

ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ И РАДИОЛОКАЦИИ

А.М. КАЛАШНИКОВ,  
Я.В. СТЕПУК

# ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ И РАДИОЛОКАЦИИ

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ  
СИСТЕМЫ

А. М. КАЛАШНИКОВ, Я. В. СТЕПУК

# ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ И РАДИОЛОКАЦИИ

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

*Издание третье, переработанное*

ВОЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МИНИСТЕРСТВА ОБОРОНЫ СССР  
Москва — 1965



Scan AAW

Калашников А. М., Степук Я. В.

## ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ И РАДИОЛОКАЦИИ

Курс учебного пособия «Основы радиотехники и радиолокации» состоит из четырех самостоятельных книг:

Колебательные системы.

Электровакуумные приборы и импульсная техника.

Радиопередающие и радиоприемные устройства.

Индикаторы, выпрямители и полупроводниковые приборы.

Книга рассчитана на курсантов радиотехнических училищ, в которых радиотехника и радиолокация являются профилирующими дисциплинами. Книга представляет интерес для офицеров, связанных с эксплуатацией радиотехнических средств, а также для учащихся гражданских учебных заведений, занимающихся изучением радиотехники и радиолокации.

В данной книге описаны колебательные контуры, линии передачи электромагнитной энергии, волноводы, объемные резонаторы и антенны. Большое внимание уделяется физической стороне происходящих явлений. Математический аппарат в основном использован в объеме средней школы.

Введение написано *Левичевым В. Г.*, глава 1 — *Калашниковым А. М.*, главы 2, 3 и 4 — *Степуком Я. В.*

---

## ВВЕДЕНИЕ

### 1. Предмет радиотехники

Радиотехника занимается изучением и практическим использованием электромагнитных колебаний высокой частоты.

В настоящее время в понятие «радиотехника» включается много самостоятельных отраслей: радиосвязь, радиовещание, телевидение, радиолокация, радионавигация, радиопеленгация, радиоастрономия, радиоакустика, радиотелемеханика, радиотелетелеграфия и ряд других.

Радиотехника широко применяется во многих областях народного хозяйства. С помощью радиометодов осуществляется поверхностная закалка стальных деталей, высокочастотный нагрев и плавка металлов, радиоразведка полезных ископаемых и т. п. Радиотехника весьма успешно применяется в медицине, в службе точного времени, в составлении прогнозов погоды и для многих других целей. Благодаря применению в физике радиоэлектронных методов исследования стало возможным использование атомной энергии.

Велико значение радиотехники и в военном деле. Достаточно сказать, что радиосвязь в современной армии является основным средством связи, обеспечивающим успешное управление войсками в условиях маневренной войны. Но не только для связи применяется радио в армии: во всех родах войск имеются радиотехнические устройства самого различного назначения. Например, при помощи радионавигационных приборов осуществляется уверенное вождение самолетов и кораблей на большие расстояния в любых метеорологических условиях. Радиолокационные станции дают возможность определять местонахождение боевой техники противника, вести прицельную стрельбу и бомбометание при отсутствии видимости. Радиотелемеханические устройства обеспечивают управление ракетными снарядами и другими беспилотными средствами воздушного нападения. Радиолокационные приборы позволяют определять принадлежность самолетов или кораблей к своим или вражеским вооруженным силам.

Для радиотехники характерно чрезвычайно быстрое разви-



тие и существенное влияние на развитие других областей науки и техники.

Успехи современной радиотехники достигнуты в результате трудов ученых различных стран, в том числе и многих советских радиоспециалистов.

## 2. Радио — изобретение русского ученого

Говоря об истории возникновения радиотехники, мы законно гордимся тем, что изобретателем радио является наш соотечественник Александр Степанович Попов.



Александр Степанович  
Попов

Изобретение радио не было случайностью. Оно было итогом многочисленных исследований, проведенных выдающимися физиками и электротехниками XVIII и XIX веков.

Отметим наиболее важные открытия в области электромагнитных колебаний, которые создали предпосылки для изобретения радио.

В 1831 г. великий английский физик М. Фарадей открыл явление электромагнитной индукции — основу современной электротехники и радиотехники.

В 1873 г. один из крупнейших физиков Д. Максвелл опубликовал свою знаменитую работу о волновом характере распространения электромагнитных колебаний. На

основании теоретических выводов Максвелл утверждал, что металлический проводник, по которому течет переменный ток, излучает в пространство электромагнитные волны, которые распространяются со скоростью света и несут с собой энергию, заключенную в электромагнитном поле.

В 1888 г. немецкий физик Генрих Герц впервые экспериментально подтвердил правильность теоретических выводов Максвелла. Он осуществил излучение электромагнитных волн в пространство и обнаружил их при помощи простейшего резонатора. Однако, сделав важный для науки эксперимент, Генрих Герц не увидел в нем практической ценности и даже сам отрицал возможность практического использования электромагнитных волн.

В 1890 г. французский ученый Бранли обнаружил, что электрические разряды, воздействуя на металлический порошок, увеличивают его проводимость. Порошок насыпался в стеклянную трубку, закрытую с обоих концов металлическими

контактами. Это устройство в дальнейшем было названо когерером.

Завершением перечисленных открытий в области электромагнитных колебаний было гениальное изобретение А. С. Попова. Изучая явления, вызываемые токами высокой частоты, А. С. Попов в 1889 г. задался целью осуществить беспроводную связь при помощи электромагнитных волн. В результате шестилетней кропотливой и настойчивой работы ему удалось в апреле 1895 г. создать первый в мире радиоприемник, в котором прием сигналов регистрировался при помощи электрического звонка.

Демонстрация приемника А. С. Попова состоялась 7 мая 1895 г.; этот день вошел в историю науки как день рождения радио.

В июне 1895 г. А. С. Попов усовершенствовал свой приемник, добавив к нему самопишущий прибор для регистрации принимаемых сигналов. Этот приемник использовался им для автоматической записи грозových разрядов и получил название грозоотметчика. Для повышения чувствительности приемника А. С. Попов подключил к нему вертикальный провод — образовалась приемная антенна.

Для приема словесного текста А. С. Попов в марте 1896 г. добавил к своему первому приемнику телеграфный аппарат и получил возможность записывать принимаемые сигналы на телеграфную ленту. Демонстрация нового радиоприемного устройства состоялась 24 марта 1896 г. В этот день А. С. Попов практически доказал, что электромагнитные волны могут быть использованы для беспроводной связи.

Добившись первого успеха, А. С. Попов продолжал опыты по увеличению дальности радиосвязи. Он сконструировал более совершенные передатчики электромагнитных колебаний и в несколько раз повысил чувствительность приемника. Затем А. С. Попов использовал явление резонанса, для чего применил в своих приборах элементы настройки на определенную длину волны. Все эти меры привели к значительному увеличению дальности радиосвязи. Летом 1897 г. А. С. Попов осуществил радиосвязь между двумя кораблями, находящимися на расстоянии 5 км.

Проводя опыты по радиосвязи между кораблями Балтийского флота в июне 1897 г., А. С. Попов обнаружил, что радиоволны отражаются от кораблей, а следовательно, и от других металлических объектов. Это явление было положено в основу радиолокации.

1899 год ознаменовался новым крупным открытием: 10 июня П. Н. Рыбкин, ближайший помощник Попова, обнаружил возможность приема радиотелеграфных сигналов «на слух». Вскоре после этого А. С. Попов сконструировал специальный

телефонный радиоприемник и тем самым положил начало развитию радиотелефонии.

Новый приемник обладал значительно более высокой чувствительностью, чем все предыдущие, вследствие чего резко увеличилась дальность радиосвязи. Осенью 1899 г. А. С. Попов установил радиосвязь на расстояние в 35 км. Таким образом, непрерывно совершенствуя свои приборы, А. С. Попов уверенно шел по пути увеличения дальности радиосвязи, практически доказывая огромное значение своего изобретения.

В декабре 1899 г. произошло событие, которое привлекло к радиосвязи всеобщее внимание.

Новый русский броненосец береговой обороны «Генерал-адмирал Апраксин», следуя из Кронштадта в Либаву, потерпел аварию у острова Гогланд. На помощь броненосцу был послан ледокол «Ермак», а А. С. Попову было поручено осуществить радиосвязь между островом Гогланд и ближайшим пунктом на берегу Финского залива — городом Котка. Расстояние между этими пунктами превышало 45 км.

В труднейших условиях суровой зимы А. С. Попов с немногочисленными помощниками блестяще справился с этой задачей, и 6 февраля 1900 г. в строй вступила первая в мире практическая линия радиосвязи. В этот день была передана первая официальная радиограмма командиру ледокола «Ермак» с приказанием спасти рыбаков, унесенных в море на оторвавшейся льдине. Телеграмму передал сам А. С. Попов. Командир ледокола выполнил задание, и 27 рыбаков были спасены.

Так начала действовать эта знаменитая линия радиосвязи, осуществление которой означало крупнейшую научную победу.

В последующие годы А. С. Попов принимал активное участие в оснащении радиостанциями кораблей русского военного флота. Он создал многие типы радиостанций и доказал возможность применения радио в сухопутных войсках и в воздухоплавании.

### 3. Краткие сведения о радиосвязи

Радиосвязью называется связь между двумя или несколькими корреспондентами, осуществляемая при помощи излучения и приема энергии радиоволн.

Радиоволной называется распространяющееся в пространстве переменное электромагнитное поле высокой частоты, представляющее собой особую форму движущейся материи.

Радиосвязь бывает односторонней и двусторонней. В зависимости от назначения передаваемых сигналов радиосвязь делится на радиотелеграфию, радиотелефонию, радиофототелеграфию, телевидение и радиовещание. Простейшая схема односторонней радиосвязи изображена на рис. 1. Передатчик, входящий в состав радиопередающего устройства, вырабатывает ток

высокой частоты и питает им передающую антенну. Управляющее устройство изменяет амплитуду или частоту этого тока в соответствии с передаваемыми сигналами. Данный процесс называется модуляцией, а получающийся при этом высокочастотный ток называется модулированным током. В качестве простейшего управляющего устройства может использоваться микрофон или телеграфный ключ.

Модулированный ток высокой частоты, действующий в передающей антенне, вызывает излучение электромагнитной энергии в окружающее пространство в виде радиоволн. Радиоволны распространяются со скоростью света, равной 300 000 км/сек.

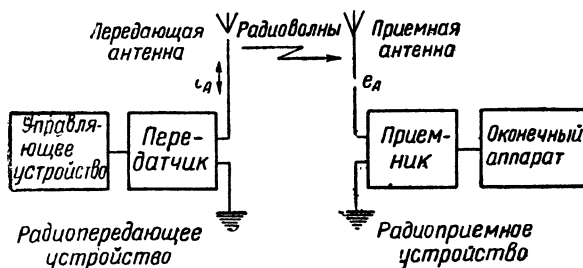


Рис. 1. Принципиальная схема односторонней радиосвязи

Пересекая приемную антенну, радиоволны наводят в ней переменную э. д. с. высокой частоты, которая действует на входе приемника. Величина этой э. д. с. очень незначительна и измеряется миллионными и тысячными долями вольта (микровольтами и милливольтами).

Напряжение высокой частоты, действующее на входе приемника, усиливается им в сотни тысяч раз, а затем преобразуется в напряжение той частоты, с которой изменялась амплитуда или частота тока в передающей антенне. Это напряжение приводит в действие окончательный аппарат радиоприемного устройства. Таким аппаратом может быть телефон, громкоговоритель, самопишущий прибор (ондулятор), буквопечатающий аппарат, электронно-лучевая трубка и т. д.

Схема двусторонней радиосвязи приведена на рис. 2. В этом случае в состав каждой радиостанции входят передатчик и приемник. Антенна служит как для передачи, так и для приема. Она подключается к передатчику или приемнику при помощи антенного переключателя.

Войсковые радиостанции связи обычно предназначаются для телеграфной и телефонной работы.

При радиотелеграфной связи передаются условные кодовые знаки, обозначающие буквы или цифры. Для передачи применяется телеграфный ключ. При замыкании ключа в антенне возникает ток высокой частоты и излучается электромагнитная

энергия. При размыкании ключа ток в антенне исчезает и электромагнитная энергия не излучается. Кратковременное замыкание ключа соответствует точке, а более длительное — тире.

При радиотелефонной связи передающая антенна непрерывно излучает электромагнитные волны. Амплитуда или частота излучаемых высокочастотных колебаний изменяется в соответствии со звуковыми колебаниями, создаваемыми перед микрофоном.

Для одновременной работы многих радиостанций без взаимных помех передатчики настраивают на различные частоты, а



Рис. 2. Принципиальная схема двусторонней радиосвязи

радиоприемники настраивают на частоту того передатчика, передачу которого необходимо принять. Для настройки используются колебательные контуры.

#### 4. Краткие сведения о радиолокации

Радиолокацией называется область радиотехники, занимающаяся обнаружением различных объектов и определением их местоположения в пространстве.

Объектами обнаружения («целями») могут быть самолеты, ракеты, корабли, танки, автомобили и т. д.

В основе радиолокации лежит явление отражения радиоволн от облучаемых объектов, впервые обнаруженное А. С. Поповым в 1897 г. Попов тогда же указал на возможность практического использования этого явления для определения местоположения различных объектов. Однако потребовались десятки лет напряженного труда многих ученых и инженеров, прежде чем была создана отрасль радиотехники, названная радиолокацией.

В создании и развитии радиолокационной техники большие заслуги принадлежат советским ученым.

В настоящее время существуют радиолокационные станции самого различного назначения, но в основе работы каждой из них лежат следующие положения.

1. Объект, облученный радиоволнами, отражает электромагнитную энергию.

2. Радиоволны распространяются в пространстве прямолинейно и с постоянной скоростью.

3. Антенна радиолокационной станции обладает направленным излучением и приемом электромагнитной энергии.

Современная радиолокационная станция представляет собой сложное радиотехническое устройство. В самых общих чертах работу простейшей радиолокационной станции можно объяснить при помощи скелетной схемы, изображенной на рис. 3.

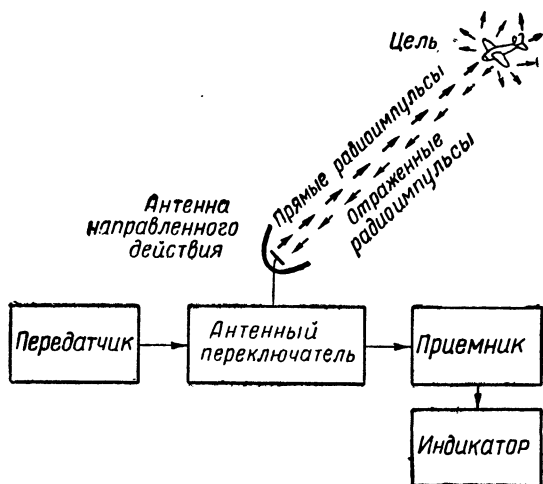


Рис. 3. Скелетная схема радиолокационной станции

В передатчике осуществляется кратковременная генерация колебаний сверхвысокой частоты, которые поступают в антенну направленного действия. Антенна излучает электромагнитную энергию в определенном направлении в виде так называемых прямых радиоимпульсов.

Радиоимпульсы распространяются в пространстве со скоростью света и, дойдя до цели, облучают ее; при этом происходит отражение радиоволн. Практически заметное отражение радиоволн от цели получается в том случае, когда ее линейные размеры превышают длину волны радиолокатора. Поэтому радиолокационные станции работают исключительно в диапазоне УКВ.

Отраженные радиоимпульсы распространяются во всех направлениях; часть их доходит до антенны радиолокационной станции, которая при помощи автоматического антенного переключателя подключается к приемнику сразу после излучения прямого радиоимпульса.

Поданные на вход приемника слабые отраженные радиоимпульсы усиливаются и преобразуются в видеоимпульсы, форма



которых близка к прямоугольной. С выхода приемника видеоимпульсы поступают на индикатор, где воспроизводятся на экране электронно-лучевой трубки.

При излучении прямого импульса часть его энергии просачивается на вход приемника (через антенный переключатель). По времени запаздывания отраженного импульса относительно прямого можно определить расстояние до цели — наклонную дальность  $D_n$ :

$$D_n = \frac{v_0 t}{2},$$

где  $v_0$  — скорость распространения электромагнитной энергии в пространстве;

$t$  — время распространения электромагнитной энергии до цели и обратно (время запаздывания отраженного импульса).

Так как

$$v_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ км/сек} = 0,3 \text{ км/мксек},$$

то получается удобная формула для практических расчетов наклонной дальности:

$$D_n [\text{км}] = 0,15t [\text{мксек}].$$

Угловые координаты цели определяют по положению антенны, которая может перемещаться как по азимуту, так и по углу места. Азимут — это угол в горизонтальной плоскости, отсчитываемый от условного направления (направления на север), принятого за нулевое, до направления на цель. Угол места — это угол в вертикальной плоскости, отсчитываемый от горизонта до направления на цель.

Зная наклонную дальность и угол места, легко определить высоту цели.

Точность определения координат цели зависит от формы характеристики направленности антенны и повышается с укорочением излучаемых радиоволн. Это служит одной из причин дальнейшего освоения радиолокацией все более коротких волн.

## 5. Применение радиолокационных станций в военном деле

Первые образцы радиолокационных станций (РЛС) предназначались для обнаружения самолетов.

В 1934 г. в Советском Союзе была создана первая в мире радиолокационная станция, работавшая в режиме непрерывного излучения на метровых волнах. Основное участие в ее разработке приняли Д. А. Рожанский, А. А. Чернышев и М. А. Бонч-Бруевич.

В 1938 г. группа конструкторов в составе Ю. Б. Кобзарева, П. А. Погорелко и И. Я. Чернецова создала станцию для обнаружения самолетов, работающую в импульсном режиме.

В дальнейшем радиолокационные станции стали применяться во всех родах войск современной армии.

## Войска ПВО

В войсках ПВО радиолокационная техника применяется для обнаружения средств воздушного нападения противника.

Обнаружение воздушных целей на больших расстояниях осуществляется при помощи РЛС дальнего обнаружения. Эти станции являются основой разведки ПВО. Они используются при охране государственных границ, крупных политических, промышленных и военных объектов.

Станции дальнего обнаружения обладают радиусом действия в несколько сотен километров, но малой точностью определения координат целей. Обычно этими координатами являются наклонная дальность до цели и ее азимут. Высоту цели или угол места цели станции дальнего обнаружения обычно не определяют. Это обстоятельство затрудняет их использование для наведения истребителей на самолеты противника.

Задача управления своей истребительной авиацией при наведении ее на воздушные средства противника решается путем использования специальных радиолокационных станций разведки и целеуказания (СРЦ). Эти станции определяют три координаты целей: дальность, азимут и высоту. Дальность действия СРЦ несколько меньше, чем у станций дальнего обнаружения, но она также измеряется сотнями километров. Точность определения дальности и азимута у СРЦ заметно больше. Достигается это главным образом укорочением излучаемых радиопульсов. Одновременно улучшается и разрешающая способность станции по дальности. Под ней понимается способность РЛС определять количество отдельных целей, находящихся в одном направлении.

Для одновременного наведения многих истребителей СРЦ может иметь несколько индикаторов кругового или секторного обзора. Некоторые из них бывают выносными. Они устанавливаются на специальных командных пунктах управления истребительной авиацией, расположенных вблизи СРЦ.

Во время второй мировой войны широкое применение получили радиолокационные станции орудийной наводки (СОН). Они применяются и в настоящее время. Назначение этих станций состоит в наведении орудий зенитной артиллерии на самолеты противника. Дальность действия СОН небольшая. Она измеряется десятками километров. Эти станции с большой точностью определяют наклонную дальность до цели и ее угловые координаты (азимут и угол места).

В современных условиях значительно большее значение имеют радиолокационные станции наведения ракет (СНР). Они являются основой активной борьбы с разнообразными средствами воздушного нападения. Поэтому во всех крупных странах мира уделяется большое внимание разработке различных конструкций СНР.

Основное достоинство зенитных управляемых ракет (ЗУР) состоит в очень высокой точности их наведения на цель, большой дальности и скорости полета. Благодаря большому радиусу действия ЗУР позволяют надежно защищать от воздушного нападения противника большие города и даже целые районы страны. Тем самым уменьшается количество необходимых средств ПВО.

Из зарубежной военной литературы видно, что современная противовоздушная и особенно противоракетная оборона страны требует использования специальных радиолокационных комплексов (РЛК). Они должны включать в себя несколько автоматических и полуавтоматических радиолокационных станций различного назначения, быстродействующих счетно-решающих устройства и стартовое оборудование управляемых ракет. В качестве счетно-решающих устройств широкое применение получают электронные вычислительные машины (ЭВМ).

## А в и а ц и я

Современные самолеты оборудуются значительным количеством радиолокационных устройств. К ним относятся: панорамный радиолокатор, радиовысотомер, радиолокатор защиты хвоста самолета, радиолокационный бомбардировочный прицел, радиолокационная станция перехвата, аппаратура слепой посадки, приборы опознавания принадлежности самолета и т. д.

В любое время суток при помощи панорамной РЛС на экране индикатора воспроизводится световая карта местности (панорама), над которой пролетает самолет. Особенно хорошо видны на экране очертания берегов водных бассейнов и рек, мосты, скопления боевой техники, железнодорожные узлы, заводы и т. д.

Радиолокационный бомбардировочный прицел представляет собой совокупность панорамной РЛС с электронным счетно-решающим прибором.

Наряду с бомбардировочным прицелом (или вместо него) на самолете может быть установлена РЛС наведения ракет класса «воздух — земля».

Радиолокационная станция защиты хвоста самолета помогает летчику своевременно обнаружить самолеты противника, настигающие его с тыла.

Радиолокационная станция перехвата предназначена для истребителей, оборудованных ракетами класса «воздух — воз-

дух». Она используется во время боевой атаки самолета противника.

В бортовое оборудование ракет, пускаемых с самолетов, также входят радиолокационные устройства.

Комплекс аэродромного оборудования включает различные радиолокационные станции.

### Военно-морской флот

Все современные военные корабли оснащаются разнообразными радиолокационными устройствами. К ним относятся РЛС обнаружения надводных кораблей и воздушных целей, станции наведения ракет, станции наведения корабельных орудий, радионавигационные средства и т. д.

Для борьбы с подводными лодками применяются радиолокационные станции, устанавливаемые на самолетах морской авиации.

### Наземные войска

На вооружении наземных войск, кроме станций, применяемых в системе ПВО, широко используются станции специального назначения для борьбы с вражеской артиллерией, расположенной на закрытых позициях. Такие станции достаточно точно определяют место расположения батарей противника по траектории снарядов или мин. Наземные войска используют также радиолокационные станции для обнаружения танков, автомобилей и другой наземной техники противника.

Приведенный выше краткий перечень различных типов радиолокационных станций показывает, что современная армия широко использует самые разнообразные радиолокационные средства.

---

## ГЛАВА 1

### КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ КОНТУРЫ

#### § 1. ЭЛЕМЕНТЫ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО КОНТУРА

##### 1. Общие замечания о колебательном контуре

В радиотехнике используются электромагнитные колебания высокой частоты. Создаются такие колебания электрическими колебательными системами, которые широко применяются и при решении других задач радиотехники.

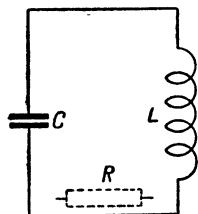


Рис. 1.1. Схематическое изображение колебательного контура

В современной радиотехнике используются различные электрические колебательные системы. Наиболее простая из них — колебательный контур.

Колебательным контуром называют электрическую цепь, состоящую из емкости  $C$  и индуктивности  $L$  (рис. 1.1). Реальный колебательный контур, кроме емкости и индуктивности, содержит активное сопротивление  $R$ , обусловленное потерями энергии в контуре. Потери энергии складываются из потерь в проводе катушки и диэлектрических потерь.

Колебательный контур используется как в передающих, так и в приемных устройствах.

В передатчике величины емкости и индуктивности контура определяют частоту колебаний (длину волны), на которой работает передатчик. Изменением емкости или индуктивности контура можно изменить частоту колебаний.

В приемном устройстве колебательный контур обуславливает избирательность приемника, т. е. его способность из множества сигналов, принимаемых антенной, выделять сигнал одного определенного передатчика. Изменяя емкость или индуктивность колебательного контура, можно выделить любой из принятых антенной сигналов, т. е. можно настраивать приемник на ту или иную частоту.

Совместно с электронными лампами колебательные контуры применяются для усиления переменных токов и напряжений вы-

сокой частоты. С помощью колебательного контура решается также ряд других задач радиотехники (измерение частоты, измерение индуктивности катушек, емкости конденсаторов, фильтрация токов различной частоты и др.).

Процессы, происходящие в колебательных контурах, будут рассмотрены в настоящей главе, а вопросы конкретного применения колебательных контуров в радиотехнике — в последующих главах.

