar 1991.
- 8.24. *Pozar D.M, Schaubert D.H.*, Scan blindness in infinit arrays of printed dipoles, *IEEE Trans.* Vol. AP-32, No. 6, pp. 602 – 610, June 1984.

9. Влияние случайных ошибок амплитудно-фазового распределения на параметры антенны

- 9.1. *Elliott R.* Mechanical and Electrical tolerance for two-dimensional scanning antenng system. *IRE Trans.*, 1958, v. AP-6, No. 1. p. 114.
- 9.2. *Rondinelly L.* Effect of random errors on the performance of antenna arrays of many elements. *IRE Nat. Conv. Rec.*, 1959, Pt 1, p. 174.
- 9.3. *Leichter M.* Beam pointing errors of long line sources. *IRE Trans.*, 1960, v. AP-8, No. 3, p. 268.
- 9.4. *Воробьев Е.А.* К вопросу о максимально достижимом коэффициенте усиления антенн С'Ч. *Изв.вузов, - Радиотехника*, 1960, т. 3, № 4, с. 471.
- 9.5. *Шифрин Я. С.* Корреляционные характеристики поля линейной антенны. *Радиотехника и электроника*, 1961, т. 6, № 11, с. 1847.
- 9.6. *Вендик О. Г.* Угловая точность антенны с немеханическим движением луча. *Изв.вузов.- Радиотехника*, 1962, т. 5, № 2, с. 179.

- 9.7. Вендик О. Г. Статистическая оценка смещения луча системы излучателей. -Радиотехника и электроника, 1963, т. 8, № 7, с. 1130.
- 9.8. Consortini A., Ronchi L., Scheggi A., Toraldo G. di Francia. The influence of random errors on the gain of an array antenna. Alta frequenza, 1962, v. 31, No. 8, p.
- 9.9. Brennan L.E. Angular accuracy of phased array radar. IRE Trans., 1961, v. AP-9, No. 3, p. 268.
- 9.10. Mailloux R.J. Array grating lobes due to periodic phase, amplitude and time delay quantization, IRE Trans., 1984, v. AP-32, No. 12, p. 1364-1368.
- 9.11. Smith M.S., Guo Y.C. A comparison of methods for randomizing phase quantization errors in phased arrays, IRE Trans., 1983, v. AP-31, No. 16, p. 821-827.
- 9.12. Аронов Ф.А. Новый метод задания фаз в фазированных решётках с дискретными фазовращателями, - Радиотехника и электроника, 1966, т. 11, № 7, с. 1181-1188.
- 9.13. Smith M.S., Gou Y.C. A comparison of methods for randomizing quantization errors in phased array, IEEE Trans., Vol. AP-31, No. 6, pp.821-827, Nov. 1983,
- 9.14. Magill E.G., Wyeeeler H.A., Wide angle impedance matching of a planar array antenna by a dielectric sheet, IEEE Trans., Vol. AP-14, No. 1, pp.49-53, Jan. 1966.

10. Решетки с неравномерным пространственным расположением

- 10.1. Unz H. Liner arrays with arbitrarily distributed elements. IRE Trans., 1960, AP-8, No. 2, p. 222.
- 10.2. Sandier S. Some equivalence between equally and unequally spaced arrays. IRE Trans., 1960, AP-8, No. 5, p. 496.
- 10.3. King D., Packard R., Thomas R. Unequally spaced broadband antenna arrays. IRE Trans., 1960, AP-8, No. 4, p. 380.
- 10.4. Harrington R. Sidelobe reduction by nonuniform element spacing. IRE Trans., 1961, AP-9, No. 2, p. 187.
- 10.5. Lo Y. A spacing weighted antenna array. IRE Internat. Conf. Rec., 1962, Pt 1, p. 191.
- 10.6. Andreassen M. Linear arrays with variable interelement spacings. IRE Trans., 1962, v. AP-10, No. 2, p. 137.
- 10.7. Unz H. Nonuniform arrays with spacings larger than a wave length. IRE Trans., 1962, v. AP-10, No. 5, p. 647.
- 10.8. Maffett A. Array factors with nonuniform spacing parameter. IRE Trans., 1962, v. AP-10, No. 2, p. 131.
- 10.9. Бакланов Е. В., Покровский В. П., Сурдутович Г. И. Теория неэквидистантных решеток. Радиотехника и электроника, 1962, т. 7, № 6, с. 963.
- 10.10. Жидко Ю. М. К расчету оптимальных линейных антенн. Радиотехника и электроника, 1963, т. 8, № 8, с. 1473.
- 10.11. Maher T., Cheng D. Random removal of radiators from large linear arrays. IEEE Trans., 1963, v. AP-11, No. 2, p. 106.
- 10.12. Lo Y.T. A mathematical theory of antenna array with randomly spaced elements, IEEE Trans., v. AP-12, pp. 257-268, May 1964.
- 10.13. Agrawal V.D., Lo Y.T. Mutual coupling in phased array of randomly spaced antennas, IEEE Trans., v. AP-20, No. 9, pp. 288-295, May 1972.
- 10.14. Numazaki T., Mano S., Kategi T., Mizusawa M., An improved thinning method for density tapering of planar array antenna, IEEE Trans., v. AP-35, No. 9, pp. 1066-1069, Sept. 1987.
- 10.15. Mailloux R.J., Cohen E., Statistically thinned array with quantized element weights, IEEE Trans., v. AP-39, No. 4, pp. 436-447, April 1991