## 2. Емкость в цепи переменного тока

Рассмотрим электрическую цепь, состоящую из генератора переменного тока и идеального конденсатора (рис. 1.2, а). Напряжение генератора с течением времени изменяется по синусу-

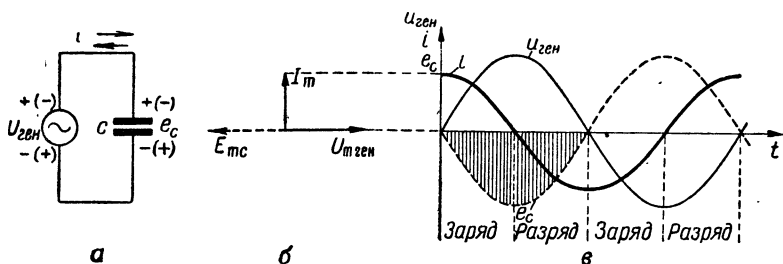


Рис. 1.2. Фазовые соотношения в цепи, содержащей емкость

соидальному закону, и его мгновенное значение определяется выражением

$$u_{\text{ген}} = U_{m \text{ ген}} \sin \omega t.$$

Если активное сопротивление цепи равно нулю, то в ней возникает режим реактивной мощности, который не сопровождается расходом энергии и выделением тепла. Конденсатор поочередно заряжается и разряжается, за счет чего в цепи проходит переменный ток. Разность потенциалов между пластинами конденсатора, обусловленная накопленным в нем электричеством (зарядом), называется электродвижущей силой (э. д. с.) емкости. В любой момент времени э. д. с. емкости равна мгновенному значению напряжения генератора и направлена ему навстречу (рис. 1.2, в).

Количество энергии, запасенной в электрическом поле заряженного конденсатора, в любой момент времени определяется выражением

$$W_c = \frac{C e_c^2}{2}, \quad (1.1)$$



где  $W_C$  — количество энергии в джоулях;  
 $C$  — емкость конденсатора в фарадах;  
 $e_C$  — мгновенное значение разности потенциалов между обкладками конденсатора (э. д. с. емкости) в вольтах.

При возрастании мгновенного значения напряжения генератора мгновенное значение э. д. с. емкости увеличивается — конденсатор заряжается; при этом количество энергии в его электрическом поле также увеличивается. При уменьшении мгновенного значения напряжения генератора мгновенное значение э. д. с. емкости уменьшается — конденсатор разряжается, отдавая энергию генератору. Количество электричества, запасаемое в конденсаторе, в любой момент времени пропорционально емкости и величине э. д. с. между пластинами:

$$q = Ce_C, \quad (1.2)$$

где  $q$  — количество электричества в кулонах;  
 $C$  — емкость конденсатора в фарадах;  
 $e_C$  — мгновенное значение разности потенциалов между обкладками конденсатора (э. д. с. емкости) в вольтах.

Известно, что емкостное сопротивление конденсатора зависит от его емкости и частоты тока:

$$X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi fC}. \quad (1.3)$$

Характер этой зависимости показан на рис. 1.3 (кривые для двух конденсаторов различной емкости).

Амплитудное значение тока в цепи конденсатора

$$I_m = \frac{U_{m \text{ ген}}}{X_C} = U_{m \text{ ген}} \omega C = U_{m \text{ ген}} \cdot 2\pi fC.$$

Таким образом, амплитудное значение тока, проходящего через конденсатор, пропорционально приложенному напряжению, частоте тока и емкости конденсатора.

Процессы и фазовые соотношения в цепи иллюстрируются на рис. 1.2.

Первый полупериод на рис. 1.2, *в* разбит на малые равные промежутки времени. В течение каждого из них в конденсатор поступает некоторое количество электричества, о котором можно судить по приращению разности потенциалов (э. д. с.) между обкладками конденсатора, так как

$$\Delta q = C\Delta e_C,$$

где  $\Delta q$  — приращение количества электричества;  
 $C$  — емкость конденсатора;  
 $\Delta e_C$  — приращение разности потенциалов (э. д. с.).

В начале первой четверти периода разность потенциалов (э. д. с.) между обкладками конденсатора увеличивается быстро, а к концу — медленнее. Это означает, что зарядный ток в начале четверти периода велик, а к концу уменьшается. В течение первой четверти периода конденсатор заряжается и энергия поступает из генератора в конденсатор. Э. д. с. емкости в этом случае действует навстречу току (см. рис. 1.2, в).

В течение второй четверти периода мгновенное значение напряжения генератора уменьшается, конденсатор разряжается и отдает энергию генератору. В этом случае напряжение генератора действует навстречу току. О количестве электричества, которое отдает конденсатор, можно судить по изменению разности потенциалов между его пластинами: в начале второй четверти периода она изменяется медленно, а в конце — быстро. Соответственно величина разрядного тока в начале четверти периода мала, а к концу четверти периода увеличивается.

Рассуждая подобным образом, можно прийти к следующему выводу: ток, протекающий через конденсатор, опережает по фазе

приложенное напряжение на четверть периода ( $90^\circ$ ) и отстает на столько же от э. д. с. емкости (рис. 1.2, в).

Э. д. с. емкости препятствует прохождению переменного тока по цепи и обуславливает емкостное сопротивление конденсатора. Амплитудное значение этой э. д. с. равно амплитудному значению приложенного напряжения. Количество электричества, требующегося для заряда конденсатора до определенной разности потенциалов, зависит от его емкости. Чем больше емкость конденсатора, тем большее количество электричества необходимо для создания между его пластинами определенной разности потенциалов. Этим объясняется зависимость емкостного сопротивления от емкости конденсатора.

При постоянной емкости конденсатора емкостное сопротивление зависит от частоты тока. Известно, что ток определяется количеством электричества, проходящего через поперечное сечение проводника в единицу времени. При неизменной емкости конденсатора количество электричества, протекающего через поперечное сечение провода в единицу времени, зависит от частоты тока (рис. 1.3).

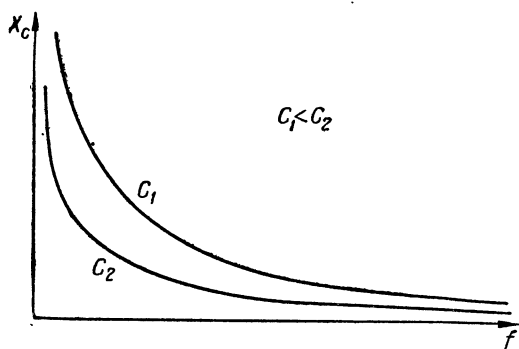


Рис. 1.3. Зависимость емкостного сопротивления от частоты для двух конденсаторов различной емкости

### 3. Добротность (качество) конденсатора и угол потерь

Конденсатор лишь в идеальном случае обладает чисто реактивным сопротивлением. Всякий реальный конденсатор, включенный в электрическую цепь переменного тока, потребляет энергию. Эта энергия расходуется в основном в диэлектрике, которым заполнено пространство между пластинами конденсатора. Потери энергии объясняются появлением тока смещения

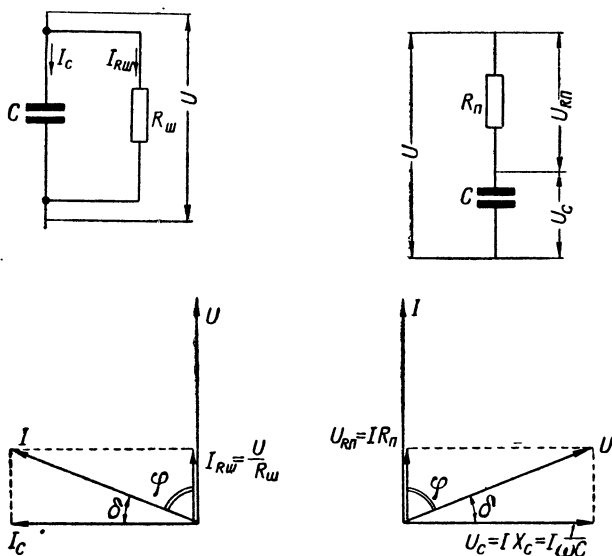


Рис. 1.4. Эквивалентные схемы и векторные диаграммы конденсатора с потерями

в диэлектрике. За счет тока смещения в диэлектрике выделяется тепло. Такие потери, называемые диэлектрическими, зависят от частоты тока: чем выше частота, тем большее количество энергии выделяется в диэлектрике в виде тепла. Потери энергии в конденсаторе можно условно представить в виде потерь в некотором активном сопротивлении (сопротивлении потерь), которое включается либо параллельно, либо последовательно емкости. Один и тот же конденсатор с потерями может быть изображен в виде эквивалентной схемы в двух вариантах (рис. 1.4). Выпускаемые промышленностью конденсаторы имеют незначительные потери; это означает, что в цепи с конденсатором активная мощность (мощность потерь) во много раз меньше реактивной. Следовательно, параллельное сопротивление  $R_{ш}$  во много раз больше, а последовательное  $R_{п}$  во много раз меньше емкостного сопротивления конденсатора. Параллельное сопротивление потерь всегда можно пересчитать в эквивалентное последовательное (и наоборот), при этом сле-

дует исходить из равенства активной мощности (мощности, выделяемой в виде тепла в активных сопротивлениях  $R_n$  и  $R_{ш}$ ).

Пересчет параллельного сопротивления потерь в последовательное производится по формуле

$$R_n = \frac{X_C^2}{R_{ш}}. \quad (1.4)$$

Потери энергии в конденсаторе могут быть оценены добротностью (качеством) конденсатора, т. е. отношением реактивной мощности, запасаемой в конденсаторе, к активной мощности (мощности потерь).

Для конденсатора без потерь угол сдвига фаз тока и напряжения составляет точно  $90^\circ$  (четверть периода).

Для конденсатора с потерями этот угол меньше  $90^\circ$  на величину  $\delta$  (см. рис. 1.4).

Чем больше потери в конденсаторе, тем больше активная мощность и тем, следовательно, больше угол  $\delta$ , который называют углом диэлектрических потерь. Этот угол можно определить из векторных диаграмм рис. 1.4.

Для параллельной схемы

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_{R_{ш}}}{I_C} = \frac{\frac{U}{R_{ш}}}{\frac{U}{X_C}} = \frac{U}{U \omega C} = R_{ш} \omega C. \quad (1.5)$$

Для последовательной схемы

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{U_{R_n}}{U_C} = \frac{I R_n}{I \frac{1}{\omega C}} = R_n \omega C. \quad (1.6)$$

Ввиду малого значения угла  $\delta$  (доли градуса) можно считать, что

$$\delta \approx \operatorname{tg} \delta = \frac{1}{R_{ш} \omega C} = R_n \omega C.$$

Найдем добротность конденсатора.

Активная мощность (потери в конденсаторе)

$$P_{\text{пот}} = UI \cos \varphi,$$

где  $\varphi$  — угол сдвига фаз тока и напряжения (см. векторную диаграмму).

Но  $\varphi = 90^\circ - \delta$ , поэтому

$$P_{\text{пот}} = UI \sin \delta.$$

Приблизительно можно считать, что

$$P_{\text{пот}} \approx UI \delta. \quad (1.7)$$

Реактивная мощность

$$P_{\text{реакт}} = UI.$$

Следовательно, добротность (качество) конденсатора

$$Q_C = \frac{P_{\text{реакт}}}{P_{\text{пот}}} = \frac{UI}{UI\delta} = \frac{1}{\delta}, \quad (1.8)$$

или

$$Q_C = \frac{1}{R_n \omega C} = R_{\text{ш}} \omega C. \quad (1.9)$$

Таким образом, потери в конденсаторе могут характеризоваться либо углом потерь, либо добротностью (качеством). Угол потерь и добротность каждого конденсатора не остаются постоянными. Они зависят от температуры и частоты тока: при повышении температуры и частоты угол потерь возрастает, а добротность уменьшается.

#### 4. Индуктивность в цепи переменного тока

На рис. 1.5, а изображена электрическая цепь, состоящая из генератора переменного тока и идеальной катушки индуктив-

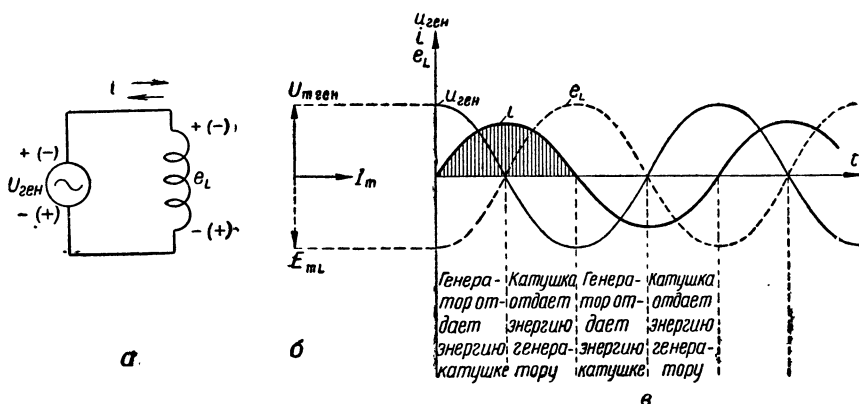


Рис. 1.5. Фазовые соотношения в цепи, содержащей индуктивность

ности; активное сопротивление цепи равно нулю. Напряжение генератора с течением времени изменяется по синусоидальному закону, и его мгновенное значение определяется выражением

$$u_{\text{ген}} = U_{m \text{ ген}} \sin \omega t.$$

Под действием напряжения генератора в цепи проходит переменный, синусоидальный ток, амплитудное значение которого

$$I_m = \frac{U_{m \text{ ген}}}{X_L},$$

где  $U_{m\text{ген}}$  — амплитудное значение приложенного напряжения;  
 $X_L$  — индуктивное сопротивление катушки.

Известно, что индуктивное сопротивление катушки зависит от ее индуктивности и частоты тока (рис. 1.6):

$$X_L = \omega L = 2\pi f L. \quad (1.10)$$

Поэтому амплитудное значение тока, проходящего через индуктивность,

$$I_m = \frac{U_{m\text{ген}}}{X_L} = \frac{U_{m\text{ген}}}{\omega L} = \frac{U_{m\text{ген}}}{2\pi f L},$$

т. е. величина тока, проходящего через индуктивность, прямо пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна частоте тока и величине индуктивности.

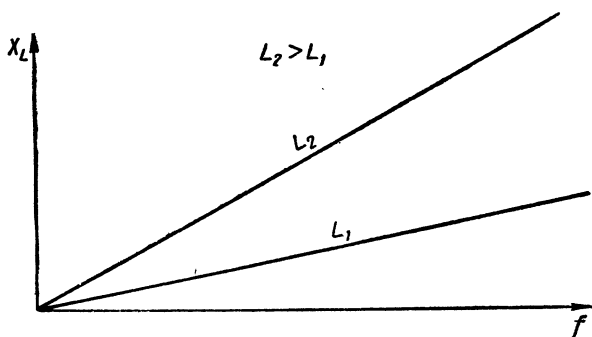


Рис. 1.6. Зависимость индуктивного сопротивления от частоты для двух катушек различной индуктивности

В магнитном поле катушки запасается энергия

$$W_L = \frac{Li^2}{2}, \quad (1.11)$$

где  $W_L$  — количество энергии в джоулях;  
 $L$  — индуктивность катушки в генри;  
 $i$  — ток в амперах.

В цепи устанавливается режим реактивной мощности, т. е. обмен энергией между генератором и катушкой. Переменный синусоидальный ток, проходя через катушку, возбуждает в ней электродвижущую силу самоиндукции. В течение первой четверти периода (рис. 1.5, в), когда мгновенное значение тока возрастает, в катушке согласно правилу Ленца возникает э. д. с. самоиндукции, препятствующая увеличению тока.

В течение второй четверти периода, когда мгновенное значение тока уменьшается, в катушке возникает э. д. с. самоиндукции, препятствующая уменьшению тока. Можно считать, что



в течение второй четверти периода источником энергии является катушка, а нагрузкой — генератор.

Величина э. д. с. самоиндукции определяется скоростью изменения тока. Скорость изменения тока имеет наибольшее значение в тот момент, когда мгновенное значение тока равно нулю. Э. д. с. самоиндукции в любой момент уравнивает напряжение генератора. В соответствии с этим на рис. 1.5, б и 1.5, в изображены векторная и развернутая диаграммы.

В цепи, содержащей индуктивность, ток отстает по фазе на четверть периода ( $90^\circ$ ) от напряжения генератора и опережает на четверть периода э. д. с. самоиндукции. Э. д. с. самоиндукции отстает по фазе от тока, ее создавшего, на четверть периода. Э. д. с. самоиндукции препятствует изменению тока через катушку и обуславливает индуктивное сопротивление катушки переменному току.

## 5. Добротность (качество) катушек

Всякая реальная катушка индуктивности обладает не только индуктивностью, но и некоторым активным сопротивлением, обусловленным потерями энергии в обмотке катушки и в ее каркасе.

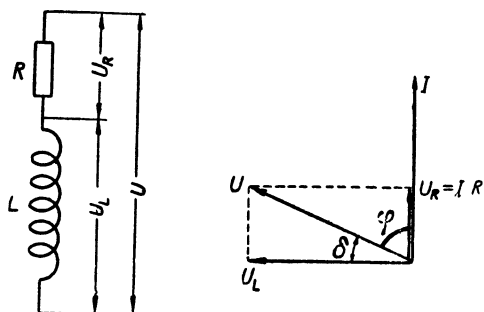


Рис. 1.7. Эквивалентная схема и векторная диаграмма катушки с потерями

Активное сопротивление катушки удобнее считать включенным последовательно<sup>1</sup>. Эквивалентная схема реальной катушки изображена на рис. 1.7.

Переменный ток, проходящий через катушку, создает падение напряжения как на индуктивном, так и на активном

сопротивлениях. Падение напряжения  $U_R$  на активном сопротивлении совпадает по фазе с током, а падение напряжения на индуктивном сопротивлении опережает ток на четверть периода ( $90^\circ$ ). Из векторной диаграммы, показанной на рис. 1.7, следует, что в катушке с потерями ток и напряжение сдвинуты между собой по фазе на угол меньше  $90^\circ$ , т. е. меньше чем на четверть периода. Активное сопротивление радиотехнических катушек в десятки и сотни раз меньше их индуктивного со-

<sup>1</sup> Последовательное сопротивление может быть пересчитано в параллельное по формуле  $R_{ш} = \frac{X_L^2}{R_n}$ .

противления, поэтому угол  $\varphi$  лишь немного меньше  $90^\circ$ . Угол  $\delta$ , равный  $90^\circ - \varphi$ , можно назвать углом потерь катушки по аналогии с углом потерь конденсатора. Однако качество катушки принято оценивать не углом потерь  $\delta$ , а добротностью катушки

$$Q_L = \operatorname{ctg} \delta = \frac{U_L}{U_R} = \frac{X_L}{R} = \frac{\omega L}{R}. \quad (1.12)$$

Таким образом, добротность катушки — это отвлеченное число, представляющее собой отношение индуктивного сопротивления катушки к активному.

Активные потери энергии в элементах колебательного контура бесполезны и потому нежелательны.

Для радиотехнических целей применяются катушки с малыми потерями, т. е. с высокой добротностью, которая должна иметь величину не менее 100.

## 6. Поверхностный эффект

Активные сопротивления конденсатора и катушки обусловлены неизбежными тепловыми потерями энергии, а при очень высоких частотах и потерями на излучение. Сопротивление провода переменному току высокой частоты всегда больше, чем сопротивление того же провода постоянному току.

Известно, что постоянный ток равномерно распределяется по всей площади поперечного сечения провода. Сопротивление провода постоянному току (омическое сопротивление) зависит от поперечного сечения провода, длины его, а также от удельного сопротивления металла, из которого выполнен провод:

$$R_0 = \rho \frac{l}{S},$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление металла;

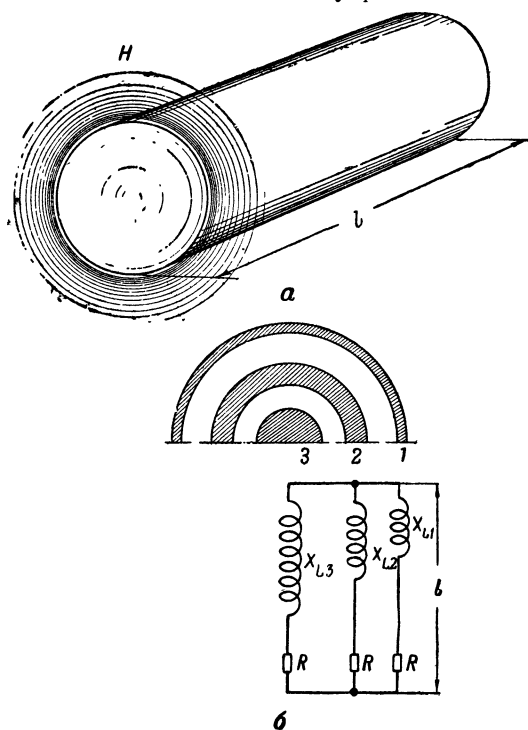
$l$  — длина провода;

$S$  — площадь поперечного сечения.

Переменный ток, особенно высокой частоты, распределяется по поперечному сечению провода неравномерно. Плотность тока<sup>1</sup> имеет наибольшее значение на поверхности провода и наименьшее — на его оси. По мере повышения частоты тока неравномерность распределения плотности тока увеличивается. При очень высоких частотах ток проходит лишь по тонкому поверхностному слою провода, а по мере удаления от поверхности к центру плотность тока быстро падает до нуля. Это явление получило название **поверхностного эффекта**. Поясним физическую сущность его. Индуктивность и индуктивное сопротивление провода зависят от величины магнитного

<sup>1</sup> Плотностью тока называют величину тока, приходящуюся на единицу поперечного сечения (на  $1 \text{ см}^2$  или  $1 \text{ мм}^2$ ).

потока, создаваемого током и охватывающего провод (имеются в виду переменный ток и переменный магнитный поток). По этой причине индуктивность прямого отрезка провода меньше индуктивности того же отрезка провода, свернутого в виток. На рис. 1.8, *a* показана структура магнитного поля прямого провода круглого сечения. Из рисунка видно, что часть магнитных силовых линий находится внутри самого провода.



**Рис. 1.8.** Структура магнитного поля прямого провода и сопротивление переменному току различных слоев цилиндрического провода

Цилиндрический провод можно представить в виде нескольких концентрически расположенных слоев одинакового поперечного сечения  $S$  (рис. 1.8, *б*). Каждый такой слой представляет собой проводник длиной  $l$ , равной длине самого цилиндрического провода. Так как поперечные сечения всех выделенных слоев равны, то сопротивления этих проводников постоянному току, найденные по формуле

$$R_0 = \rho \frac{l}{S},$$

будут одинаковы. Если к проводу круглого сечения приложено некоторое постоянное напряжение  $U_0$ , то все выделенные про-

водники, как параллельно включенные, будут находиться под одинаковым напряжением. При этом величина тока во всех проводниках будет одинаковой и равной

$$I_0 = \frac{U_0}{R_0}.$$

Это означает, что постоянный ток равномерно распределяется и имеет одинаковую плотность по всему поперечному сечению провода.

Если проводник находится в цепи переменного тока, необходимо учитывать его индуктивное сопротивление. Индуктивность и индуктивное сопротивление различных слоев провода неодинаковы. В самом деле: наружный слой провода охватывается только внешним магнитным потоком, а внутренние слои еще и частью внутреннего магнитного потока, причем наибольший магнитный поток охватывает центральную часть провода. Отсюда индуктивность и индуктивное сопротивление внутренних слоев больше, чем наружных (рис. 1.8, б). Поэтому переменный ток, текущий по внутренним слоям провода, меньше тока, текущего по слоям, расположенным ближе к поверхности провода.

Таким образом, переменный ток распределяется по поперечному сечению провода неравномерно и проходит преимущественно по поверхностному слою. По этой же причине индуктивность прямого провода зависит от его диаметра. Чем меньше диаметр провода, тем большая доля всего магнитного потока находится вне провода и тем больше его индуктивность. Поэтому для уменьшения индуктивности соединительных проводов или выводов деталей эти провода делают большого диаметра (например, выводы электродов ламп, предназначенных для сверхвысоких частот).

При повышении частоты переменного тока индуктивное сопротивление возрастает пропорционально частоте. Однако величина тока в проводе определяется не индуктивным, а полным сопротивлением. На рис. 1.8, б из поперечного сечения провода штриховкой выделены наружный слой 1, средний слой 2 и центральная часть провода 3. Площадь поперечного сечения всех частей одинакова, поэтому активное сопротивление проводников, соответствующих заштрихованным участкам сечения, одинаково и равно  $R$ . Полное сопротивление наружного слоя провода

$$Z_1 = \sqrt{R^2 + X_{L1}^2}.$$

Полное сопротивление второго (среднего) слоя

$$Z_2 = \sqrt{R^2 + X_{L2}^2}.$$

Полное сопротивление центральной части провода

$$Z_3 = \sqrt{R^2 + X_{L3}^2}.$$

Сравнивая выражения для  $Z_1$ ,  $Z_2$  и  $Z_3$ , можно заметить, что при повышении частоты полное сопротивление центральной части провода увеличивается в большее число раз, чем сопротивление наружного слоя, так как  $X_{L3} > X_{L2} > X_{L1}$ . Поэтому при повышении частоты плотность тока в центральной части провода уменьшается, а в слоях, близких к поверхности, увеличивается.

При высокой частоте плотность тока внутри провода оказывается так мала, что ее можно не принимать в расчет и считать, что ток проходит лишь по поверхностному слою провода.

Чем выше частота тока, тем тоньше поверхностный слой, по которому проходит ток (меньше глубина проникновения тока в проводник).

Глубина проникновения тока характеризуется следующими примерными цифрами.

Частота (длина волны)	Толщина слоя, по которому проходит ток, мм
100 кГц ( $\lambda = 3000$ м) . . . .	0,2
1 МГц ( $\lambda = 300$ м) . . . .	0,06
100 МГц ( $\lambda = 3$ м) . . . .	0,006
3000 МГц ( $\lambda = 10$ см) . . . .	0,001 (1 микрон)

Таким образом, при переменном токе высокой частоты внутренняя часть поперечного сечения провода не используется. При повышении частоты «полезное» сечение провода уменьшается и активное сопротивление провода возрастает.

Например, медный провод диаметром 3 мм для переменного тока частотой 100 кГц имеет сопротивление, в 3,6 раза большее, чем для постоянного тока. Тот же провод при частоте 1 МГц имеет сопротивление, в 11 раз большее, чем для постоянного тока; при частоте 100 МГц — в сто одиннадцать раз; при частоте 3000 МГц — в шестьсот раз.

Вследствие увеличения активного сопротивления провода при повышении частоты резко возрастают потери энергии. Для уменьшения их следует увеличивать поверхность провода и уменьшать его удельное сопротивление. Ради этого провода, предназначенные для использования в цепях высокой и особенно сверхвысокой частоты, покрывают тонким слоем серебра и часто выполняют в виде широких лент, имеющих большую поверхность.

Потери энергии в проводах возникают также за счет вихревых токов. Это в первую очередь относится к проводам большого диаметра. В целях уменьшения этих потерь провода для цепей высокой частоты выполняют в виде тонкостенных трубок.

## 7. Детали колебательного контура

В радиотехнической аппаратуре применяются конденсаторы и катушки самых разнообразных типов и конструкций. Конденсаторы могут быть разделены на конденсаторы постоянной емкости, переменной емкости и полупеременные.

Конденсаторы постоянной емкости применяются в контурах с постоянной (фиксированной) настройкой, а также во многих других элементах радиотехнических схем. Конденсаторы переменной емкости применяются для плавной настройки контуров в широком диапазоне частот, а также для регулировок вне колебательного контура. Полупеременные, или подстроечные, конденсаторы, емкость которых можно изменять с последующим закреплением подвижной части конденсатора, применяются в тех случаях, когда емкость устанавливается при регулировке прибора и не изменяется в процессе эксплуатации.

В качестве диэлектрика в конденсаторах используют воздух, керамику, слюду, бумагу, синтетические пленки. Конденсаторы переменной емкости почти всегда изготовляют с воздушным диэлектриком. Полупеременные конденсаторы изготовляют воздушными или керамическими. В колебательных контурах применяются конденсаторы с добротностью 300—1000 и более. Поэтому для колебательных контуров пригодны воздушные, керамические и слюдяные конденсаторы. Бумажные и пленочные конденсаторы в колебательных контурах не применяются из-за низкой добротности и малой стабильности.

Конденсатор переменной емкости в первую очередь характеризуется отношением его максимальной емкости к минимальной; это отношение называют коэффициентом перекрытия:

$$K = \frac{C_{\text{макс}}}{C_{\text{мин}}}.$$

Коэффициент перекрытия не бывает больше 40—50. В аппаратуре широко применяются сдвоенные и строенные конденсаторы переменной емкости (рис. 1.9).

Полупеременные конденсаторы применяются главным образом для подгонки резонансных частот контуров. Максимальная

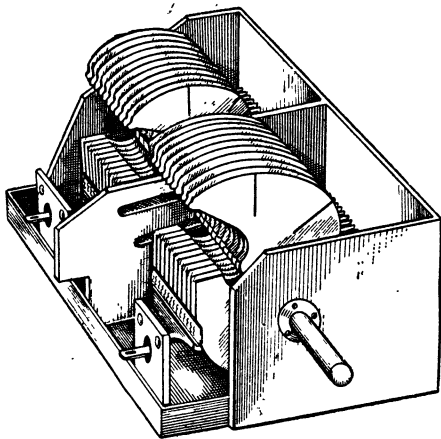


Рис. 1.9. Сдвоенный конденсатор переменной емкости



емкость полупеременных конденсаторов, как правило, не превышает 40 *пф*; наиболее часто применяются конденсаторы емкостью 15—30 *пф*. На рис. 1.10 показан внешний вид дискового керамического полупеременного конденсатора.

Керамические конденсаторы постоянной емкости изготавливаются в виде дисков, трубочек и чашечек из специальной керамики с повышенной диэлектрической проницаемостью и малыми потерями. Обкладки конденсатора выполняются в виде тонкого слоя серебра, наносимого на поверхность керамики.

Керамические конденсаторы выпускаются емкостью от нескольких пикофард до сотен пикофард.

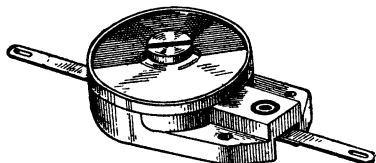


Рис. 1.10. Керамический подстроечный (полупеременный) конденсатор

Слюдяные конденсаторы, выпускаемые промышленностью, для повышения стабильности заключены в металлический корпус или запрессованы в пластмассу. Емкость слюдяных конденсаторов бывает от нескольких десятков до нескольких тысяч пикофард.

Катушки индуктивности, применяемые в колебательных контурах, имеют индуктивность от нескольких микрогенри до нескольких миллигенри. Добротность (качество) катушки определяется отношением реактивного сопротивления к активному:

$$Q_L = \frac{\omega L}{R}.$$

Активное сопротивление катушки на длинных, средних и коротких волнах содержит в себе активное сопротивление провода катушки, сопротивление, учитывающее диэлектрические потери в каркасе катушки, и сопротивление, учитывающее потери в экранах и сердечниках. На ультракоротких волнах активное сопротивление катушки учитывает также потери на излучение.

Каркасы катушек изготавливают из материалов с малыми диэлектрическими потерями (высокочастотная керамика, полистирол, высокочастотная пластмасса и др.). От качества каркаса зависят добротность катушки и стабильность ее параметров. Для предохранения катушек от влаги их иногда покрывают негигроскопичным составом.

Катушки малой индуктивности имеют однослойную обмотку — сплошную или с принудительным шагом (т. е. с интервалами между витками). Катушки большой индуктивности (более 250 *мкГн*) для уменьшения габаритов выполняются, как правило, многослойными. Катушки, рассчитанные на значительный ток (например, катушки контуров мощных передатчиков), выполняются из провода большого сечения и, как правило, посеребренного.

Большая часть катушек, главным образом в приемниках, имеет сердечник из магнитодиэлектрика (высокочастотный феррит, альсифер, карбонильное железо и др.). Сердечники из магнитодиэлектрика обладают относительно высокой магнитной проницаемостью (до нескольких десятков), благодаря чему можно получить заданную индуктивность при меньшем числе витков (с меньшим количеством провода). Это уменьшает потери в проводе. Потери в самом сердечнике незначительны, поэтому добротность катушки с сердечником оказывается выше, чем такой же по индуктивности катушки, но без сердечника.

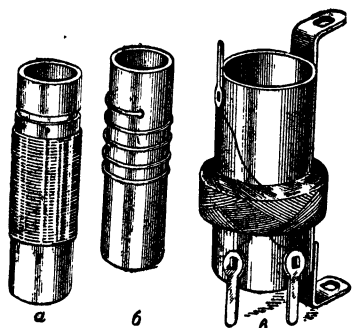


Рис. 1.11. Катушки индуктивности с различными видами намотки:  
а — однослойная сплошная; б — одно-  
слойная с принудительным шагом;  
в — универсальная

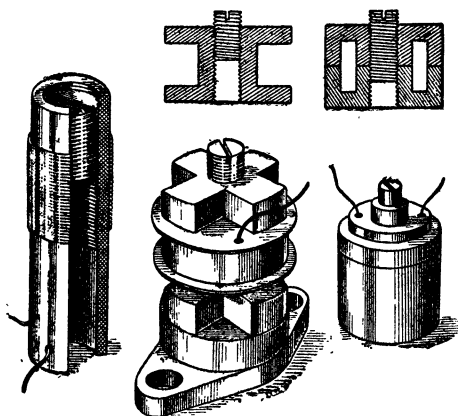


Рис. 1.12. Катушки индуктивности с магнитными сердечниками

Применение сердечников позволяет также регулировать величину индуктивности катушек. Для этого сердечник делают ввинчивающимся в каркас катушки по резьбе. Чем больше вдвинут сердечник внутрь катушки, тем больше будет индуктивность катушки. Катушки выполняются также на сердечниках с замкнутой магнитной цепью. Достоинством таких катушек являются малые габариты при большой индуктивности, а также отсутствие магнитных полей в пространстве, окружающем катушку. Изменять индуктивность катушки можно также сердечником из диамагнитного металла (латунь, алюминий). Магнитная проницаемость этих металлов меньше единицы, поэтому введение такого сердечника в катушку уменьшает ее индуктивность. Однако в сплошном металлическом сердечнике велики потери энергии за счет вихревых токов. Поэтому латунные и алюминиевые сердечники применяются при необходимости получить катушку (и контур) с малой добротностью. На рис. 1.11 и 1.12 показаны различные по конструкции катушки, применяемые в радиоаппаратуре.

## § 2. СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ЗАМКНУТОМ КОНТУРЕ

### 1. Колебания в идеальном контуре

На рис. 1.13 изображена схема, поясняющая возникновение свободных колебаний в контуре.

Сообщим контуру некоторый начальный запас энергии. Для этого необходимо переключатель поставить в положение 1, чтобы конденсатор  $C$  подключить к батарее и зарядить. В результате между обкладками конденсатора возникает разность потенциалов  $E$ , равная напряжению источника. Верхняя пластина конденсатора заряжается положительно, нижняя — отрицательно. На верхней обкладке образуется недостаток электронов, а на нижней — избыток. Процесс заряда конденсатора происходит очень быстро, так как активное сопротивление цепи ничтожно мало (имеется в виду источник с малым внутренним сопротивлением).

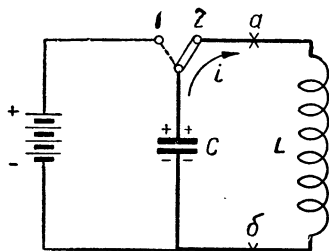


Рис. 1.13. Схема, поясняющая возникновение свободных колебаний в контуре

В электрическом поле конденсатора оказывается запасенным количество энергии, равное

$$W_C = \frac{CE^2}{2},$$

где  $W_C$  — количество энергии в джоулях;

$C$  — емкость конденсатора в фарадах;

$E$  — величина напряжения в вольтах.

Переведем переключатель из положения 1 в положение 2. При этом заряженный конденсатор оказывается подключенным к катушке индуктивности и получает возможность разряжаться через нее. В процессе разряда конденсатора в контуре возникает колебательный процесс (рис. 1.14). За начало его примем момент  $t=0$ . В этот момент под действием разности потенциалов  $E$ , имеющейся между пластинами конденсатора, в контуре появляется ток, направленный от верхней обкладки к нижней (направление этого тока показано на рис. 1.13 стрелкой). При этом согласно правилу Ленца возникает э. д. с. самоиндукции встречного знака, которая препятствует быстрому нарастанию тока и замедляет разряд конденсатора. При разряде конденсатора уменьшаются отрицательный заряд нижней пластины и положительный заряд верхней пластины. Одновременно уменьшаются разность потенциалов и напряженность электрического поля между обкладками конденсатора. Количество энергии в электрическом поле конденсатора уменьшается, тогда как величина тока и напряженность магнитного поля катушки уве-

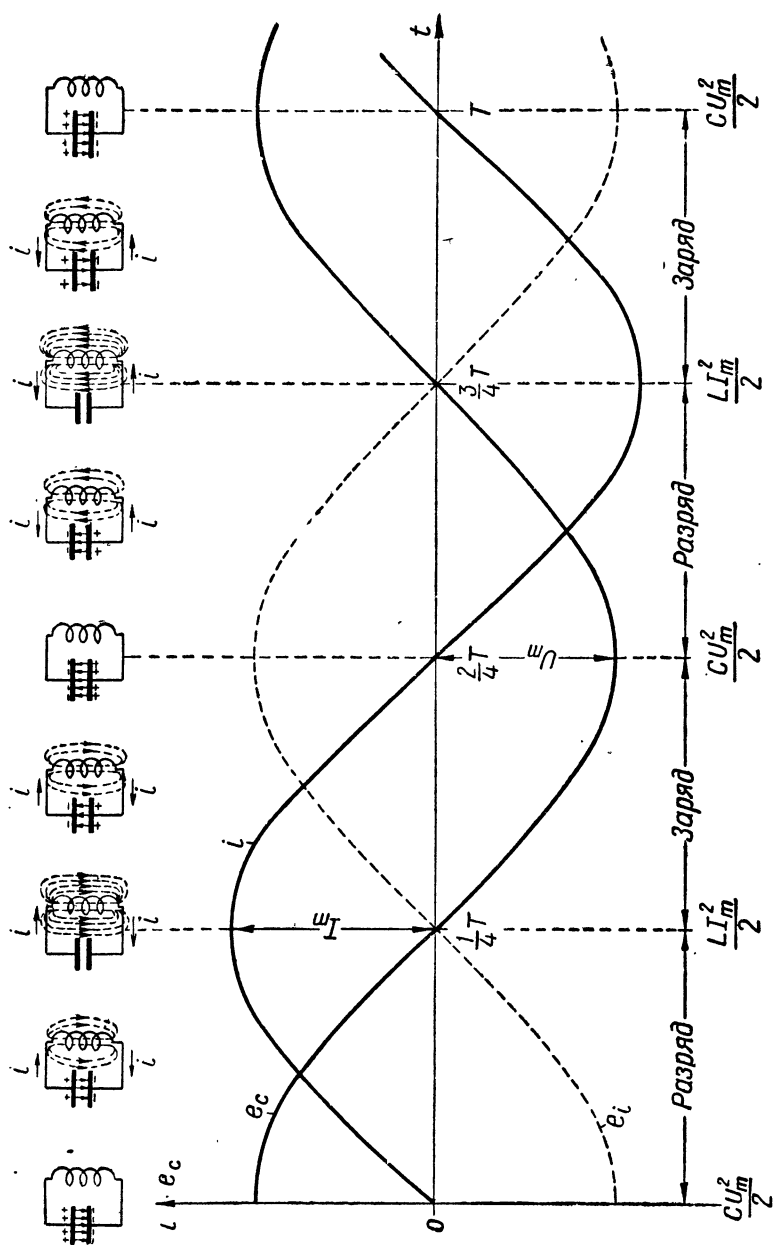


Рис. 1.14. Свободные колебания в контуре

личиваются; энергия превращается из электрической в магнитную, переходит из конденсатора в катушку индуктивности. Количество энергии в магнитном поле в любой момент времени определяется выражением

$$W_L = \frac{Li^2}{2},$$

где  $W_L$  — количество энергии в магнитном поле катушки в джоулях;

$L$  — индуктивность катушки в генри;

$i$  — мгновенное значение тока, протекающего через катушку, в амперах.

К моменту времени  $t = \frac{1}{4}T$  конденсатор разряжается и разность потенциалов между его обкладками становится равной нулю. Ток в контуре и напряженность магнитного поля в катушке в этот момент максимальны: вся электрическая энергия превратилась в магнитную. Количество энергии в магнитном поле катушки

$$W_L = \frac{LI_m^2}{2},$$

где  $I_m$  — амплитудное значение тока в катушке в амперах.

Как показано выше, в момент времени  $t = \frac{1}{4}T$  разность потенциалов между обкладками конденсатора равна нулю. Кажется бы, движение зарядов (электронов) в этом случае должно прекратиться, т. е. ток должен уменьшиться до нуля. Но энергия, запасенная в магнитном поле катушки, согласно закону сохранения энергии исчезнуть не может. При уменьшении тока в катушке возникает э. д. с. самоиндукции согласного знака, под действием которой продолжается движение зарядов в прежнем направлении. В результате верхняя пластина конденсатора заряжается отрицательно, а нижняя — положительно (т. е. количество электронов продолжает уменьшаться на нижней пластине и увеличивается на верхней).

Энергия из магнитного поля катушки переходит в электрическое поле конденсатора. С течением времени ток и количество магнитной энергии в катушке уменьшаются, а разность потенциалов между обкладками конденсатора и количество электрической энергии в нем увеличиваются.

К моменту времени  $t = \frac{2}{4}T$  магнитная энергия превращается в электрическую — конденсатор снова заряжается до первоначального значения, но знак разности потенциалов и направление электрического поля изменяются.

Затем снова начинается разряд конденсатора через катушку индуктивности. Под действием разности потенциалов между об-

кладками конденсатора в контуре проходит ток от нижней обкладки конденсатора к верхней.

При появлении и возрастании тока в катушке снова возникает э. д. с. самоиндукции, которая препятствует быстрому нарастанию тока и замедляет разряд конденсатора. При этом величина заряда на каждой его обкладке, разность потенциалов и напряженность электрического поля между обкладками уменьшаются.

Уменьшается также и количество энергии, запасенное в электрическом поле конденсатора, в то время как величина тока в контуре и количество энергии в магнитном поле катушки увеличиваются. Электрическая энергия превращается в магнитную.

К моменту времени  $t = \frac{3}{4} T$  разряд конденсатора заканчивается. Разность потенциалов между обкладками конденсатора, под действием которой через катушку шел ток, становится равной нулю, но движение зарядов в цепи не прекращается, так как в витках катушки возникает э. д. с. самоиндукции, которая поддерживает ток в прежнем направлении. В результате конденсатор снова перезаряжается и энергия переходит из магнитного поля катушки в электрическое поле конденсатора.

К моменту времени  $t = T$  разность потенциалов между обкладками конденсатора становится максимальной и равной первоначальному значению, до которого был заряжен конденсатор от источника.

После этого начинается разряд конденсатора через катушку индуктивности и процесс повторяется.

Процесс непрерывного превращения энергии из электрической в магнитную и из магнитной в электрическую называют электромагнитными колебаниями. Время  $T$ , в течение которого происходит одно колебание, называют периодом колебаний.

Так как колебания в контуре получаются за счет разряда конденсатора через катушку индуктивности и происходят без какого-либо внешнего воздействия, они называются свободными или собственными колебаниями контура.

При свободных колебаниях на зажимах контура (точки  $a$ ,  $b$  на рис. 1.13) можно обнаружить переменную разность потенциалов (переменное напряжение), а в контуре — переменный ток.

Мощность, расходуемая в идеальном (без потерь) контуре, равна нулю, так как фазовый сдвиг между током и напряжением составляет четверть периода ( $90^\circ$ ):

$$P = UI \cos \varphi;$$

но  $\cos \varphi = \cos 90^\circ = 0$ , следовательно,

$$P = UI \cos \varphi = 0.$$

Таким образом, в контуре происходит обмен реактивной энергией между конденсатором и катушкой.

Выше предполагалось, что активное сопротивление в контуре равно нулю, т. е. отсутствуют потери в катушке, соединительных проводах и диэлектрике конденсатора. При этих условиях запасенная контуром энергия в процессе колебаний не расходуется, т. е. не превращается в тепло или в другие виды энергии. Значит, амплитуда тока в контуре и амплитуда переменной разности потенциалов (напряжения) на зажимах контура с течением времени остаются неизменными.

Колебания, амплитуда которых с течением времени не изменяется, называются незатухающими.

## 2. Величины, характеризующие свободные колебания

### Частота и период свободных колебаний

Частота свободных колебаний определяется величинами  $L$  и  $C$  контура. В процессе колебаний энергия электрического поля целиком превращается в энергию магнитного поля (если полагать, что потери энергии отсутствуют). Поэтому максимальные значения энергии электрического поля конденсатора и энергии магнитного поля катушки равны:

$$W_C = W_L,$$

или

$$\frac{CU_m^2}{2} = \frac{LI_m^2}{2}, \quad (1.13)$$

где  $U_m$  — амплитудное значение напряжения на контуре;

$I_m$  — амплитудное значение тока в контуре.

Для колебательного контура справедливы законы и положения теории переменного тока. Между амплитудой тока  $I_m$ , проходящего в контуре, и амплитудой напряжения  $U_m$  на катушке индуктивности (на контуре) существует соотношение

$$U_m = I_m \omega_0 L,$$

где  $\omega_0$  — угловая (круговая) частота тока в контуре.

Подставив это выражение в равенство (1.13), получим

$$\frac{LI_m^2}{2} = \frac{CU_m^2}{2} = \frac{C(I_m \omega_0 L)^2}{2} = \frac{CI_m^2 \omega_0^2 L^2}{2}.$$

Сократив на  $\frac{LI_m^2}{2}$ , получим

$$1 = CL\omega_0^2.$$

Из этого выражения легко найти значение угловой (круговой) частоты:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (1.14)$$

Но  $\omega_0 = 2\pi f_0$ , отсюда

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad (1.15)$$

где  $f_0$  — частота свободных (собственных) колебаний идеального контура в герцах;

$L$  — индуктивность катушки контура в генри;

$C$  — емкость конденсатора контура в фарадах.

Следовательно, чем больше емкость и индуктивность контура, тем ниже частота его собственных колебаний.

Период  $T_0$  свободных колебаний идеального контура определяется формулой

$$T_0 = \frac{1}{f_0} = 2\pi\sqrt{LC}, \quad (1.16)$$

где  $T_0$  — период свободных колебаний контура в секундах.

Зависимость периода и частоты свободных колебаний контура от величин  $C$  и  $L$  объясняется следующим: увеличение емкости увеличивает время заряда и разряда конденсатора (при прочих равных условиях), так как для создания между обкладками конденсатора той же разности потенциалов требуется большее количество электричества, а это в свою очередь требует большего времени. При увеличении индуктивности возрастает противодействие изменениям тока, следовательно, ток медленнее нарастает и медленнее уменьшается.

В радиотехнике используются колебательные контуры, состоящие из емкости в несколько сотен пикофард и меньше, и индуктивности в несколько миллигенри и меньше.

**Пример.** Колебательный контур состоит из катушки, индуктивность которой  $L=400$  мкГн, и конденсатора, емкость которого  $C=400$  пф. Определить частоту и период свободных колебаний контура.

Угловая частота свободных колебаний

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{400}{10^6} \cdot \frac{400}{10^{12}}}} = \frac{1}{\frac{400}{10^9}} = 2,5 \cdot 10^6 \text{ рад/сек.}$$

Частота свободных колебаний

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{2,5 \cdot 10^6}{6,28} \approx 400 \cdot 10^3 \text{ Гц} = 400 \text{ кГц.}$$

Период свободных колебаний

$$T_0 = 2\pi\sqrt{LC} = 6,28 \cdot \frac{400}{10^9} = 6,28 \cdot 4 \cdot 10^{-7} \approx 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ сек} = 2,5 \text{ мксек.}$$



## Длина волны

Строго говоря, понятие о длине волны нельзя связывать с колебательным контуром, поскольку в нем не возникают волны; в контуре получается переменный электрический ток, а на зажимах контура — переменная разность потенциалов (переменное напряжение). Однако в передающем устройстве энергия электромагнитных колебаний высокой частоты (переменный ток и переменное напряжение) из колебательного контура передается в антенну, которая излучает эту энергию в окружающее пространство. В пространстве энергия распространяется в виде электромагнитных волн.

Определенной частоте колебаний (или периоду) в контуре соответствует определенная длина волны в пространстве.

Длиной волны называют расстояние, на которое распространяется электромагнитная энергия за время одного периода.

Длина волны определяется выражением

$$\lambda = vT, \quad (1.17)$$

где  $\lambda$  — длина волны в метрах;

$v$  — скорость распространения электромагнитной энергии в м/сек;

$T$  — период колебаний в секундах.

Так как  $T = \frac{1}{f}$ , то

$$\lambda = \frac{v}{f}, \quad (1.18)$$

где  $f$  — частота колебаний в герцах.