11. Управляющие устройства

- 11.1. Lax B., Button K. Electromagnetic properties of ferromagnetics and their application from UHF to millimeter waves. The Microwave Journal, 1960, v. 3, No. 9, p. 43; No. 10, p. 52; No.11, p. 49.
- 11.2. Cacheris J., Sakiotis N. Ferrite components for UHF and microwave systems. Electronics, 1961, v. 34, No. 318, p. 37.
- 11.3. Bul Ion K. Historical sketch of ferrits and their microwave application. The Microwave journal, 1960, v. 3, p.
- 11.4. Rubin M. D. A new electronic phase shifter. IRE Trans., 1962, v. MTT-10, No. 1, p. 92.
- 11.5. Roberts D., Robinson S.A p-i-n diode modulator. Microwave Journal, 1963, v. 6, No. 12, p. 74.
- 11.6. Поплавко Ю. М. Сегнетоэлектрик с управляемой диэлектрической проницаемостью в волноводе. Радиотехника, 1963, т. 18, № 10, с. 22.
- 11.7. Цифровой фазовращатель дециметрового диапазона, -Электроника, 1962, т. 35, № 51, с. 43.
- 11.8. Rubin M. D. A new electronic phase shifter. IRE Trans., 1962, MTT-10, No. 1, p. 92.
- 11.9. Roberts D., Robinson S.A p-i-n diode modulator. The Microwave Journal, 1963, v. 6, No. 12, p. 74.

12. Вопросы конструирования

- 12.1. *Brookner Eli et al.*, Practical phase-array antenna systems./Artech House,Boston-London,1991.
- 12.2. *Parnes M.D., Shifman R.G.* Phased Array Antennas for Satellite TV.- Third International Conference and Exhibition, Satellite Business Forum for Russia and the CIS, S-Petersburg ,1998.
- 12.3. *Парнес М.Д.* Фазированные антенные решетки в системах спутникового телевидения. - Теле-спутник, 1997, №8(22), с.58-60.
- 12.4. *Ганстон М.А.Р.* Справочник по волновым сопротивлениям фидерных линий СВЧ. — М.: Связь, 1979. Уонг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров // Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1979.
- 12.5. *Уонг Х.* Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров // Пер. с англ.— М.: Атомиздат, 1979.
- 12.6. *Пехович А. И., Жидких В. М.* Расчеты теплового режима твердых тел. — Л.: Энергия, 1983.
- 12.7. *Дымков С.С., Кауданов А.И., Парнес М.Д.* Тепловые сопротивления симметричной полосковой линии с несимметричным охлаждением // Судостроительная промышленность, серия «Общетеchnическая», 1989, Вып.19, с.27-35.
- 12.8. *Юров Ю.Я.* Приложение теории подобия к расчету нагрева полосковых линий//Известия ВУЗов МВ и ССО СССР. -Радиоэлектроника. 1981. Т. 26. № 8.
- 12.9. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств / Под ред. *В. И. Вольмана.* — М.: Радио и связь, 1982.
- 12.10. *Никольский В.В.* Теория электромагнитного поля. Изд. 3-е. — М., Высшая школа, 1964.
- 12.11. *Захаров А.П., Асвадурова Е.И.* Расчет тепловых параметров полупроводниковых приборов (метод эквивалентов).—М.: Радио и связь. 1983.
- 12.12. *Shiffres P.* How much CW power can stripline handles—Microstrip.— Microwaves,1966,N.6.
- 12.13. *Дымков С.С., Кауданов А.И., Парнес М.Д.* Связь тепловых и волновых сопротивлений фидерных линий СВЧ. - Судостроительная промышленность, серия «Общетеchnическая», 1989, Вып.19, с.35-41.
- 12.14. *Parnes M.* The Correlation between Thermal resistance and Characteristic Impedance of Microwave Transmission Lines.- Microwave Journal, March 2000, p.84-92.
- 12.15. *Стронг Г., Фикс Д.ж.* Теория метода конечных элементов.—М.: Мир, 1977.
- 12.16. *Исаченко В. П., Осипова Б. А., Сукомел А. С.* Теплопередача.— М. — Л.: Энергия, 1967.
- 12.17. *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел.—М.: Наука, 1964.