Чем выше частота колебаний (меньше период), тем короче длина волны.

Скорость распространения электромагнитной энергии (электромагнитных волн или радиоволн) в свободном пространстве — величина постоянная, равная скорости света ( $v = 3 \cdot 10^8$  м/сек).

В радиотехнической практике частоту принято выражать в килогерцах и мегагерцах. Перепишем формулу (1.18):

$$\lambda [м] = \frac{v [м/сек]}{f [гц]} = \frac{3 \cdot 10^8}{f [гц]} = \frac{3 \cdot 10^5}{f [кгц]} = \frac{300}{f [Мгц]}.$$

Иногда контур характеризуют не частотой собственных колебаний, а длиной волны. Длина волны в пространстве определяется частотой тока в передающей антенне, а в конечном счете — частотой (или периодом) собственных колебаний контура. Можно установить связь между длиной волны и основными (первичными) параметрами контура:

$$\lambda_0 = vT_0 = \frac{v}{f_0},$$

где  $\lambda_0$  — собственная длина волны контура в метрах.

Отсюда

$$\lambda_0 [м] = v \cdot 2\pi \sqrt{LC} = 3 \cdot 10^8 \cdot 2\pi \sqrt{L [гн] C [ф]}. \quad (1.19)$$

Для практических расчетов удобно индуктивность выражать в микрогенри, а емкость — в пикофарадах. В этом случае выражение (1.19) будет иметь вид

$$\begin{aligned} \lambda_0 [м] &= v \cdot 2\pi \sqrt{L [гн] C [ф]} = 3 \cdot 10^8 \cdot 6,28 \sqrt{\frac{L [мкгн]}{10^6} \cdot \frac{C [пф]}{10^{12}}} = \\ &= \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 6,28}{10^9} \sqrt{L [мкгн] C [пф]} \approx 1,88 \sqrt{L [мкгн] C [пф]}. \quad (1.20) \end{aligned}$$

Иногда возникает задача обратного порядка: по заданной длине волны и одному из основных параметров контура ( $L$  или  $C$ ) определить другой параметр. Удобная для подобных случаев формула получается путем возведения в квадрат и простого преобразования формулы (1.20):

$$\lambda_0^2 = 3,54 LC,$$

откуда

$$L [мкгн] = \frac{\lambda^2 [м]}{3,54 C [пф]}; \quad C [пф] = \frac{\lambda^2 [м]}{3,54 L [мкгн]}.$$

**Пример.** Контур состоит из катушки, индуктивность которой  $L=400$  мкгн, и конденсатора, емкость которого  $C=400$  пф. Определить собственную длину волны контура.

$$\lambda_0 = 1,88 \sqrt{L [мкгн] C [пф]} = 1,88 \sqrt{400 \cdot 400} \approx 750 \text{ м}.$$

### Характеристическое (волновое) сопротивление контура

Характеристическое сопротивление контура определяется отношением напряжения на контуре к току в контуре при свободных колебаниях. Установим это отношение исходя из равенства

$$\frac{LI_m^2}{2} = \frac{CU_m^2}{2}.$$

Решив уравнение относительно  $I_m^2$ , получим

$$I_m^2 = \frac{CU_m^2}{L}.$$

Извлечем корень из обеих частей уравнения:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{\frac{L}{C}}}.$$

Выражение  $\sqrt{\frac{L}{C}} = \rho$  имеет размерность сопротивления и называется характеристическим или волновым сопротивлением контура.

Смысл характеристического сопротивления контура можно показать на следующем примере. Пусть два контура (рис. 1.15) имеют одинаковую частоту собственных (свободных) колебаний, но отличаются соотношением индуктивности и емкости: первый контур образован малой емкостью и значительной индуктивностью, второй — большой емкостью и малой индуктивностью.

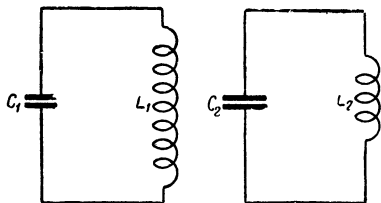


Рис. 1.15. Контур с различными волновыми сопротивлениями

Оба конденсатора заряжены до одинакового по величине напряжения. При этом в конденсаторе  $C_1$  первого контура оказывается запасенным меньшее количество электричества (электрической энергии), чем в конденсаторе второго контура. Период колебаний в обоих случаях одинаков, но в первом контуре количество колеблющейся энергии мало и ток в контуре также мал. Во втором контуре ток больше, так как больше количество колеблющейся в контуре энергии. При неизменном напряжении на контуре колебательный ток контура зависит от соотношения величин  $L$  и  $C$  контура.

Ток свободных колебаний во втором контуре больше, чем в первом, поэтому следует считать, что волновое сопротивление второго контура меньше, чем первого.

При свободных колебаниях в контуре проходит синусоидальный переменный ток. Индуктивное сопротивление катушки этому току равно

$$X_L = \omega_0 L.$$

Угловая частота свободных колебаний

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Подставив значение  $\omega_0$  в формулу индуктивного сопротивления, получим

$$X_L = \omega_0 L = \frac{1}{\sqrt{LC}} L = \sqrt{\frac{L}{C}} = \rho. \quad (1.21)$$

Емкостное сопротивление конденсатора для тока свободных колебаний равно

$$X_C = \frac{1}{\omega_0 C}.$$

Подставив сюда значение  $\omega_0$ , получим

$$X_C = \frac{1}{\omega_0 C} = \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{LC}} C} = \frac{\sqrt{LC}}{C} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \rho. \quad (1.22)$$

Таким образом, индуктивное сопротивление катушки или емкостное сопротивление конденсатора для тока свободных колебаний равно характеристическому сопротивлению контура.

**Пример.** Контур состоит из катушки, индуктивность которой  $L=400 \text{ мкГн}$ , и конденсатора, емкость которого  $C=400 \text{ пф}$ . Определить амплитуду тока в контуре, если амплитуда напряжения  $U_m=100 \text{ в}$ .

Характеристическое сопротивление контура

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{400 \cdot 10^{-6}}{400 \cdot 10^{-12}}} = 10^3 \text{ ом} = 1000 \text{ ом}.$$

Амплитуда тока в контуре

$$I_m = \frac{U_m}{\rho} = \frac{100}{1000} = 0,1 \text{ а}.$$

### 3. Затухание колебаний в контуре

Как уже указывалось, реальный контур всегда содержит активное сопротивление, в котором безвозвратно расходуется на тепло часть энергии контура в процессе колебаний. Вследствие этого количество энергии в контуре непрерывно уменьшается и колебания затухают. Амплитуда колебаний (амплитуда тока и амплитуда напряжения) убывает по экспоненциальному закону (рис. 1.16): вначале быстро, а затем медленнее. Степень затухания зависит главным образом от активного сопротивления контура. Из двух контуров, имеющих одинаковые  $L$  и  $C$ , но разные активные сопротивления, колебания быстрее затухают в контуре, где активное сопротивление больше.

Контур с точки зрения затухания колебаний характеризуется декрементом затухания (отвлеченным числом), показывающим, какая часть энергии расходуется в контуре на тепло за половину периода.

Согласно определению

$$\delta = \frac{W_R}{W_L},$$

где  $W_R$  — количество энергии, расходуемой в активном сопротивлении за половину периода;

$W_L$  — полное количество колеблющейся энергии.

Количество энергии, расходуемой в активном сопротивлении контура за половину периода,

$$W_R = \frac{I_m^2 R}{2} \cdot \frac{T}{2} \text{ [джоулей]}.$$

Полный запас энергии контура

$$W_L = \frac{LI_m^2}{2}.$$

Декремент затухания

$$\delta = \frac{W_R}{W_L} = \frac{\frac{I_m^2 R}{2} \cdot \frac{T}{2}}{\frac{LI_m^2}{2}} = \frac{R}{2L} T. \quad (1.23)$$

Имея в виду, что  $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$ , получим

$$\delta = \frac{R}{2L} \cdot \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{\pi R}{\omega_0 L} = \frac{\pi R}{\rho}. \quad (1.24)$$

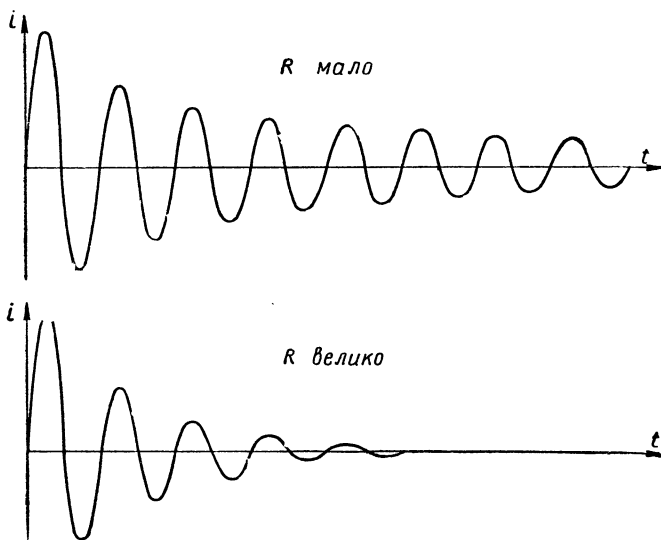


Рис. 1.16. Затухание колебаний в контуре при различной величине активного сопротивления

Декремент затухания прямо пропорционален активному сопротивлению и обратно пропорционален волновому сопротивлению контура. Обычно он имеет величину в несколько сотых долей единицы.

**Пример.** Контур состоит из катушки, индуктивность которой  $L=400$  мкГн, конденсатора, емкость которого  $C=400$  пФ, и активного сопротивления  $R=10$  ом. Определить декремент затухания контура.

Характеристическое сопротивление контура с такими параметрами было определено выше: оно равно 1000 ом.

Декремент затухания

$$\delta = \frac{\pi R}{\rho} = \frac{3,14 \cdot 10}{1000} = 0,0314.$$

Кроме декремента затухания контура, на практике пользуются понятиями «затухание контура» и «добротность контура».

Затуханием контура называют отношение активного сопротивления контура к волновому:

$$d = \frac{R}{\rho}. \quad (1.25)$$

Величину, обратную затуханию, называют добротностью (или качеством) контура:

$$Q = \frac{\rho}{R}.$$

Так как характеристическое сопротивление контура равно реактивному сопротивлению катушки и реактивному сопротивлению конденсатора, то

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{X_L}{R} = \frac{\omega_0 L}{R}, \quad (1.26)$$

или

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{X_C}{R} = \frac{1}{\omega_0 C R}. \quad (1.27)$$

Чем меньше активное сопротивление контура по сравнению с реактивным, тем лучше контур (тем выше его добротность). А так как потери энергии в контуре происходят в основном в активном сопротивлении катушки (потери в конденсаторе обычно значительно меньше), то добротность контура определяется добротностью катушки. У контуров, содержащих катушку из провода с хорошо проводящей поверхностью и имеющей высокую изоляцию, величина  $Q$  достигает 200—300. Добротность контура среднего качества составляет несколько десятков. Необходимо иметь в виду, что при включении контура в схему добротность контура может понизиться из-за дополнительных потерь энергии в шунтирующих цепях.

**Пример.** Контур состоит из катушки, индуктивность которой  $L = 400 \text{ мкГн}$ , конденсатора, емкость которого  $C = 400 \text{ пф}$ , и активного сопротивления  $R = 10 \text{ ом}$ . Определить добротность контура.

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{\omega_0 L}{R}.$$

Характеристическое сопротивление этого контура было определено выше ( $\rho = 1000 \text{ ом}$ ), следовательно,

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{1000}{10} = 100.$$

Активное сопротивление влияет также на частоту свободных колебаний. Частота свободных колебаний реального контура определяется выражением

$$f = f_0 \sqrt{1 - \frac{R^2 C}{4L}},$$

т. е. при увеличении активного сопротивления  $R$  частота колебаний уменьшается. Однако для радиотехнических контуров (с добротностью порядка десятков и сотен единиц) влияние активного сопротивления на частоту колебаний ничтожно. Поэтому при всех практических расчетах влиянием  $R$  на частоту колебаний контура пренебрегают.

#### 4. Условия возникновения свободных колебаний в контуре

Как было показано, колебательный контур обладает способностью превращать сообщаемый ему первоначальный запас энергии в энергию свободных электромагнитных колебаний определенной частоты. Колебательный процесс возникает вследствие попеременного обмена реактивной энергией между индуктивностью и емкостью. Если весь накопленный в электрическом поле конденсатора запас энергии сразу превратить в тепло, то колебательный процесс в контуре прекратится.

При большом активном сопротивлении в контуре, когда весь запас энергии быстро превращается в тепло, разряд конденсатора носит аperiодический (не колебательный) характер.

Расчеты показывают, что разряд получается аperiодическим при выполнении условия

$$R > 2 \sqrt{\frac{L}{C}} = 2\rho.$$

Изменение разности потенциалов между пластинами конденсатора и тока в контуре при аperiодическом разряде показано на рис. 1.17.

При активном сопротивлении

$$R = 2 \sqrt{\frac{L}{C}} = 2\rho$$

получается критический режим, который лежит на грани между колебательным и аperiодическим разрядом конденсатора. Для критического режима время полного разряда конденсатора (т. е. время, в течение которого весь запас энергии превращается в тепло) наименьшее.

Если

$$R < 2 \sqrt{\frac{L}{C}} = 2\rho,$$

то разряд конденсатора через катушку индуктивности носит колебательный характер. Поэтому данное соотношение является условием возникновения свободных колебаний в контуре.

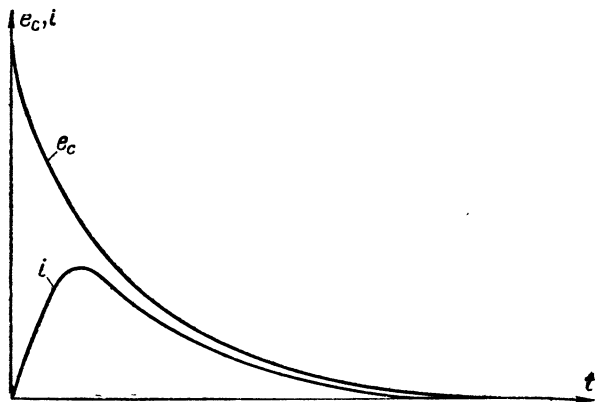


Рис. 1.17. Аperiodический разряд конденсатора через катушку

### § 3. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

В предыдущем параграфе было показано, что свободные колебания получаются затухающими из-за необратимых потерь энергии на тепло.

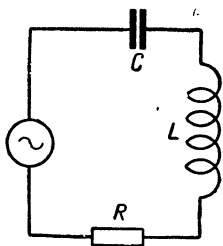


Рис. 1.18. Включение генератора переменного тока в контур (последовательный контур)

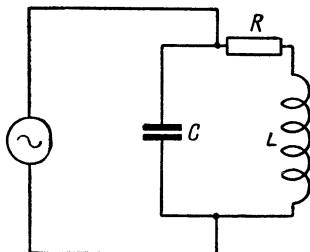


Рис. 1.19. Подключение генератора переменного тока к контуру (параллельный контур)

В современной же радиотехнике используются незатухающие колебания. Для получения таких колебаний необходимо непрерывно пополнять запас энергии контура, чтобы компенсировать потери. Для этого контур подключается к генератору переменного тока. Незатухающие колебания, возникающие в контуре, называются вынужденными, поскольку их частота определяется частотой генератора.



В первом случае (рис. 1.18), когда генератор включается в разрыв контура, контур называют последовательным. Во втором случае (рис. 1.19), когда генератор подключают к контуру извне, контур называют параллельным. Настоящий параграф посвящен рассмотрению процессов в последовательном контуре.

## 1. Условия резонанса

На рис. 1.18 показана электрическая цепь, состоящая из генератора и последовательно включенных конденсатора  $C$ , катушки индуктивности  $L$  и активного сопротивления  $R$ . Активное сопротивление  $R$ , учитывающее потери энергии в катушке и конденсаторе, для удобства анализа и расчетов изображается на схеме в виде отдельного элемента. Под действием переменного напряжения генератора в цепи проходит переменный ток. Полное сопротивление последовательного контура равно геометрической сумме емкостного, индуктивного и активного сопротивлений:

$$Z_k = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}. \quad (1.28)$$

В общем случае оно содержит активную и реактивную составляющие, т. е.

$$Z_k = \sqrt{R^2 + X^2}.$$

Реактивная составляющая  $X$  равна разности индуктивного и емкостного сопротивлений:

$$X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}.$$

По характеру реактивное сопротивление  $X$  контура может быть емкостным или индуктивным в зависимости от того, какое из сопротивлений, индуктивное сопротивление катушки или емкостное сопротивление конденсатора, имеет большую величину.

Ток в контуре зависит от напряжения генератора и полного сопротивления контура:

$$I_k = \frac{U_{\text{ген}}}{Z_k} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + X^2}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Емкостное сопротивление конденсатора и индуктивное сопротивление катушки зависят от частоты питающего тока: первое с повышением частоты уменьшается, второе — увеличивается (рис. 1.20).

При частоте  $f_{\text{ген}} = f_{\text{рез}}$  эти сопротивления оказываются численно равными:

$$X_L = X_C; \quad \omega_{\text{рез}} L = \frac{1}{\omega_{\text{рез}} C}.$$

Режим, возникающий в цепи последовательного контура при равенстве емкостного и индуктивного сопротивлений, называют резонансом напряжений.

Условие резонанса можно сформулировать иначе. Для этого определим частоту, при которой получается равенство емкостного и индуктивного сопротивлений.

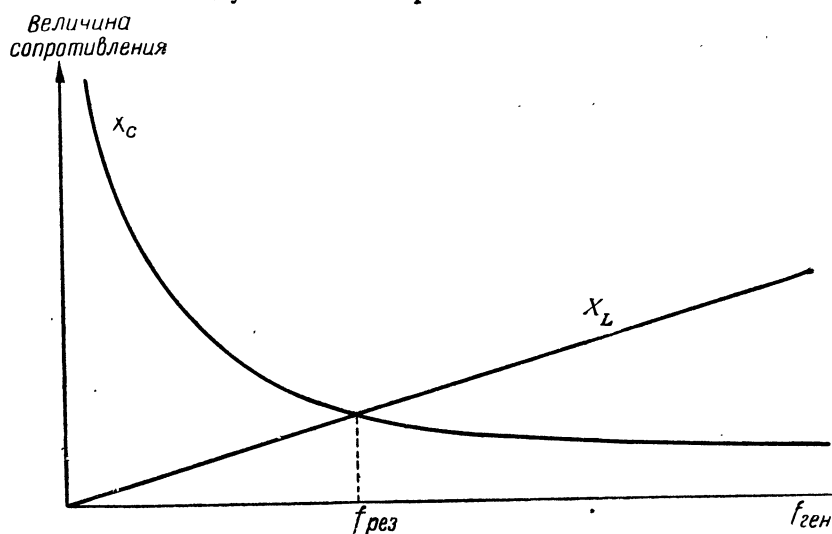


Рис. 1.20. Зависимость емкостного сопротивления конденсатора и индуктивного сопротивления катушки от частоты генератора

Из равенства  $\omega_{\text{рез}} L = \frac{1}{\omega_{\text{рез}} C}$  получим

$$\omega_{\text{рез}}^2 LC = 1,$$

где  $\omega_{\text{рез}}$  — частота источника, при которой наступает резонанс. Отсюда

$$\omega_{\text{рез}}^2 = \frac{1}{LC},$$

или

$$\omega_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

или соответственно

$$f_{\text{рез}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}. \quad (1.29)$$

Получилась такая же формула, как и для частоты свободных (собственных) колебаний контура.

Таким образом, условием резонанса является

равенство (совпадение) частоты питающего генератора и собственной частоты контура (частоты свободных колебаний):

$$f_{\text{ген}} = f_0, \quad \omega_{\text{ген}} = \omega_0,$$

где  $f_0$  — собственная частота контура (частота свободных колебаний).

## 2. Процессы, происходящие в последовательном контуре при резонансе

Ток контура  $I_K$ , создаваемый напряжением генератора, проходя через конденсатор, поочередно заряжает и разряжает его. При этом на конденсаторе получается переменная разность по-

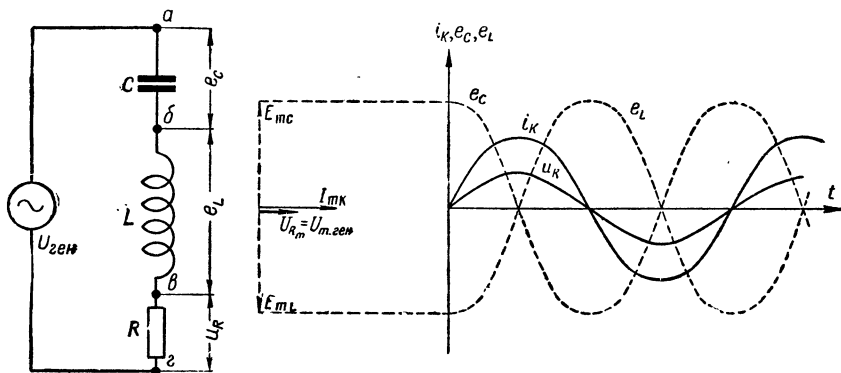


Рис. 1.21. Последовательный контур и фазовые соотношения в нем

тенциалов  $e_C$ , называемая электродвижущей силой конденсатора. Как было показано в § 1, э. д. с. емкости опережает по фазе на четверть периода ( $90^\circ$ ) ток, проходящий в цепи (рис. 1.21), и равна напряжению, которое требуется для преодоления емкостного сопротивления:

$$E_C = -U_C.$$

Знак минус говорит о противофазности э. д. с. и напряжения.

Падение напряжения на конденсаторе

$$U_C = I_K X_C = I_K \frac{1}{\omega C} = I_K \frac{1}{2\pi f C} = -E_C.$$

В то же время ток контура  $I_K$ , проходя через катушку, возбуждает в ней э. д. с. самоиндукции, отстающую по фазе от тока на четверть периода ( $90^\circ$ ).

Напряжение, требующееся для преодоления индуктивного сопротивления катушки, равно

$$U_L = I_K X_L = I_K \omega L = I_K \cdot 2\pi f L.$$

Э. д. с. самоиндукции и падение напряжения на индуктивном сопротивлении равны и уравновешивают друг друга:

$$E_L = -U_L.$$

Выше было показано, что э. д. с. конденсатора опережает по фазе ток  $I_k$  контура на четверть периода ( $90^\circ$ ), а э. д. с. самоиндукции отстает от тока также на четверть периода. Между собой э. д. с. емкости и э. д. с. самоиндукции сдвинуты по фазе на полпериода ( $180^\circ$ ). Разность потенциалов между точками  $a$ — $b$  можно найти путем вычитания  $e_L$  из  $e_C$  (или наоборот). Таким образом, в последовательной цепи э. д. с. емко-

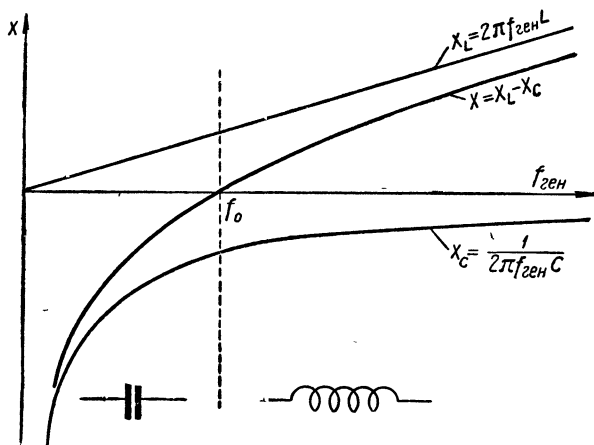


Рис. 1.22. Зависимость реактивного сопротивления последовательного контура от частоты генератора

сти и э. д. с. самоиндукции компенсируют друг друга. При этом емкостное и индуктивное сопротивления имеют разные знаки: индуктивное сопротивление считается положительным, а емкостное — отрицательным.

На рис. 1.22 приведен график, показывающий зависимость реактивных сопротивлений катушки и конденсатора от частоты генератора.

При резонансе емкостное сопротивление конденсатора и индуктивное сопротивление катушки равны. Это означает, что реактивное сопротивление и разность потенциалов между точками  $a$ — $b$  равны нулю, т. е.

$$X = X_L - X_C = \omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C} = 0$$

и

$$E_{a-b} = E_L - E_C = -U_L + U_C = -I_{\text{рез}} X_L + I_{\text{рез}} X_C = 0.$$

Полное сопротивление контура при резонансе является чисто активным и равно  $R$ :

$$Z_{\text{рез}} = \sqrt{R^2 + \left(\omega_0 L - \frac{1}{\omega_0 C}\right)^2} = R.$$

Ток в контуре при резонансе зависит только от активного сопротивления  $R$  и напряжения генератора:

$$I_{\text{рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R}. \quad (1.30)$$

Ввиду активного характера сопротивления последовательного контура при резонансе ток  $I_{\text{рез}}$  совпадает по фазе с напряжением генератора.

Благодаря малой величине активного сопротивления  $R$  ток в контуре при резонансе ( $I_{\text{рез}}$ ) достигает больших значений. Падение напряжения на активном сопротивлении  $R$  равно напряжению генератора:

$$U_R = I_{\text{рез}} R = U_{\text{ген}}.$$

Индуктивное сопротивление катушки при резонансе в  $Q$  раз превышает активное сопротивление  $R$  контура, так как

$$Q = \frac{\rho}{R} = \frac{X_L}{R} = \frac{\omega_0 L}{R}.$$

То же самое можно сказать о величине емкостного сопротивления конденсатора:

$$Q = \frac{X_C}{R} = \frac{1}{\omega_0 C R}.$$

Для радиотехнических контуров  $Q$  имеет значение от нескольких десятков до 300. Следовательно, индуктивное сопротивление катушки и емкостное сопротивление конденсатора, взятые каждое в отдельности, больше активного сопротивления в десятки или сотни раз. Из этого следует, что э. д. с. емкости и э. д. с. самоиндукции катушки, взятые в отдельности, в  $Q$  раз (т. е. в десятки или сотни раз) больше напряжения на активном сопротивлении  $R$ , т. е. напряжения генератора. В этом состоит сущность резонанса напряжений.

**Пример.** Напряжение генератора  $U_{\text{ген}} = 100$  в, частота генератора  $f_{\text{ген}} = 400$  кГц. Емкость контура  $C = 400$  пФ, индуктивность  $L = 400$  мкГн, активное сопротивление  $R = 10$  ом.

Определить напряжение на конденсаторе, катушке индуктивности и на активном сопротивлении при резонансе.

**Решение.** Частота свободных колебаний контура с такими данными была подсчитана выше, она равна  $f_0 = 400$  кГц. Частота генератора также 400 кГц. Следовательно, в контуре имеется резонанс.

Емкостное сопротивление конденсатора

$$X_C = \frac{1}{2\pi f C} = \frac{1}{6,28 \cdot 400 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-12}} \approx 1000 \text{ ом}.$$

Индуктивное сопротивление катушки

$$X_L = 2\pi fL = 6,28 \cdot 400 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-6} \approx 1000 \text{ ом}.$$

Ток в контуре

$$I_{\text{рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R} = \frac{100 \text{ в}}{10 \text{ ом}} = 10 \text{ а}.$$

Напряжение (э. д. с.) на конденсаторе

$$U_C = E_C = I_{\text{рез}} X_C = 10 \text{ а} \cdot 1000 \text{ ом} = 10\,000 \text{ в}.$$

Напряжение (э. д. с.) на катушке индуктивности

$$U_L = E_L = I_{\text{рез}} X_L = 10 \text{ а} \cdot 1000 \text{ ом} = 10\,000 \text{ в}.$$

Напряжение на активном сопротивлении

$$U_R = I_{\text{рез}} R = 10 \text{ а} \cdot 10 \text{ ом} = 100 \text{ в}.$$

### 3. Резонансные кривые последовательного контура

Сигналы, излучаемые радиопередатчиком, содержат ряд частот, близких друг к другу. Поэтому практический интерес представляет не только разобранный выше случай питания контура током резонансной частоты, но и случаи, когда контур питается токами, частота которых ниже и выше резонансной. Свойства контура удобно оценивать при помощи резонансной кривой.

Величина тока в последовательном контуре зависит от напряжения генератора и от сопротивления контура.

Сопротивление контура складывается из емкостного, индуктивного и активного сопротивления. Полное сопротивление в общем случае определяется формулой (1.28).

Величина тока в последовательном контуре равна

$$I_k = \frac{U_{\text{ген}}}{Z_k} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + X^2}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Полное сопротивление контура — непостоянная величина, так как емкостное сопротивление конденсатора и индуктивное сопротивление катушки зависят от частоты. Эти зависимости показаны на рис. 1.23. На этом же рисунке показана зависимость полного сопротивления контура от частоты генератора. При резонансе полное сопротивление контура равно активному сопротивлению  $R$  контура. При частоте ниже резонансной преобладает емкостное сопротивление ( $X_C > X_L$  по абсолютному значению) и полное сопротивление контура носит емкостный характер. При частоте выше резонансной преобладает индуктивное сопротивление ( $X_L > X_C$  по абсолютному значению) и полное сопротивление контура имеет индуктивный характер.

Таким образом, при изменении частоты питающего тока изменяются величина и характер полного сопротивления последовательного контура. Поэтому величина тока в контуре зависит от частоты генератора.

При резонансе сопротивление контура имеет наименьшее значение и ток достигает максимального значения, определяемого формулой (1.30). При уменьшении и увеличении частоты сопротивление контура возрастает, а ток уменьшается. Одновременно с этим увеличивается фазовый сдвиг между напряжением и током. Зависимость тока в контуре от частоты пи-

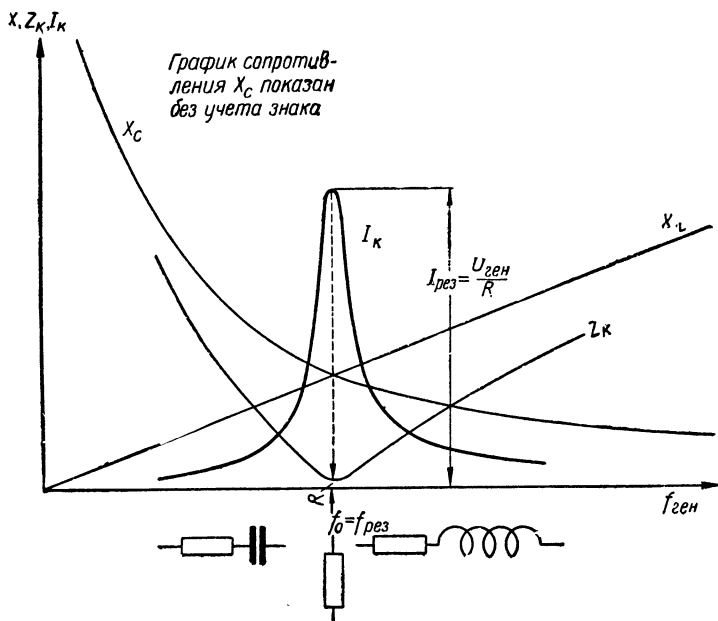
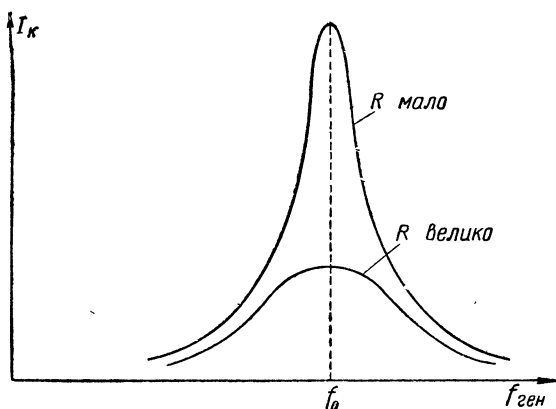


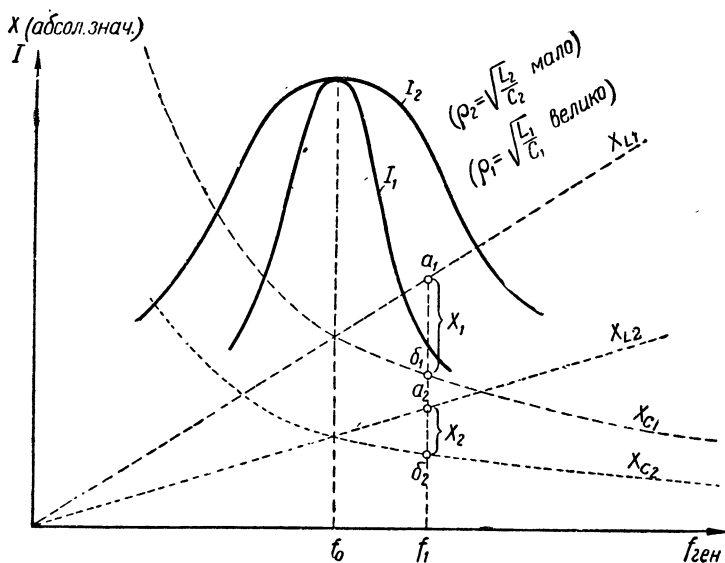
Рис. 1.23. Зависимость полного сопротивления последовательного контура и тока в контуре от частоты генератора

тающего генератора показана на рис. 1.23. Кривая, показывающая зависимость тока в контуре от частоты генератора вблизи резонанса, называется резонансной кривой.

Форма резонансной кривой бывает различной и определяется добротностью контура, т. е. соотношением его активного и волнового сопротивлений. На рис. 1.24 показаны резонансные кривые двух контуров, имеющих одинаковые емкости и индуктивности ( $C_1 = C_2$ ,  $L_1 = L_2$ ), но различные активные сопротивления. Обе кривые сняты при одном и том же напряжении генератора. При большой величине активного сопротивления ток в контуре при резонансе мал и максимум резонансной кривой получается тупым.



**Рис. 1.24.** Резонансные кривые двух контуров, имеющих одинаковые емкости и индуктивности ( $C_1=C_2$ ,  $L_1=L_2$ ), но различные активные сопротивления. Кривые сняты при одном и том же напряжении генератора



**Рис. 1.25.** Резонансные кривые двух контуров, имеющих одинаковые резонансные частоты и активные сопротивления, но различные волновые сопротивления ( $L_1 > L_2$ ,  $C_1 < C_2$ , но  $L_1 C_1 = L_2 C_2$ ). Кривые сняты при одном и том же напряжении генератора



На рис. 1.25 изображены резонансные кривые двух контуров, имеющих одинаковые резонансные (собственные) частоты ( $f_{01}=f_{02}$ ) и активные сопротивления ( $R_1=R_2$ ), однако различные волновые сопротивления ( $L_1 \neq L_2$ ,  $C_1 \neq C_2$ , но  $L_1 C_1 = L_2 C_2$ ). Обе кривые сняты при одном и том же напряжении генератора, поэтому ток при резонансе в обоих случаях одинаков. Первый контур образован большой индуктивностью  $L_1$  и малой емкостью  $C_1$ , а второй контур — малой индуктивностью  $L_2$  и большой емкостью  $C_2$ . При одной и той же частоте индуктивное сопротивление катушки  $L_1$  больше, чем катушки  $L_2$ , а емкостное сопротивление конденсатора  $C_1$  больше, чем конденсатора  $C_2$ .

Зависимость реактивных сопротивлений элементов первого и второго контуров от частоты показана на рис. 1.25 пунктирными кривыми. При уходе от резонанса реактивное сопротивление обоих контуров растет, но по-разному. При частоте выше резонансной оно равно разности индуктивного и емкостного сопротивлений. Например, при частоте  $f_1$  реактивное сопротивление первого контура изображается отрезком  $a_1—b_1$  (см. рис. 1.25), а второго отрезком  $a_2—b_2$ . Аналогично получается и при уменьшении частоты генератора. Таким образом, при одинаковом изменении частоты питающего тока сопротивление первого контура, состоящего из большой индуктивности и малой емкости, изменяется на большую величину, чем сопротивление второго контура, состоящего из малой индуктивности и большой емкости. Поэтому ток в первом контуре изменяется сильнее, т. е. резонансная кривая контура  $L_1 C_1$  получается острее, чем резонансная кривая контура  $L_2 C_2$ .

Следовательно, форма резонансной кривой зависит не только от величины активного сопротивления контура, но и от соотношения между индуктивностью  $L$  и емкостью  $C$  контура, т. е. от характеристического сопротивления контура. Соотношение между характеристическим и активным сопротивлением контура определяет добротность контура:

$$Q = \frac{\rho}{R}.$$

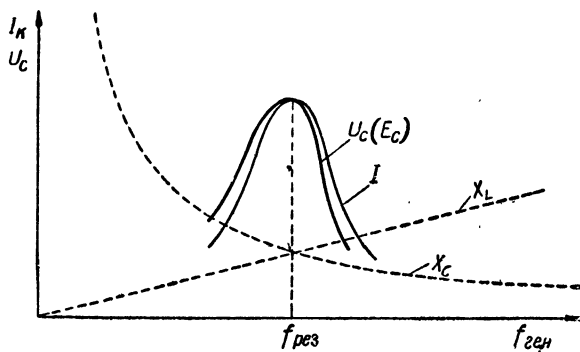
Таким образом, форма резонансной кривой последовательного контура зависит от добротности контура: чем выше добротность контура, тем острее резонансная кривая.

При изменении частоты питающего генератора изменяется напряжение на элементах контура. Практический интерес представляет зависимость напряжения (э. д. с.) на конденсаторе от частоты генератора [ $U_C = f(f_{\text{ген}})$ ].

Напряжение на конденсаторе пропорционально току в контуре и емкостному сопротивлению конденсатора:

$$U_C = I_{\kappa} X_C.$$

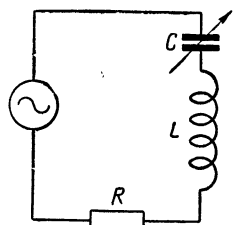
Ток в контуре вблизи резонанса резко изменяется при изменении частоты, сопротивление конденсатора при этом изменяется относительно мало. Если пренебречь этим изменением, то напряжение на конденсаторе при резонансе можно считать максимальным. Если бы емкостное сопротивление оставалось неизменным, то кривая  $U_C = f(f_{ген})$ , показывающая зависимость



**Рис. 1.26.** Зависимость напряжения (э. д. с.) на конденсаторе контура от частоты генератора

напряжения на конденсаторе от частоты генератора, была бы точно подобна резонансной кривой тока. Но так как емкостное сопротивление конденсатора при повышении частоты уменьшается, то резонансная кривая напряжения оказывается расположенной несимметрично относительно кривой тока (рис. 1.26). Правая ветвь кривой напряжения оказывается более крутой, левая более пологой, а вершина несколько смещенной влево. Однако практического значения смещение вершины кривой не имеет.

Резонанс в контуре можно получить не только изменением частоты генератора, но и настройкой контура путем изменения его емкости или индуктивности. Обычно для настройки контура изменяется емкость, для чего в контур включается конденсатор переменной емкости (рис. 1.27). При изменении емкости изменяется собственная частота контура. При некотором значении емкости  $C_{рез}$  собственная частота контура становится равной частоте генератора ( $f_0 = f_{ген}$ ) и ток в контуре приобретает максимальное значение. Резонансная кривая контура, снятая путем изменения емкости, изображена на рис. 1.28.



**Рис. 1.27.** Настраиваемый колебательный контур

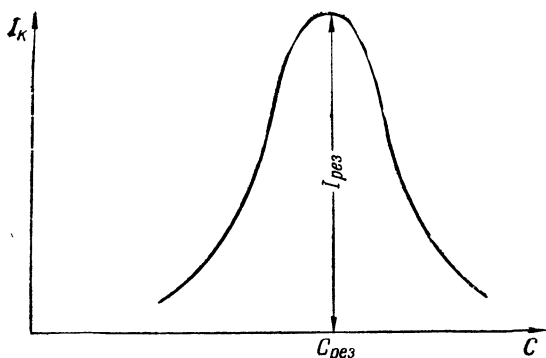


Рис. 1.28. Резонансная кривая последовательного контура, снятая путем изменения емкости

#### 4. Резонансная кривая в относительном масштабе

Когда частота питающего генератора не равна собственной частоте контура, контур называют расстроенным. Разность между частотой генератора и собственной частотой контура принято называть абсолютной расстройкой и обозначать  $\Delta f$ :

$$\Delta f = f_{\text{ген}} - f_0.$$

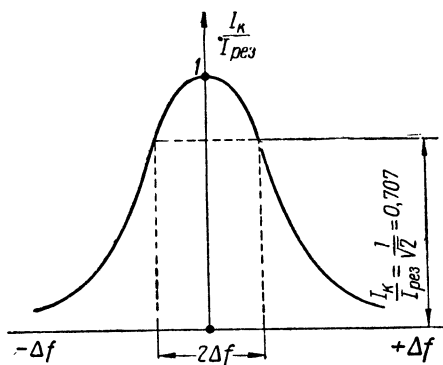


Рис. 1.29. Резонансная кривая последовательного контура, построенная в относительном масштабе, и полоса пропускания контура

Абсолютная расстройка выражается в единицах частоты (герцах или килогерцах). При резонансе частота генератора и собственная частота контура равны и абсолютная расстройка равна нулю. Если частота генератора  $f_{\text{ген}}$  больше собственной частоты  $f_0$  контура, расстройка считается положительной ( $\Delta f > 0$ ). При частоте генератора мень-

ше собственной частоты контура расстройка отрицательна ( $\Delta f < 0$ ).

Отношение абсолютной расстройки к собственной частоте контура  $\frac{\Delta f}{f_0}$  называют относительной расстройкой. При резонансе относительная расстройка равна нулю:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{f_{\text{ген}} - f_0}{f_0} = 0.$$

Ток в контуре тем меньше, чем больше расстройка контура.

Иногда оказывается более удобной резонансная кривая, построенная в относительном масштабе. Для получения такой кривой вдоль вертикальной оси откладывается отношение тока в контуре при данной расстройке к току при резонансе  $\frac{I_k}{I_{\text{рез}}}$ , а вдоль горизонтальной оси — абсолютная или относительная расстройка (на рис. 1.29 — абсолютная расстройка).

Выведем уравнение резонансной кривой.

Ток в контуре при любой частоте  $\omega$  равен

$$I_k = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Ток при резонансе

$$I_{\text{рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R}.$$

Разделив  $I_k$  на  $I_{\text{рез}}$ , получим

$$\frac{I_k}{I_{\text{рез}}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} : \frac{U_{\text{ген}}}{R} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Числитель и знаменатель полученной дроби разделим на  $\omega_0 L$ , где  $\omega_0$  — собственная частота контура:

$$\frac{I_k}{I_{\text{рез}}} = \frac{\frac{R}{\omega_0 L}}{\sqrt{\left(\frac{R}{\omega_0 L}\right)^2 + \left(\frac{\omega L}{\omega_0 L} - \frac{1}{\omega_0 L \omega C}\right)^2}} = \frac{\frac{1}{Q}}{\sqrt{\left(\frac{1}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\omega L}{\omega_0 L} - \frac{1}{\omega_0 L \omega C}\right)^2}}.$$

Теперь числитель и знаменатель дроби умножим на  $Q$ :

$$\frac{I_k}{I_{\text{рез}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega L}{\omega_0 L} - \frac{1}{\omega_0 L \omega C}\right)^2}}.$$

Преобразуем выражение  $\frac{1}{\omega_0 L \omega C}$ :

$$\frac{1}{\omega_0 L \omega C} = \frac{1}{\omega_0 \omega LC} = \frac{\omega_0^2}{\omega_0 \omega} = \frac{\omega_0}{\omega};$$

тогда

$$\frac{I_k}{I_{\text{рез}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}.$$

Учитывая, что  $\omega = 2\pi f_{\text{ген}}$ , получим

$$\frac{I_k}{I_{\text{рез}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{2\pi f_{\text{ген}}}{2\pi f_0} - \frac{2\pi f_0}{2\pi f_{\text{ген}}}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{f_{\text{ген}}}{f_0} - \frac{f_0}{f_{\text{ген}}}\right)^2}}.$$

Преобразуем выражение  $\frac{f_{\text{ген}}}{f_0} - \frac{f_0}{f_{\text{ген}}}$ :

$$\frac{f_{\text{ген}}}{f_0} - \frac{f_0}{f_{\text{ген}}} = \frac{f_{\text{ген}}^2 - f_0^2}{f_0 f_{\text{ген}}} = \frac{(f_{\text{ген}} + f_0)(f_{\text{ген}} - f_0)}{f_0 f_{\text{ген}}}$$

Считая приближенно, что  $f_{\text{ген}} + f_0 \approx 2f_{\text{ген}}$  и обозначив  $f_{\text{ген}} - f_0$  через  $\Delta f$  (абсолютная расстройка), получим

$$\frac{f_{\text{ген}}}{f_0} - \frac{f_0}{f_{\text{ген}}} = \frac{2f_{\text{ген}} \Delta f}{f_0 f_{\text{ген}}} = \frac{2\Delta f}{f_0}$$

Тогда

$$\frac{I_{\text{к}}}{I_{\text{рез}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{2\Delta f}{f_0}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4Q^2 \left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2}}. \quad (1.31)$$

Относительная расстройка

$$\frac{\Delta f}{f_0} > 0, \text{ если } f_{\text{ген}} > f_0,$$

и

$$\frac{\Delta f}{f_0} < 0, \text{ если } f_{\text{ген}} < f_0.$$

Введем следующие обозначения:

$$\frac{I_{\text{к}}}{I_{\text{рез}}} = y \text{ и } 2Q \frac{\Delta f}{f_0} = x.$$

Тогда для уравнения резонансной кривой в относительном масштабе получим выражение

$$y = \frac{1}{\sqrt{1 + x^2}}.$$

Уравнению такого вида соответствует кривая, изображенная на рис. 1.29. По оси  $y$  откладывается отношение  $\frac{I_{\text{к}}}{I_{\text{рез}}}$ , а по оси  $x$  — расстройка.

Построение резонансных кривых в относительном масштабе дает возможность легко и удобно сравнивать между собою различные по качеству контуры, а также производить расчеты элементов радиотехнических схем.

## 5. Полоса пропускания контура

Сопrotивление последовательного контура вблизи резонанса резко изменяется в зависимости от частоты генератора; в соответствии с этим резко изменяется и ток в контуре. Контур по-разному ведет себя при различных значениях частоты питаю-

щего тока. Эти свойства могут быть оценены формой резонансной кривой или добротностью контура. Однако во многих случаях для такой оценки оказывается более удобным пользоваться понятием полосы пропускания контура, так как сигнал каждого передатчика представляет собой спектр частот и занимает некоторую полосу частот. Для неискаженной передачи и приема сигналов необходимо, чтобы все частоты, входящие в состав сигнала, в одинаковой степени излучались передающим устройством, а будучи приняты приемной антенной, в одинаковой степени усиливались приемником. В зависимости

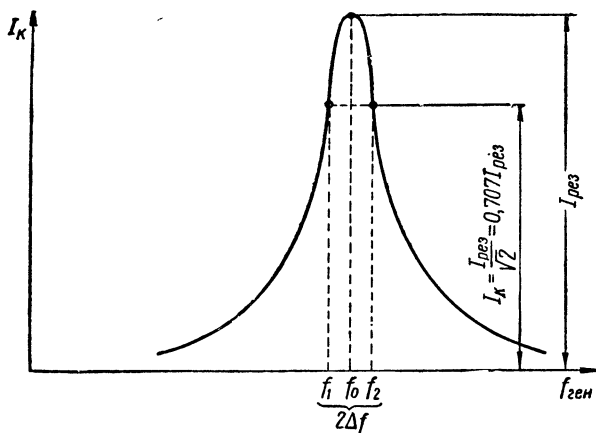


Рис. 1.30. Полоса пропускания контура

от характера сигнала (телеграфный сигнал, телефонный сигнал, импульсы радиолокационного передатчика, телевизионный сигнал и т. д.) спектр частот сигнала может иметь ширину от десятков до миллионов герц. Необходимо, чтобы колебательные контуры пропускали полосу частот, соответствующую спектру сигнала. Поэтому вопрос о полосе частот, пропускаемых контуром, имеет важное значение в радиотехнических устройствах.

Полосой пропускания контура называют полосу частот, в пределах которой ток в контуре уменьшается не более чем в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению с током при резонансе. Иначе, полосой пропускания контура называют полосу частот, в пределах которой контурный ток составляет 0,707 или больше от тока при резонансе. На рис. 1.30 изображена резонансная кривая последовательного контура. Полоса пропускания этого контура равна  $2\Delta f = f_2 - f_1$ . Условно считается, что частоты в пределах от  $f_1$  до  $f_2$  контур пропускает, а частоты ниже  $f_1$  и выше  $f_2$  не пропускает.

Установим связь между полосой пропускания контура и его

параметрами. Выше было выведено уравнение резонансной кривой контура (1.31).

Если считать, что полоса пропускания контура равна  $2\Delta f$  (рис. 1.30), то ее можно определить исходя из равенства

$$\frac{I_k}{I_{рез}} = \frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707.$$

Тогда

$$\left(\frac{I_k}{I_{рез}}\right)^2 = \frac{1}{1 + 4Q^2\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2 = 0,707^2 = \frac{1}{2}.$$

Отсюда

$$4Q^2\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2 = 1$$

и

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q}. \quad (1.32)$$

Учитывая, что  $\frac{1}{Q} = d$ , можно написать

$$2\Delta f = f_0 d. \quad (1.33)$$

Ширина полосы пропускания прямо пропорциональна резонансной частоте и обратно пропорциональна добротности контура, или прямо пропорциональна затуханию при неизменной резонансной частоте.

Полоса пропускания контура зависит от его добротности: чем ниже добротность, тем «тупее» резонансная кривая и тем шире полоса пропускания контура.

**Пример.** Контур состоит из конденсатора  $C=400$  пф, катушки  $L=400$  мкгн и активного сопротивления  $R=10$  ом. Определить полосу пропускания контура.

Частота  $f_0$  и добротность  $Q$  для контура с такими данными были определены выше:  $f_0=400$  кГц,  $Q=100$ .

Следовательно, полоса пропускания

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q} = \frac{400 \text{ кГц}}{100} = 4 \text{ кГц}.$$

## 6. Применение последовательного контура в радиотехнических устройствах

Влияние внутреннего сопротивления генератора на резонансные свойства контура. Трансформаторное питание контура

Всякий генератор обладает некоторым внутренним сопротивлением, поэтому при включении генератора в контур резонансные свойства контура ухудшаются. Полное активное со-

противление цепи в этом случае равно сумме активного сопротивления контура и внутреннего сопротивления генератора (рис. 1.31). Отсюда ток в цепи при резонансе

$$I_{\text{рез}} = \frac{E_{\text{ген}}}{R + R_i}.$$

За счет внутреннего сопротивления генератора добротность контура ухудшается, а его полоса пропускания увеличивается. Эквивалентная добротность контура

$$Q_{\text{экв}} = \frac{\rho}{R + R_i} = \frac{\omega_0 L}{R + R_i}.$$

В радиотехнических устройствах контур питается от электронной лампы или приемной антенны. Как та, так и другая, будучи генераторами переменного тока, обладают значительным внутренним сопротивлением;

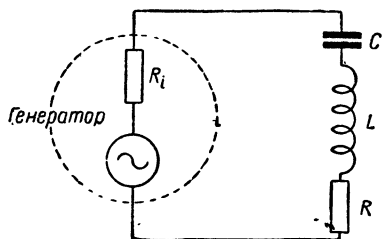


Рис. 1.31. Эквивалентная схема цепи при питании контура от генератора, обладающего внутренним сопротивлением

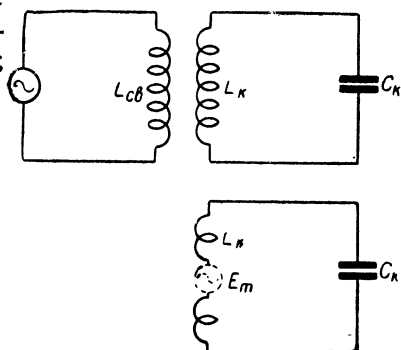


Рис. 1.32. Трансформаторное питание последовательного контура путем индуктивной связи с генератором

например, сопротивление лампы измеряется сотнями килоом. При включении их в контур добротность и резонансные свойства контура значительно ухудшаются.

Колебательный контур представляет для питающего генератора нагрузку. Из электротехники известно, что генератор отдает нагрузке максимальную мощность при равенстве внутреннего сопротивления генератора и сопротивления нагрузки. При большой разнице между внутренним сопротивлением генератора и сопротивлением нагрузки отдаваемая в нагрузку мощность ничтожна. По этой причине генератор с большим внутренним сопротивлением нельзя включать непосредственно в контур.

В радиотехнических схемах обычно используют трансформаторное питание последовательного контура посредством индуктивной связи (рис. 1.32). Ток, идущий через катушку связи,



создает магнитный поток, который возбуждает в катушке контура некоторую э. д. с. взаимной индукции. Действие этой э. д. с. эквивалентно включению генератора в середину катушки контура (см. рис. 1.32). Внутреннее сопротивление эквивалентного генератора и его э. д. с. зависят от индуктивности катушки связи, величины связи между катушками и внутреннего сопротивления реального генератора. Если, например, индуктивность катушки связи в несколько раз больше индуктивности контура, то катушки можно рассматривать как понижающий трансформатор, т. е. трансформатор, понижающий напряжение и увеличивающий ток. Изменение соотношения между напряжением и током приводит к изменению сопротивления (уменьшение напряжения и увеличение тока равносильно уменьшению сопротивления). Это означает, что э. д. с. и внутреннее сопротивление эквивалентного генератора меньше соответствующих величин реального генератора.

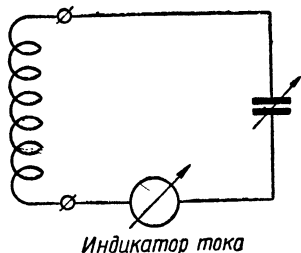


Рис. 1.33. Принципиальная схема резонансного волномера

Подбирая связь между катушками, можно добиться согласования генератора, обладающего большим внутренним сопротивлением, с последовательным контуром, настроенным в резонанс. При этом мощность, отдаваемая генератором контуру, будет максимальной.

## Резонансный волномер

Резонансные свойства колебательного контура позволяют использовать его для измерения частоты. Приборы, основанные на явлении резонанса и предназначенные для измерения частоты (длины волны), называются резонансными волномерами. Резонансный волномер представляет собой настраиваемый колебательный контур, снабженный индикатором резонанса (рис. 1.33). Контур волномера градуируется по частоте или длине волны; градуировка либо наносится непосредственно на шкалу конденсатора, либо указывается в градуировочных таблицах или графиках, придаваемых к волномеру (на шкале конденсатора в этом случае наносятся условные деления).

При измерении частоты волномер располагают так, чтобы его катушка оказалась индуктивно связанной с цепью, в которой производятся измерения. За счет индуктированной э. д. с. в контуре волномера возникает ток. Вращением конденсатора добиваются резонанса в контуре. По градуировке волномера определяют собственную частоту его контура, а следовательно, и измеряемую частоту. Для получения высокой точности изме-

рения резонансная кривая контура волномера должна быть острой, т. е. контур должен обладать высокой добротностью.

### Использование последовательного контура для осуществления избирательности

Приемное устройство должно обладать избирательностью, т. е. обеспечивать выделение из многих сигналов, посылаемых разными передатчиками и имеющих различные частоты, одного сигнала определенной частоты. Решить эту задачу можно, используя резонансные свойства колебательного контура.

Сопrotивление последовательного контура резко зависит от частоты. В соответствии с этим в зависимости от частоты резко изменяется величина тока в контуре и напряжение на его элементах. Приемную антенну можно рассматривать как генератор со значительным внутренним сопротивлением и, следовательно, нельзя включать непосредственно в контур.

Для связи антенны с входным контуром часто применяется индуктивная связь (рис. 1.34). Электромагнитные волны, излучаемые передающими радиостанциями, возбуждают в приемной антенне одновременно множество переменных э. д. с. различной частоты, т. е. приемная антенна принимает одновременно сигналы многих передатчиков. Каждая из этих э. д. с. создает переменный ток в катушке связи; магнитный поток катушки связи индуцирует в катушке контура переменную э. д. с. взаимной индукции.

Ввиду большого числа принятых сигналов в катушке контура возбуждается одновременно множество переменных э. д. с. различной частоты. Можно считать, что в контур включено множество генераторов различной частоты:  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$ ,  $f_4$  и т. д. Допустим, что амплитуды всех э. д. с., возбуждаемых в катушке контура, одинаковы. Каждая из этих э. д. с. создает в контуре ток, однако наибольшее значение будет иметь ток того сигнала, на частоту которого настроен контур (частота  $f_4$  на рис. 1.35). В соответствии с этим и напряжение на конденсаторе от того же сигнала будет наибольшим. Таким образом, за

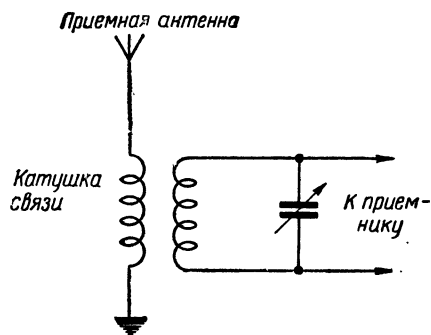


Рис. 1.34. Индуктивная связь входного контура приемника с антенной (использование последовательного контура для осуществления избирательности)

счет резонанса напряжений оказывается возможным из многих сигналов различной частоты выделить нужный сигнал.

На рис. 1.35 каждый из сигналов показан в виде спектра частот, так как сигнал любого передатчика не является колебанием только одной частоты.

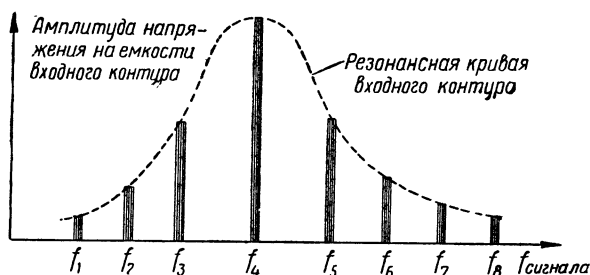


Рис. 1.35. Соотношение между амплитудами сигналов на входном контуре

### Последовательный контур как реактивное сопротивление

Выше было показано, что последовательный контур при частоте ниже резонансной ведет себя как емкостное сопротивление, а при частоте выше резонансной — как индуктивное (см. рис. 1.22).

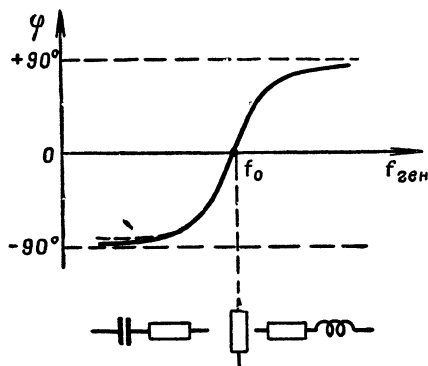


Рис. 1.36. Фазовая характеристика последовательного контура

При частоте ниже резонансной (собственной) такой контур эквивалентен конденсатору. Емкость его при разных частотах различна: чем больше частота тока, протекающего через контур, отличается от резонансной частоты контура, тем больше емкостное сопротивление, которое оказывает контур этому току, и, следовательно, тем меньше емкость, которой эквивалентен контур.

При частоте выше резонансной последовательный контур эквивалентен катушке индуктивности. Чем больше частота тока, протекающего через контур, отличается от собственной частоты контура, тем больше индуктивное сопротивление, оказываемое контуром этому току, и, следовательно, тем больше индуктивность, которой эквивалентен контур.

Контур обладает также активным сопротивлением  $R$ , величину которого в пределах рабочего диапазона частот контура можно считать неизменной. Реактивное сопротивление контура при разных частотах различно, поэтому угол фазового сдвига между напряжением питающего генератора и током в контуре зависит от частоты (рис. 1.36).

**Пример.** Последовательный контур состоит из катушки индуктивностью  $L=400$  мкГн и конденсатора емкостью  $C=400$  пФ. Определить:

1) какой емкости эквивалентен контур при частоте питающего тока  $f_1=200$  кГц?

2) какой индуктивности эквивалентен контур при частоте питающего тока  $f_2=800$  кГц?

**Решение.**

1) Определение эквивалентной емкости.

Индуктивное сопротивление катушки контура при частоте  $f_1=200$  кГц

$$X_L = \omega_1 L = 2\pi f_1 L = 6,28 \cdot 200 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-6} \approx 500 \text{ ом.}$$

Емкостное сопротивление конденсатора контура при частоте  $f_1=200$  кГц

$$X_C = \frac{1}{\omega_1 C} = \frac{1}{2\pi f_1 C} = \frac{1}{6,28 \cdot 200 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-12}} \approx 2000 \text{ ом.}$$

Реактивное сопротивление контура при частоте  $f_1=200$  кГц

$$X_1 = X_L - X_C = 2000 - 500 = 1500 \text{ ом.}$$

Эквивалентная емкость

$$C_{\text{экв}} = \frac{1}{X_1 \omega_1} = \frac{1}{X_1 \cdot 2\pi f_1} = \frac{1}{1500 \cdot 6,28 \cdot 200 \cdot 10^3} = 5300 \text{ пФ.}$$

2) Определение эквивалентной индуктивности.

Индуктивное сопротивление катушки контура при частоте  $f_2=800$  кГц

$$X_L = \omega_2 L = 2\pi f_2 L = 6,28 \cdot 800 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-6} \approx 2000 \text{ ом.}$$

Емкостное сопротивление конденсатора контура при частоте  $f_2=800$  кГц

$$X_C = \frac{1}{\omega_2 C} = \frac{1}{2\pi f_2 C} = \frac{1}{6,28 \cdot 800 \cdot 10^3 \cdot 400 \cdot 10^{-12}} \approx 500 \text{ ом.}$$

Реактивное сопротивление контура при частоте  $f_2=800$  кГц

$$X_2 = X_L - X_C = 2000 - 500 = 1500 \text{ ом.}$$

Эквивалентная индуктивность

$$L_{\text{экв}} = \frac{X_2}{\omega_2} = \frac{X_2}{2\pi f_2} = \frac{1500}{6,28 \cdot 800 \cdot 10^3} \approx 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ Гн} = 0,3 \text{ мГн} = 300 \text{ мкГн.}$$

Приведенные расчеты являются приближенными, так как величины эквивалентной емкости и индуктивности зависят также от активного сопротивления; величина активного сопротивления влияет на угол сдвига фаз между током и напряжением.

## § 4. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПАРАЛЛЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

### 1. Условия резонанса

На рис. 1.37 показана электрическая цепь, состоящая из генератора и параллельно включенных емкости и индуктивности (параллельного контура). Величина тока в каждой из ветвей

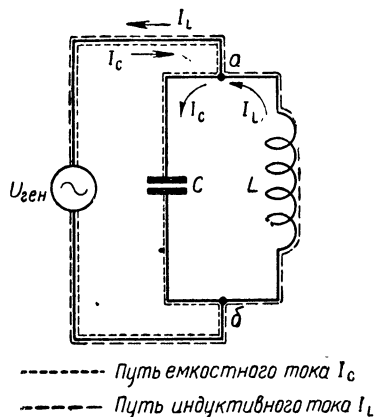


Рис. 1.37. Параллельное подключение емкости и индуктивности контура к генератору

контура зависит от частоты генератора. С повышением частоты емкостное сопротивление конденсатора уменьшается и ток в емкостной ветви растет (рис. 1.38). Индуктивное сопротивление при повышении частоты генератора увеличивается и ток в индуктивной ветви контура уменьшается. При некоторой частоте  $f_{рез}$  емкостное сопротивление конденсатора и индуктивное сопротивление катушки становятся численно равными:

$$X_L = X_C, \quad \omega_{рез} L = \frac{1}{\omega_{рез} C},$$

$$2\pi f_{рез} L = \frac{1}{2\pi f_{рез} C}.$$

При этом токи индуктивной и емкостной ветвей также равны. Режим, возникающий в цепи, состоящей из ге-

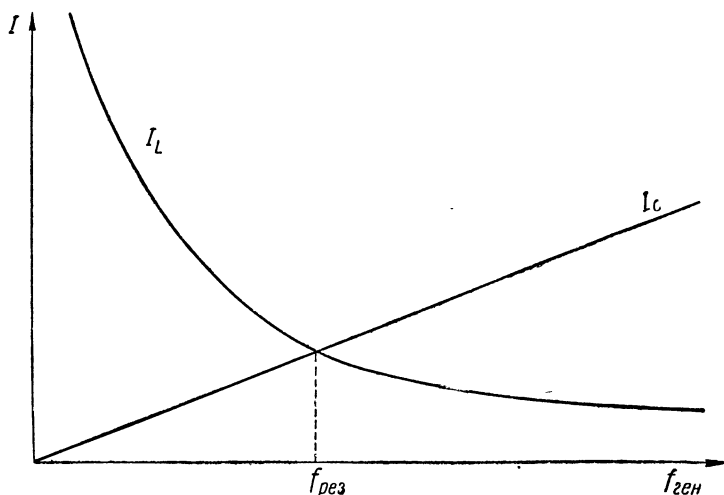


Рис. 1.38. Зависимость токов емкостной и индуктивной ветвей от частоты генератора

нератора и параллельно включенных емкости и индуктивности, при равенстве емкостного и индуктивного сопротивлений, называют резонансом токов. Выше было показано, что емкостное и индуктивное сопротивления оказываются равными в случае, когда частота генератора равна частоте свободных колебаний контура. Следовательно, для получения резонанса токов необходимо выполнить условие

$$f_{\text{ген}} = f_0 = f_{\text{рез}}$$

## 2. Процессы, происходящие в цепи при резонансе токов

Допустим, что активное сопротивление в контуре равно нулю (т. е. контур идеальный и не имеет потерь энергии). На-

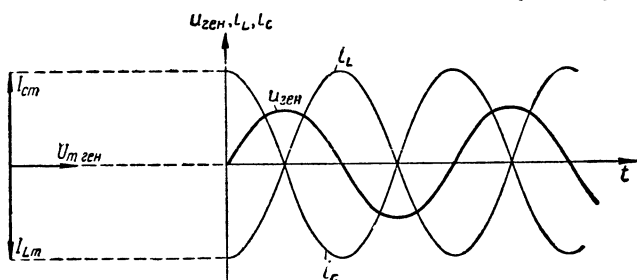


Рис. 1.39. Фазовые соотношения при резонансе токов в идеальном контуре

пряжение генератора приложено как к конденсатору, так и к катушке индуктивности. Под его воздействием через конденсатор проходит ток  $I_C$ , величина которого определяется напряжением генератора и емкостным сопротивлением конденсатора:

$$I_C = \frac{U_{\text{ген}}}{X_C} = \frac{U_{\text{ген}}}{\frac{1}{\omega_{\text{ген}} C}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\frac{1}{2\pi f_{\text{ген}} C}} = U_{\text{ген}} \cdot 2\pi f_{\text{ген}} C.$$

Одновременно через катушку проходит ток  $I_L$ , величина которого определяется напряжением генератора и индуктивным сопротивлением катушки:

$$I_L = \frac{U_{\text{ген}}}{X_L} = \frac{U_{\text{ген}}}{\omega_{\text{ген}} L} = \frac{U_{\text{ген}}}{2\pi f_{\text{ген}} L}.$$

Ток  $I_C$ , протекающий через конденсатор, опережает по фазе напряжение генератора на четверть периода ( $90^\circ$ ), а ток  $I_L$ , протекающий через катушку индуктивности, отстает от напряжения генератора также на четверть периода. Следовательно, в общей, неразветвленной части цепи токи  $I_C$  и  $I_L$  сдвинуты между собой по фазе на половину периода ( $180^\circ$ ), т. е. оказываются противофазными (рис. 1.39). Результирующий ток  $I_0$  в общей части цепи равен разности этих токов.

При резонансе емкостное сопротивление конденсатора и индуктивное сопротивление катушки численно равны ( $X_C = X_L$ ); токи  $I_C$  и  $I_L$  также равны между собой. При этом ток в общей, неразветвленной части цепи равен нулю (если контур идеальный).

Отсутствие тока в общей части цепи можно объяснить следующим. В короткий промежуток времени после подключения генератора, измеряемый малыми долями секунды, в цепи имеет место устанавливающийся (переходный) режим. В это время контур получает от генератора некоторое количество энергии и в контуре устанавливается процесс электромагнитных колебаний. Частота колебаний в контуре равна частоте генератора. За счет электромагнитных колебаний на зажимах контура (точки  $a—b$  на рис. 1.37) создается переменная разность потенциалов (переменное напряжение). Количество энергии, поступившей в контур за время переходного режима, таково, что напряжение на контуре равно напряжению на генераторе. Так как расхода энергии в контуре нет (контур идеальный), то при установившемся режиме колебательный процесс в контуре происходит без участия генератора, т. е. за счет запасенной энергии. Напряжение, созданное в точках  $a—b$  за счет электромагнитных колебаний, и напряжение генератора равны и в общей части цепи действуют навстречу друг другу. Поэтому ток в общей части цепи равен нулю. Однако внутри контура проходит переменный ток, за счет которого происходит обмен энергией между емкостью и индуктивностью. Этот ток будем называть током в контуре или контурным током.

Отсутствие тока в общей части цепи позволяет считать, что сопротивление идеального параллельного контура при резонансе бесконечно велико ( $Z_{к. рез} = \infty$ ).

В реальном контуре часть колеблющейся энергии расходуется бесполезно на нагревание активного сопротивления. Это означает, что за счет первоначального запаса энергии в контуре могут существовать лишь затухающие колебания. Если же от генератора будет непрерывно поступать энергия, восполняющая потери, то амплитуда напряжения на контуре будет оставаться неизменной. При подключении реального контура (контура с потерями) к генератору в общей цепи течет активный ток  $I_0$ , совпадающий по фазе с напряжением генератора. При этом от генератора отбирается активная мощность

$$P_{ген} = U_{ген} I_0.$$

Эта мощность расходуется на тепло, главным образом в активном сопротивлении катушки. Наличие в общей части цепи тока  $I_0$ , совпадающего по фазе с напряжением генератора, свидетельствует о том, что сопротивление реального параллельного контура при резонансе не бесконечно велико, а имеет опреде-

ленное значение и активно по характеру. Следует отметить, что ток  $I_0$  в общей части цепи значительно меньше по амплитуде, чем ток в контуре.

Активные потери контура практически можно считать сосредоточенными в индуктивной ветви (потери в катушке значительно больше потерь в конденсаторе). В этом случае ток, идущий через катушку, отстает по фазе от напряжения генератора менее чем на  $90^\circ$ . Ток  $I_L$ , идущий через катушку, можно представить в виде геометрической суммы двух составляющих: реактивной  $I'_L$  и активной  $I_0$ , совпадающей по фазе с напряжением генератора.

В реальном параллельном контуре состоянием резонанса считают такой режим, при котором ток в общей части

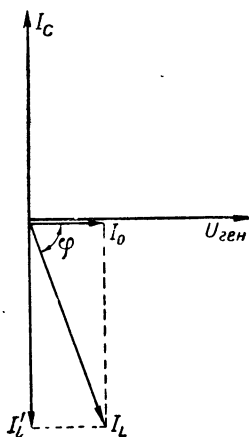


Рис. 1.40. Векторная диаграмма параллельного резонансного контура

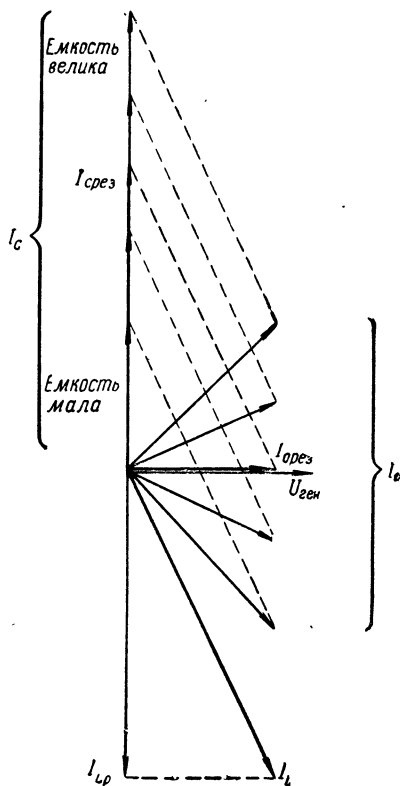


Рис. 1.41. Изменение амплитуды и фазы общего тока при настройке контура емкостью

цепи имеет наименьшую амплитуду и совпадает по фазе с напряжением генератора. Такое состояние получается, когда емкостный ток  $I_C$  равен реактивной составляющей тока катушки  $I'_L$ . Векторная диаграмма, соответствующая такому случаю, изображена на рис. 1.40.

Равенство  $X_C = X_L$ , строго говоря, не является условием резонанса в реальном параллельном контуре.

Резонанс можно получить изменением частоты генератора или изменением собственной частоты контура. На векторной



диаграмме рис. 1.41 показано, как изменяются токи в цепи при изменении емкости контура. Если емкость конденсатора контура меньше резонансного значения, то ток  $I_C$  меньше реактивной составляющей тока катушки  $I'_L$ , а ток  $I_0$  в общей части цепи носит индуктивный характер и отстает по фазе от напряжения генератора. Если емкость конденсатора больше резонансного значения, то ток  $I_C$  больше реактивной составляющей тока катушки  $I'_L$ . При этом ток  $I_0$  в общей части цепи носит емкостный характер, т. е. опережает по фазе напряжение генератора. При резонансном значении емкости ток  $I_C$  равен реактивной составляющей тока  $I'_L$  катушки, поэтому ток  $I_0$  оказывается наименьшим по амплитуде и совпадающим по фазе с напряжением генератора.

Пользуясь векторной диаграммой рис. 1.40, определим соотношение между током в контуре ( $I_L$  или  $I_C$ ) и током  $I_0$  в общей части цепи при резонансе.

Из прямоугольного треугольника находим

$$\cos \varphi = \frac{I_0}{I_L}$$

( $\cos \varphi$  равен отношению активной составляющей тока индуктивной ветви к полному току этой ветви). Отношение токов  $\frac{I_0}{I_L}$  равно отношению активного сопротивления индуктивной ветви к полному сопротивлению индуктивной ветви:

$$\cos \varphi = \frac{I_0}{I_L} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\omega_0 L)^2}}.$$

Но активное сопротивление  $R$  намного меньше реактивного  $\omega_0 L$ , поэтому приближенно можно считать, что

$$\cos \varphi \approx \frac{R}{\omega_0 L} = \frac{1}{Q}.$$

Таким образом,

$$I_0 = I_L \cos \varphi = \frac{I_L}{Q}, \quad (1.34)$$

или

$$I_L = I_0 Q,$$

т. е. ток в неразветвленной (общей) части цепи при резонансе в  $Q$  раз меньше тока в контуре.

### 3. Резонансное сопротивление параллельного контура

Сопротивление параллельного контура при резонансе чисто активное; напряжение на контуре и ток в неразветвленной части цепи совпадают по фазе. Реальный контур отбирает от питающего генератора некоторое количество энергии, которое

превращается в тепло на активном сопротивлении  $R$  контура. На основании закона сохранения энергии мощность, отдаваемая генератором, и мощность, расходуемая на тепло в активном сопротивлении контура, равны.

Мощность, отдаваемая генератором, определяется выражением

$$P_{\text{ген}} = I_0^2 Z_{\text{к. рез}},$$

где  $I_0$  — ток в неразветвленной части цепи при резонансе;

$Z_{\text{к. рез}}$  — сопротивление контура при резонансе.

Мощность, расходуемая в активном сопротивлении  $R$ , равна

$$P_R = I_k^2 R,$$

где  $I_k$  — ток внутри контура;

$R$  — активное сопротивление контура.

Если напряжение на зажимах генератора  $U_{\text{ген}}$ , то

$$I_0 = \frac{U_{\text{ген}}}{Z_{\text{к. рез}}} \text{ и } I_k = \frac{U_{\text{ген}}}{X_L}.$$

Имея в виду последние два выражения, приравняем мощности  $P_{\text{ген}}$  и  $P_R$ :

$$P_{\text{ген}} = I_0^2 Z_{\text{к. рез}} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{Z_{\text{к. рез}}^2} Z_{\text{к. рез}} = P_R = I_k^2 R = \frac{U_{\text{ген}}^2}{X_L^2} R,$$

или

$$\frac{U_{\text{ген}}^2}{Z_{\text{к. рез}}^2} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{X_L^2} R.$$

Отсюда

$$\frac{1}{Z_{\text{к. рез}}^2} = \frac{R}{X_L^2} = \frac{R}{\omega_0^2 L^2},$$

или

$$Z_{\text{к. рез}} = \frac{\omega_0^2 L^2}{R} = \frac{\rho^2}{R}. \quad (1.35)$$

Так как  $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ , то

$$Z_{\text{к. рез}} = \frac{L}{R} = \frac{L}{CR}, \quad (1.36)$$

где  $Z_{\text{к. рез}}$  — резонансное сопротивление контура в омах;

$L$  — индуктивность контура в генри;

$C$  — емкость контура в фарадах;

$R$  — активное сопротивление в омах.

**Пример.** Контур состоит из конденсатора емкостью  $C=400$  пф, катушки индуктивностью  $L=400$  мкгн и активного сопротивления  $R=10$  ом. Контур подключен к генератору с напряжением  $U_{\text{ген}}=100$  в. Определить ток в контуре, резонансное сопротивление контура и ток в общей цепи при резонансе.

**Решение.** Резонансная частота контура

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{400}{10^6} \cdot \frac{400}{10^{12}}}} \approx 2,5 \cdot 10^6 \text{ рад/сек};$$

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{2,5 \cdot 10^6}{6,28 \cdot 10^3} \approx 400 \text{ кГц}.$$

Емкостное сопротивление конденсатора при резонансной частоте

$$X_C = \frac{1}{\omega_0 C} = \frac{1}{2,5 \cdot 10^6 \cdot 400 \cdot 10^{-12}} \approx 1000 \text{ ом}.$$

Индуктивное сопротивление катушки при резонансной частоте

$$X_L = \omega_0 L = 2,5 \cdot 10^6 \cdot 400 \cdot 10^{-6} = 1000 \text{ ом}.$$

Ток внутри контура

$$I_C = \frac{U_{\text{ген}}}{X_C} = \frac{100}{1000} = 0,1 \text{ а};$$

$$I_L \approx \frac{U_{\text{ген}}}{X_L} = \frac{100}{1000} = 0,1 \text{ а}.$$

Резонансное сопротивление параллельного контура

$$Z_{\text{к. рез}} = \frac{L}{CR} = \frac{400 \cdot 10^{-6}}{400 \cdot 10^{-12} \cdot 10} = 10^5 \text{ ом} = 100 \text{ ком}.$$

Ток в общей части цепи

$$I_0 = \frac{U_{\text{ген}}}{Z_{\text{к. рез}}} = \frac{100 \text{ в}}{100 \text{ ком}} = 1 \text{ ма}.$$

Резонансное сопротивление параллельного контура зависит от величины активного сопротивления  $R$  в контуре и от соотношения величин  $L$  и  $C$ , т. е. от волнового сопротивления контура. Чем больше  $R$ , тем больше энергии расходуется в нем на тепло и тем больше энергии (большая мощность) поступает от генератора в контур. Следовательно, чем больше активное сопротивление  $R$  в контуре, тем больше ток  $I_0$  в общей цепи. Но по величине тока можно судить о величине сопротивления контура: чем больше ток, тем меньше сопротивление. Поэтому чем больше активное сопротивление  $R$  в контуре, тем меньше сопротивление параллельного контура при резонансе.

Зависимость резонансного сопротивления от волнового сопротивления контура можно установить путем сравнения двух контуров (рис. 1.42). Возьмем два контура, настроенные на одинаковую частоту. Первый контур образован большой индук-

тивностью и малой емкостью ( $\rho_1$  велико), второй — малой индуктивностью и большой емкостью ( $\rho_2$  мало). Активные сопротивления в обоих контурах одинаковы, и оба контура питаются одинаковым напряжением. Сопротивления емкостной и индуктивной ветвей второго контура малы по сравнению с первым, поэтому ток во втором контуре больше. Ясно, что в активном сопротивлении второго контура будет выделяться больше тепла (большая мощность). Поэтому ток в общей цепи при одинако-

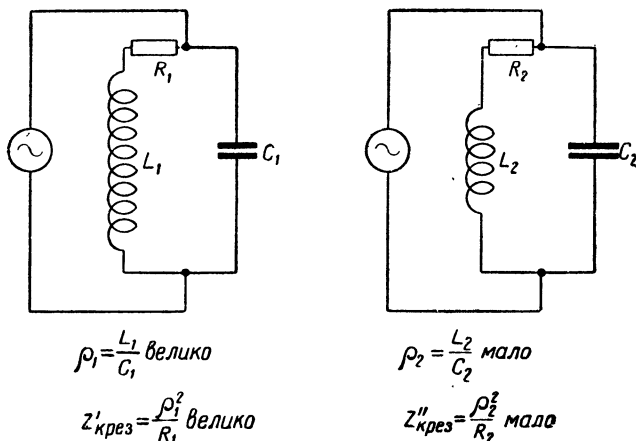


Рис. 1.42. Зависимость резонансного сопротивления параллельного контура от его волнового сопротивления

вом напряжении генератора будет больше во втором случае, когда  $C$  велико и  $L$  мало, т. е. при малом  $\rho$ .

**Пример.** Контуров имеют одинаковую резонансную частоту, одинаковое активное сопротивление, но различные волновые сопротивления. Данные контуров:  $C_1=100 \text{ нф}$ ;  $C_2=1000 \text{ нф}$ ;  $L_1=1000 \text{ мкГн}$ ;  $L_2=100 \text{ мкГн}$ ;  $R_1=10 \text{ ом}$ ;  $R_2=10 \text{ ом}$ .

Определить токи в контурах, токи в общей цепи и резонансное сопротивление контура в каждом случае при резонансе, если напряжение генератора  $U_{\text{ген}}=316 \text{ в}$ .

**Решение.**

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{6,28 \sqrt{\frac{1000}{10^6} \cdot \frac{100}{10^{12}}}} = \frac{1}{6,28 \cdot \frac{3,16 \cdot 10^2}{10^9}} =$$

$$= \frac{10^7}{6,28 \cdot 3,16} = \frac{10^7}{20} = 0,5 \cdot 10^6 \text{ гц} = 0,5 \text{ Мгц.}$$

$$\rho_1 = X_{C_1} = \frac{1}{2\pi f_0 C_1} = \frac{1}{6,28 \cdot 0,5 \cdot 10^6 \cdot \frac{100}{10^{12}}} = 3,16 \cdot 10^3 = 3160 \text{ ом.}$$

$$\rho_2 = X_{L_2} = 2\pi f_0 L_2 = 3160 \text{ ом.}$$

$$I_{C1} = I_{K1} = \frac{U_{\text{ген}}}{X_{C1}} = \frac{316}{3160} = 0,1 \text{ а.}$$

$$\rho_2 = X_{C2} = \frac{1}{2\pi f_0 C_2} = \frac{1}{6,28 \cdot 0,5 \cdot 10^6 \cdot \frac{1000}{10^{12}}} = 316 \text{ ом.}$$

$$\rho_2 = X_{L2} = 2\pi f_0 L_2 = 316 \text{ ом.}$$

$$I_{C2} = I_{K2} = \frac{U_{\text{ген}}}{X_{C2}} = \frac{316}{316} = 1 \text{ а.}$$

Резонансные сопротивления

$$Z_{1\text{к. рез}} = \frac{L_1}{C_1 R_1} = \frac{1000 \cdot 10^{-6}}{100 \cdot 10^{-12} \cdot 10} = 10^6 \text{ ом} = 1 \text{ Мом};$$

$$Z_{2\text{к. рез}} = \frac{L_2}{C_2 R_2} = \frac{100 \cdot 10^{-6}}{1000 \cdot 10^{-12} \cdot 10} = 10^4 \text{ ом} = 10 \text{ ком.}$$

Отсюда следует, что из двух контуров с одинаковым активным сопротивлением большее резонансное сопротивление имеет тот, у которого больше волновое сопротивление.

Резонансное сопротивление параллельного контура зависит от добротности контура: чем она выше, тем больше резонансное сопротивление. К этому выводу легко прийти, если преобразовать выражение (1.35):

$$Z_{\text{к. рез}} = \frac{\rho^2}{R} = \frac{\rho^2}{R^2} R = Q^2 R. \quad (1.37)$$

#### 4. Зависимость сопротивления параллельного контура от частоты

Пусть частота генератора, питающего параллельный контур, изменяется в широких пределах. При повышении частоты генератора емкостное сопротивление конденсатора уменьшается:

$$X_C = \frac{1}{\omega_{\text{ген}} C} = \frac{1}{2\pi f_{\text{ген}} C},$$

а индуктивное сопротивление увеличивается:

$$X_L = \omega_{\text{ген}} L = 2\pi f_{\text{ген}} L.$$

При этом ток в емкостной ветви увеличивается, а в индуктивной уменьшается (см. рис. 1.38). При частоте ниже резонансной ( $f_{\text{ген}} < f_0$ ) в общей цепи преобладает индуктивный ток и контур ведет себя как индуктивное сопротивление. При частоте генератора, равной собственной частоте контура ( $f_{\text{ген}} = f_0$ ), емкостный и индуктивный токи равны по величине и реактивный ток в общей части цепи равен нулю (состояние резонанса). Спро-

тивление контура имеет чисто активный характер и значительную величину, определяемую формулами (1.35), (1.36). Наконец, при частоте выше резонансной ( $f_{\text{ген}} > f_0$ ) в общей цепи преобладает емкостный ток и контур ведет себя как емкостное сопротивление.

Чем больше частота генератора отличается от собственной (резонансной) частоты контура, тем больше различаются токи  $I_C$  и  $I_L$ , тем больше реактивный ток в общей части цепи и меньше реактивное сопротивление контура. Исходя из этих рассуждений можно показать зависимость сопротивления параллельного контура от частоты питающего генератора (рис. 1.43, а).

При изменении частоты генератора изменяется фазовый сдвиг между напряжением генератора и током  $I_0$ , идущим через контур. Если частота генератора значительно ниже резонансной (собственной) частоты контура, то сопротивление контура можно считать практически чисто индуктивным, так как реактивный ток в общей цепи во много раз больше активного. Угол фазового сдвига между напряжением генератора и током  $I_0$  при этом близок к  $90^\circ$ . По мере повышения частоты генератора реактивная составляющая тока в общей цепи и фазовый угол уменьшаются. При резонансе сопротивление контура является чисто активным и фазовый сдвиг между напряжением генератора и током  $I_0$  равен нулю. Если частота генератора превышает резонансную частоту контура, то сопротивление контура состоит из активной и емкостной составляющих. По мере повышения частоты генератора соотношение между активной и реактивной составляющими изменяется и угол фазового сдвига между напряжением генератора и током  $I_0$  приближается к  $90^\circ$ .

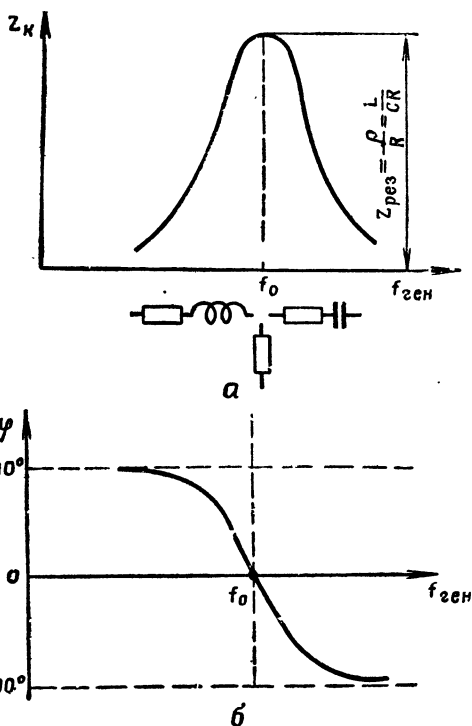


Рис. 1.43. Зависимость сопротивления параллельного контура от частоты генератора (а) и фазовая характеристика параллельного контура (б)

Кривая, показывающая зависимость фазового сдвига между напряжением генератора и током через контур, называется фазовой характеристикой контура. Фазовая характеристика параллельного контура приведена на рис. 1.43, б.

## 5. Резонансные кривые и полоса пропускания параллельного контура

В большинстве радиотехнических схем параллельный контур включается в анодную цепь электронной лампы. В следующих главах будет показано, что электронную лампу можно рассматривать как генератор переменного тока, имеющий некоторую э. д. с.  $E_{\text{ген}}$  и большое (до 1 Мом) внутреннее сопротивление  $R_i$ . Эквивалентная схема, соответствующая такому использованию контура, изображена на рис. 1.44.

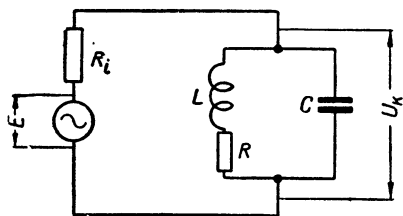


Рис. 1.44. Эквивалентная схема цепи при питании параллельного контура от генератора, обладающего внутренним сопротивлением

Вяясним, как изменяется ток в цепи и напряжение на контуре при изменении частоты генератора, имея в виду, что внутреннее сопротивление генератора не зависит от частоты, а сопротивление контура зависит.

Если внутреннее сопротивление генератора значительно меньше резонансного сопротивления контура, то падение напряжения на внутреннем сопротивлении генератора мало, и им можно пренебречь. Будем считать, что  $R_i=0$ . В этом случае напряжение на контуре не зависит от частоты и всегда равно э. д. с. генератора. Ток  $I_0$  в общей цепи

$$I_0 = \frac{E_{\text{ген}}}{Z_k}$$

(необходимо учитывать, что сопротивление  $Z_k$  контура — комплексное, т. е. состоит из активной и реактивной составляющих).

Зависимость напряжения на контуре и тока  $I_0$  в общей цепи при  $R_i=0$  показана на рис. 1.45.

Ток в цепи при резонансе имеет наименьшее значение, равное

$$I_0 = \frac{E_{\text{ген}}}{Z_{k. \text{рез}}}.$$

Кривая, показывающая зависимость тока в цепи от частоты генератора, называется резонансной кривой тока. Говорить о резонансной кривой напряжения при  $R_i=0$  нельзя, так как напряжение на контуре остается неизменным.

Если внутреннее сопротивление генератора значительно больше резонансного сопротивления контура ( $R_i \gg Z_{к. рез}$ ), то полное сопротивление цепи можно считать практически неизменным, равным  $R_i$ . Ток в общей цепи при этом не зависит от частоты генератора и равен

$$I_0 = \frac{E_{ген}}{R_i + Z_k} \approx \frac{E_{ген}}{R_i}.$$

В этом случае не следует говорить о резонансной кривой тока, так как с изменением частоты генератора ток в цепи практи-

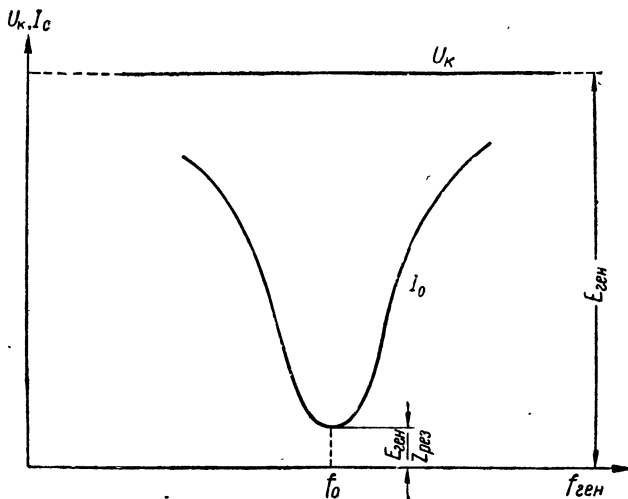


Рис. 1.45. Зависимость напряжения на параллельном контуре и тока, проходящего через контур, от частоты генератора при  $R_i = 0$

чески не изменяется. Напряжение на контуре при этом хотя и составляет небольшую часть э. д. с. генератора, но при изменении частоты генератора резко изменяется (рис. 1.46). На рис. 1.47 показана зависимость напряжения на параллельном контуре и тока в цепи от частоты генератора при различных соотношениях  $R_i$  и  $Z_{к. рез}$ .

Из рис. 1.47 следует:

1) Форма резонансных кривых параллельного контура зависит от соотношения между  $R_i$  и  $Z_{к. рез}$ .

2) Резонансная кривая тока и резонансная кривая напряжения параллельного контура не подобны друг другу по форме.

Поэтому для параллельного контура следует различать полосу пропускания по току и по напряжению. В общем случае, когда  $R_i$  и  $Z_{к. рез}$  соизмеримы по величине, резонансные кривые тока и напряжения можно изобразить так, как показано на



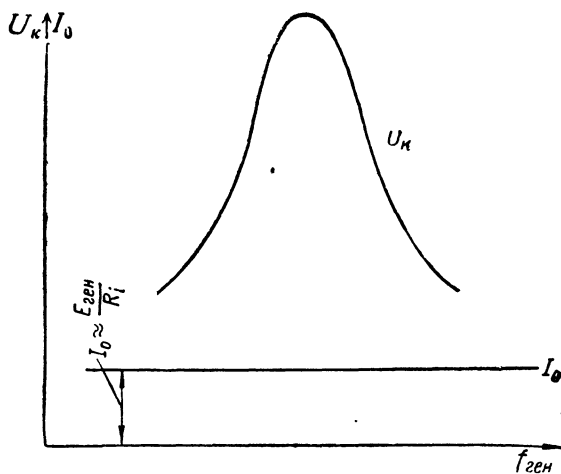


Рис. 1.46. Зависимость напряжения на параллельном контуре и тока в цепи от частоты генератора при  $R_i \gg Z_{к.рез}$

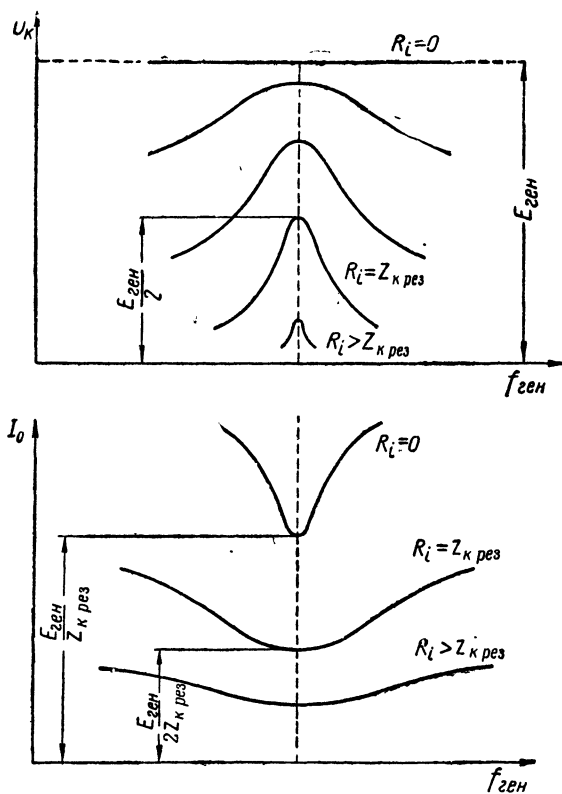


Рис. 1.47. Зависимость напряжения на параллельном контуре и тока в цепи от частоты генератора при различных соотношениях между  $R_i$  и  $Z_{к.рез}$

рис. 1.48. Условимся, что полоса пропускания контура по току — это полоса частот, в пределах которой ток в цепи изменяется не более чем в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению с током при резонансе. Соответственно полосой пропускания по напряжению будем называть полосу частот, в пределах которой напряжение на контуре изменяется не более чем в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению с напряжением при резонансе.

Полоса пропускания параллельного контура по току имеет наименьшее значение при  $R_i=0$  и в этом случае равна полосе

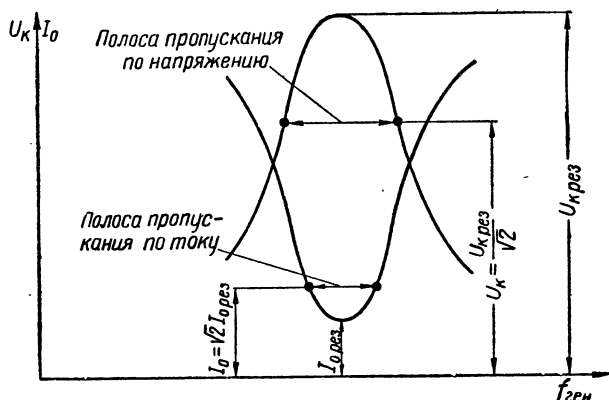


Рис. 1.48. Полоса пропускания параллельного контура по току и напряжению

пропускания последовательного контура с такими же параметрами  $L$ ,  $C$ ,  $R$ ; величина полосы пропускания определяется формулой

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q}.$$

Расчеты показывают, что при  $R_i = Z_{к. \text{ рез}}$  полоса пропускания контура по току увеличивается до значения

$$2\Delta f_1 = \frac{f_0}{Q} \sqrt{2}.$$

При дальнейшем увеличении  $R_i$  полоса пропускания по току растет и при  $R_i = 2,41 Z_{к. \text{ рез}}$  становится бесконечно большой.

Полоса пропускания параллельного контура по напряжению при  $R_i = \infty$  равна полосе пропускания последовательного контура с такими же параметрами  $L$ ,  $C$ ,  $R$  и определяется формулой

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q}.$$

Однако этот случай представляет чисто теоретический интерес, поскольку напряжение на контуре при этом бесконечно мало. При  $R_i = Z_{к. рез}$  полоса пропускания параллельного контура по напряжению в два раза больше полосы пропускания последовательного контура с такими же параметрами:

$$2\Delta f_U = 2 \frac{f_0}{Q}.$$

## 6. Расширение полосы пропускания контура

На практике часто возникает необходимость расширения полосы пропускания контура. Обычно такую задачу приходится решать в радиолокационных и телевизионных приемниках, так

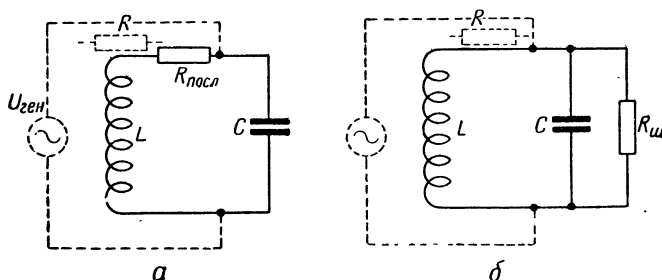


Рис. 1.49. Расширение полосы пропускания контура

как спектр частот, занимаемый радиоимпульсом или телевизионным сигналом, имеет ширину до нескольких мегагерц. Выше было показано, что полоса пропускания зависит от добротности контура и для последовательного контура равна

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q}$$

Этой же формулой определяется полоса пропускания параллельного контура по току при питании его от генератора с внутренним сопротивлением, равным нулю.

Полоса пропускания контура без учета внутреннего сопротивления генератора тем шире, чем ниже добротность контура, поэтому для расширения полосы пропускания следует уменьшать добротность контура. При неизменных  $L$  и  $C$  добротность контура зависит от его активного сопротивления  $R$ , т. е. от потерь энергии в контуре. Уменьшить добротность контура и расширить полосу пропускания можно, включив в контур дополнительное сопротивление  $R_{посл}$  (рис. 1.49, а). Эквивалентная добротность контура в этом случае равна

$$Q_{э\text{кв}} = \frac{\rho}{R + R_{посл}} = \frac{\omega_0 L}{R + R_{посл}}.$$

Соответственно расширится полоса пропускания контура. Без учета влияния генератора полоса пропускания контура в этом случае равна

$$2\Delta f = \frac{f_0}{Q_{\text{экв}}}.$$

Чем больше сопротивление  $R_{\text{посл}}$ , тем меньше эквивалентная добротность контура и тем шире его полоса пропускания. Необходимо учитывать, что сопротивление  $R_{\text{посл}}$  уменьшает резонансное сопротивление параллельного контура и увеличивает резонансное сопротивление последовательного контура. Если  $R_{\text{посл}}$  равно собственному активному сопротивлению  $R$  контура, добротность контура уменьшается вдвое. Полоса пропускания последовательного контура без учета влияния генератора расширяется также вдвое. Полоса пропускания параллельного контура по току при этом расширяется в 1,4 раза, а по напряжению — в 2 раза.

Сопротивление  $R_{\text{посл}}$  должно быть чисто активным (безреактивным), иначе его включение изменит собственную частоту контура. Величина сопротивления  $R_{\text{посл}}$  соизмерима с величиной собственного активного сопротивления  $R$  контура, т. е. составляет единицы или десятки *ом*. Непроволочное сопротивление такой величины выполнить затруднительно, а проволочное нельзя сделать безреактивным. Поэтому способ расширения полосы пропускания контура за счет последовательного включения в контур сопротивления  $R_{\text{посл}}$  неудобен.

Уменьшить добротность контура и расширить полосу его пропускания можно, подключив параллельно контуру активное сопротивление  $R_{\text{ш}}$  (рис. 1.49, б). При этом увеличиваются потери энергии и уменьшается добротность контура, а следовательно, расширяется его полоса пропускания.

Установим соотношение между величинами  $R_{\text{посл}}$  и  $R_{\text{ш}}$ , вызывающими одинаковое расширение полосы пропускания контура. Сопротивления  $R_{\text{посл}}$  и  $R_{\text{ш}}$  в равной степени уменьшают добротность контура в том случае, если мощность, расходуемая в них, одинакова.

Мощность, расходуемая в сопротивлении  $R_{\text{посл}}$  (см. рис. 1.49, а), равна

$$P_{\text{посл}} = I_{\text{к}}^2 R_{\text{посл}} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{r^2} R_{\text{посл}}.$$

Мощность, расходуемая в сопротивлении  $R_{\text{ш}}$  (см. рис. 1.49, б), равна

$$P_{\text{ш}} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{R_{\text{ш}}}.$$

Приравняв эти мощности, получим

$$\frac{U_{\text{ген}}^2}{r^2} R_{\text{посл}} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{R_{\text{ш}}},$$

откуда

$$R_{ш} = \frac{\rho^2}{R_{посл}}. \quad (1.38)$$

По формуле (1.38) можно пересчитать последовательное сопротивление в параллельное и наоборот.

Для параллельного включения сопротивления не требуется разрыва цепи контура, поэтому такой способ расширения полосы пропускания удобнее, чем последовательное включение сопротивления в контур. Величина сопротивления  $R_{ш}$  соизмерима с резонансным сопротивлением параллельного контура (несколько десятков или сотен килоом). Непроволочные сопротивления такой величины, выпускаемые промышленностью, практически безреактивны (за исключением диапазона УКВ).

Полное сопротивление контура с учетом  $R_{ш}$  уменьшается и приводит к изменению режима схемы, в которой работает контур. Если  $R_{ш}$  равно резонансному сопротивлению  $Z_{к. рез}$  параллельного контура, то добротность контура уменьшается, а полоса пропускания увеличивается в два раза:

$$2\Delta f = 2 \frac{f_0}{Q}.$$

Резонансное сопротивление контура при этом уменьшается вдвое.

**Пример.** Контур состоит из индуктивности  $L=400 \text{ мкГн}$ , емкости  $C=400 \text{ пф}$  и активного сопротивления  $R=10 \text{ ом}$ . Какое сопротивление необходимо подключить к контуру, чтобы его полоса пропускания увеличилась вдвое?

**Решение.** Полосу пропускания можно расширить вдвое, включив в контур сопротивление  $R_{посл}=10 \text{ ом}$  (при этом добротность контура уменьшится вдвое). Последовательному сопротивлению эквивалентно параллельное

$$R_{ш} = \frac{\rho^2}{R_{посл}}.$$

Определим характеристическое сопротивление контура:

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{400 \cdot 10^{-6}}{400 \cdot 10^{-12}}} = 1000 \text{ ом}.$$

Отсюда шунтирующее сопротивление

$$R_{ш} = \frac{\rho^2}{R_{посл}} = \frac{1000^2}{10 \cdot 10^3} = 100 \text{ ком}.$$

## 7. Контурь II и III видов

Известно, что максимальная мощность от генератора к нагрузке передается при равенстве сопротивления нагрузки и внутреннего сопротивления генератора. Во многих радиотехнических схемах генератором служит электронная лампа, а нагрузкой — параллельный колебательный контур. Чтобы мощность,

сообщаемая контуру, была максимальной, резонансное сопротивление параллельного контура должно быть равно внутреннему сопротивлению лампы.

Внутреннее сопротивление не поддается регулировке. Поэтому для согласования сопротивлений лампы и контура необходимо резонансное сопротивление контура «подгонять» под внутреннее сопротивление лампы. Регулировать величину резонансного сопротивления параллельного контура возможно при его «неполном» включении (рис. 1.50). Включенный таким образом контур называют контуром II вида. Частота его собственных колебаний зависит только от полной индуктивности  $L$

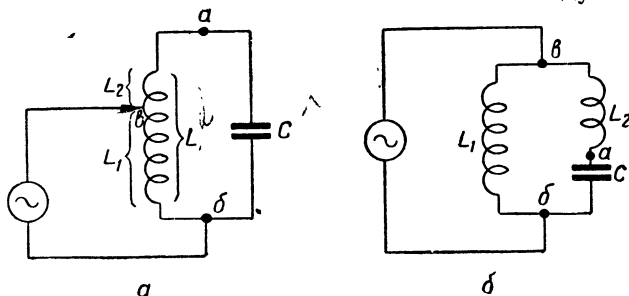


Рис. 1.50. Контур II вида

и от полной емкости  $C$  и не зависит от точек подключения контура к генератору. При переходе от контура I вида к контуру II вида резонанс не нарушается, сопротивления индуктивной и емкостной ветвей изменяются, но остаются равными. Поэтому переход от контура I вида к контуру II вида не изменяет характера сопротивления контура, а лишь изменяет его величину. При переключении верхнего провода от генератора из точки  $a$  в точку  $b$  реактивное сопротивление индуктивной ветви уменьшается на величину  $\omega_0 L_2$ ; на такую же величину уменьшается реактивное сопротивление емкостной ветви.

Сопротивление контура II вида при резонансе меньше, чем сопротивление контура I вида (при полном включении контура). Определим резонансное сопротивление контура II вида. Будем считать, что к контуру в точках  $b$ — $в$  (см. рис. 1.50) приложено напряжение  $U_{\text{ген}}$ ; при этом генератор отдает контуру мощность

$$P_{\text{ген}} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{Z_{\text{к. рез}}},$$

где  $Z_{\text{к. рез}}$  — резонансное сопротивление контура II вида.

Мощность, получаемая контуром от генератора, целиком расходуется на тепло в активном сопротивлении контура. Она равна

$$P_k = I_k^2 R.$$

Ток в контуре

$$I_{\kappa} = \frac{U_{\text{ген}}}{X_{L1}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\omega_0 L_1}.$$

Подставим значение тока в формулу мощности:

$$P_{\kappa} = I_{\kappa}^2 R = \frac{U_{\text{ген}}^2}{\omega_0^2 L_1^2} R.$$

Мощность, подводимая к контуру, и мощность, расходуемая в контуре, равны, поэтому

$$\frac{U_{\text{ген}}^2}{Z_{\kappa, \text{рез}}^2} = \frac{U_{\text{ген}}^2}{\omega_0^2 L_1^2} R.$$

Отсюда резонансное сопротивление контура II вида

$$Z_{\kappa, \text{рез}}^2 = \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R}.$$

Так как  $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ , то

$$Z_{\kappa, \text{рез}}^2 = \frac{L_1^2}{LCR}.$$

Умножив числитель и знаменатель дроби на  $L$ , получим

$$Z_{\kappa, \text{рез}}^2 = \frac{LL_1^2}{CRL^2} = Z_{\kappa, \text{рез}} \left( \frac{L_1}{L} \right)^2 = Z_{\kappa, \text{рез}} p^2, \quad (1.39)$$

где  $p = \frac{L_1}{L}$  — коэффициент включения контура.

Таким образом, резонансное сопротивление контура II вида меньше резонансного сопротивления контура I вида. Его величина зависит от того, какую долю составляет индуктивность  $L_1$ , образующая индуктивную ветвь, от полной индуктивности контура. Перемещая точку  $b$  по катушке, можно изменять резонансное сопротивление в пределах от  $Z_{\kappa, \text{рез}}$  до нуля и подбирать нужное его значение.

Иногда в схемах используется контур III вида (рис. 1.51). При подключении генератора к точкам  $a-b$  резонансное сопротивление такого контура равно

$$Z_{\kappa, \text{рез}} = \frac{L}{C_{\text{общ}} R},$$

где  $C_{\text{общ}}$  — общая емкость, образованная последовательным соединением конденсаторов  $C_1$  и  $C_2$ .

Если контур подключен к генератору в точках  $b-c$ , то его

резонансное сопротивление можно определить таким же путем, как и резонансное сопротивление контура II вида:

$$Z_{\text{к. рез}}^{\text{III}} = Z_{\text{к. рез}}^{\text{I}} \left( \frac{C_{\text{общ}}}{C_1} \right)^2,$$

где  $Z_{\text{к. рез}}^{\text{I}}$  — резонансное сопротивление контура I вида.

Резонансное сопротивление контура III вида меньше резонансного сопротивления контура I вида. Его величина зависит от того, какую часть составляет общая емкость контура от емкости  $C_1$ , образующей емкостную ветвь контура.

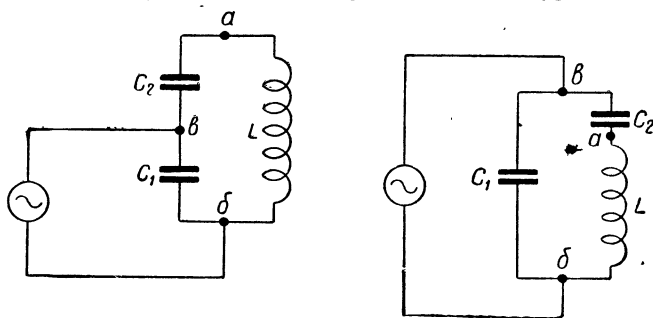


Рис. 1.51. Контур III вида

## § 5. СВЯЗАННЫЕ КОНТУРЫ

В современной радиотехнической аппаратуре широко применяются не только одиночные, но и связанные контуры. Два контура называют связанными, если энергия из одного контура переходит в другой. Контур, питающийся непосредственно от генератора, называют первичным, а контур, в котором колебания возникают под действием первичного контура, — вторичным. Связь между контурами может осуществляться через общее сопротивление, через общее электрическое или общее магнитное поле; поэтому возможны различные виды связи между контурами.

### 1. Виды связи

Индуктивная (трансформаторная) связь  
(рис. 1.52)

Контур  $L_1 C_1$ , питающийся непосредственно от генератора, является первичным. Связь осуществляется через общий для катушек  $L_1$  и  $L_2$  магнитный поток, т. е. за счет взаимной индукции, оцениваемой коэффициентом взаимной индукции  $M$ . Под действием напряжения генератора по первичной цепи (контур) проходит ток  $I_1$ , создающий вокруг катушки  $L_1$  магнитный поток, часть которого пересекает витки катушки  $L_2$  вторичного



контура. При этом в катушке  $L_2$  возникает переменная э. д. с. взаимной индукции  $E_2$ . Под ее действием во вторичном контуре создается ток  $I_2$ . В активном сопротивлении  $R_2$  вторичного контура ток  $I_2$  выделяет в виде тепла некоторую активную мощность.

Таким образом, можно говорить о передаче энергии из первичного контура во вторичный. При этом не только первичный

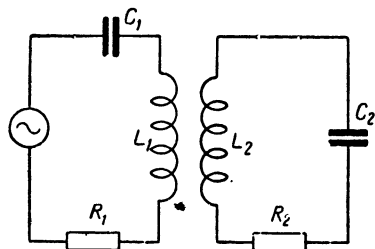


Рис. 1.52. Индуктивная (трансформаторная) связь двух контуров

контур влияет на вторичный, возбуждая в нем э. д. с., но и вторичный оказывает влияние на первичный, изменяя его режим. Степень взаимного воздействия контуров зависит от расстояния между катушками и их взаимного расположения. Чем меньше расстояние между катушками, тем сильнее связь между контурами. При взаимно перпендикулярном расположении катушек э. д. с., наводимая в катушке вторичного контура, равна

нулю даже при малом расстоянии между катушками. Поворачивая одну из катушек, можно изменять величину связи между контурами.

## Автотрансформаторная связь

(рис. 1.53)

При автотрансформаторной связи элементом связи служит часть катушки первичного контура ( $L_{св}$ ), общая для первичного и вторичного контуров. За счет тока первичного контура на катушке  $L_{св}$  получается переменная разность потенциалов. Часть ее между точками  $a—б$  (на индуктивности  $L_{св}$ ) введена во вторичный контур и создает в нем ток.

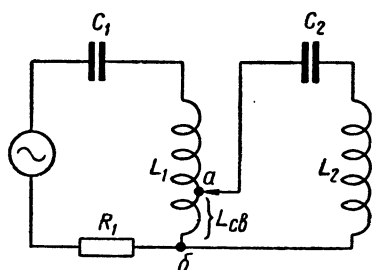


Рис. 1.53. Автотрансформаторная связь двух контуров

Величина связи между контурами зависит от того, какую долю составляет индуктивность  $L_{св}$  от полной индуктивности  $L_1$  первичного контура. Чем больше отношение  $\frac{L_{св}}{L_1}$ , тем сильнее связь между контурами.

### Звеньевая связь

(рис. 1.54)

Связь между первичным и вторичным контурами осуществляется через звено связи, состоящее из двух соединенных между собой катушек. Одна катушка звена связи связана индук-

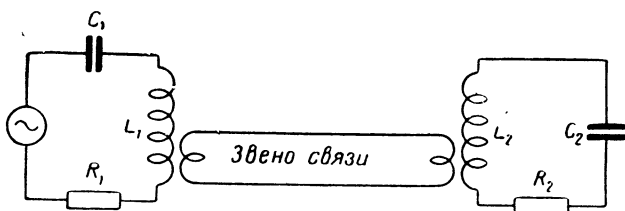


Рис. 1.54. Звеньевая связь двух контуров

тивно с первичным контуром, а другая — со вторичным. Магнитный поток катушки  $L_1$  первичного контура возбуждает в первичной катушке звена связи переменную э. д. с. взаимной индукции. Под ее воздействием в цепи звена связи создается ток. За счет магнитного потока второй катушки звена связи в катушке  $L_2$  вторичного контура возбуждается переменная э. д. с., которая создает ток во вторичном контуре.

### Емкостная связь

Существуют две разновидности емкостной связи: внутренняя и внешняя.

Внутренняя емкостная связь (рис. 1.55). Емкость первичного контура образована последовательно включенными конденсаторами  $C_1$  и  $C_{св}$ . Связь между контурами осуществляется через конденсатор связи  $C_{св}$ . За счет тока  $I_1$  первичного контура на конденсаторе  $C_{св}$  получается переменная разность потенциалов, под действием которой во вторичном контуре создается ток. Резонансное сопротивление вторичного контура невелико (контур последовательный) и определяется величиной его активного сопротивления  $R_2$ . Напряжение, вводимое во вторичный контур, не должно быть большим, а значит, емкость связи  $C_{св}$  должна быть в десятки раз больше основной емкости  $C_1$  первичного контура. Для увеличения связи между контурами емкость  $C_{св}$  уменьшается, так как при этом во вторичный контур вводится большая часть напряжения первичного контура.

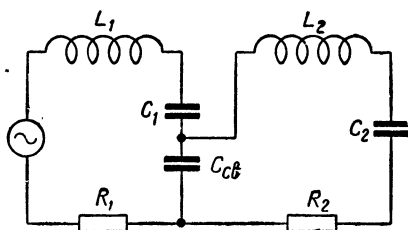


Рис. 1.55. Внутренняя емкостная связь двух контуров

Внешняя емкостная связь (рис. 1.56). Во всех предыдущих случаях вторичный контур по способу питания был последовательным (его емкость и индуктивность по отношению к напряжению, введенному в контур, были соединены последовательно). При внешней емкостной связи элементы вторичного контура соединены параллельно (переменное напряжение не введено во вторичный контур, а приложено к контуру). Элементом связи служит внешний конденсатор  $C_{св}$ . Степень воздействия одного контура на другой определяется емкостью этого конденсатора.

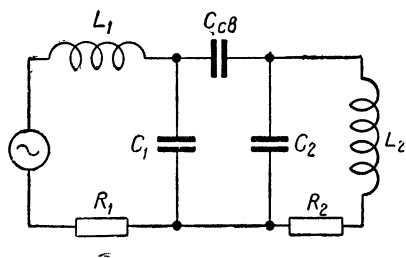


Рис. 1.56. Внешняя емкостная связь двух контуров

Конденсатор  $C_{св}$  и вторичный контур соединены между собой последовательно. При увеличении емкости конденсатора  $C_{св}$  уменьшается его сопротивление и возрастает ток, питающий вторичный контур, т. е. при увеличении  $C_{св}$  увеличивается связь между контурами. Емкостное сопротивление

конденсатора связи  $C_{св}$  должно быть соизмеримо с резонансным сопротивлением вторичного контура, определяемым по формуле

$$Z_{2 \text{ к. рез}} = \frac{L_2}{C_2 R_2}.$$

Резонансное сопротивление параллельного контура велико, поэтому емкость конденсатора  $C_{св}$  бывает обычно мала — в несколько раз (и даже в десятки раз) меньше емкости, входящей в контур.

### Гальваническая связь

(рис. 1.57)

Общим для первичного и вторичного контуров является активное сопротивление  $R_{св}$ . За счет тока первичного контура на сопротивлении связи образуется падение напряжения, которое оказывается введенным во вторичный контур. Степень воздействия одного контура на другой при прочих равных условиях зависит от величины сопротивления  $R_{св}$  (связь сильнее при большей величине  $R_{св}$ ).

Необходимо отметить, что включение сопротивления  $R_{св}$  ухудшает резонансные свойства контуров и уменьшает их добротность. Вследствие этого гальваническая связь применяется в редких случаях (например, когда полоса пропускания контуров должна быть искусственно расширена).

В аппаратуре иногда применяется смешанная связь между контурами. На рис. 1.58 показан пример смешанной индуктивно-емкостной связи между двумя контурами.

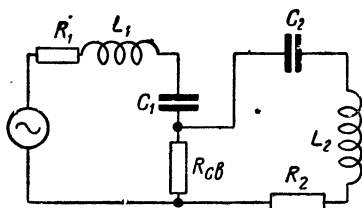


Рис. 1.57. Гальваническая связь двух контуров

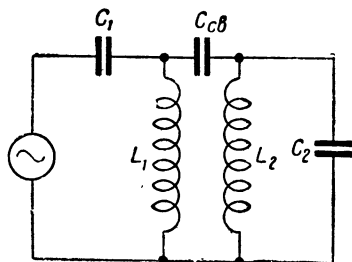


Рис. 1.58. Смешанная индуктивно-емкостная связь между контурами

## 2. Коэффициент связи

Степень взаимодействия контуров оценивается коэффициентом связи  $K$ , который в общем случае определяется соотношением

$$K = \frac{X_{св}}{\sqrt{X_1 X_2}}, \quad (1.40)$$

где  $X_{св}$  — сопротивление элемента связи;

$X_1, X_2$  — реактивные сопротивления первичного и вторичного контуров, одноименные с элементом связи.

Коэффициент связи показывает, какую часть электродвижущая сила, фактически наведенная во вторичном контуре, составляет от той предельной величины э. д. с., которую мог бы навести первичный контур во вторичном:

$$K = \frac{E_2}{E_{2 \text{ макс}}}.$$

Коэффициент связи может принимать значения от нуля до единицы и часто выражается в процентах. В радиотехнической аппаратуре применяются связанные контуры, где коэффициент связи составляет несколько процентов.

Для примера рассмотрим случай индуктивной связи. При индуктивной связи э. д. с., наводимая во вторичном контуре, равна

$$E_2 = I_1 \omega M,$$

где  $I_1$  — ток первичного контура;

$M$  — коэффициент взаимной индукции катушек;

$\omega$  — угловая частота питающего тока.

Предельная (максимальная) э. д. с.  $E_{2\text{ макс}}$  получается при предельном значении коэффициента взаимной индукции  $M_{\text{ макс}}$ , когда весь магнитный поток катушки  $L_1$  первичного контура пронизывает витки катушки  $L_2$  вторичного контура. При индуктивной связи коэффициент связи показывает, какая часть магнитного потока катушки  $L_1$  первичного контура пронизывает катушку  $L_2$  вторичного контура. Для индуктивной связи сопротивление связи равно

$$X_{\text{св}} = \omega M.$$

Реактивное сопротивление первичного контура, одноименное с сопротивлением связи (индуктивное сопротивление катушки  $L_1$ ), равно

$$X_1 = \omega L_1;$$

то же вторичного контура

$$X_2 = \omega L_2.$$

Коэффициент связи в данном случае будет

$$K = \frac{X_{\text{св}}}{\sqrt{X_1 X_2}} = \frac{\omega M}{\omega L_1 \omega L_2} = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}. \quad (1.41)$$

Для внутренней емкостной связи сопротивлением связи является емкостное сопротивление конденсатора связи  $C_{\text{св}}$ :

$$X_{\text{св}} = \frac{1}{\omega C_{\text{св}}}.$$

Выражение для коэффициента связи можно написать, если иметь в виду, что

$$X_1 = \frac{1}{\omega C_1},$$

где  $C_1 = \frac{C_1 C_{\text{св}}}{C_1 + C_{\text{св}}}$  — общая емкость первичного контура;  
а

$$X_2 = \frac{1}{\omega C_{\text{II}}},$$

где  $C_{\text{II}} = \frac{C_2 C_{\text{св}}}{C_2 + C_{\text{св}}}$  — общая емкость вторичного контура.

Подставим эти значения в формулу (1.40):

$$\begin{aligned} K &= \frac{X_{\text{св}}}{\sqrt{X_1 X_2}} = \frac{\frac{1}{\omega C_{\text{св}}}}{\sqrt{\frac{1}{\omega \frac{C_1 C_{\text{св}}}{C_1 + C_{\text{св}}}} \cdot \frac{1}{\omega \frac{C_2 C_{\text{св}}}{C_2 + C_{\text{св}}}}}} = \\ &= \frac{\frac{1}{\omega C_{\text{св}}}}{\sqrt{\frac{(C_1 + C_{\text{св}})(C_2 + C_{\text{св}})}{\omega^2 (C_1 C_{\text{св}} C_2 C_{\text{св}})}}} = \sqrt{\frac{C_1 C_2}{(C_1 + C_{\text{св}})(C_2 + C_{\text{св}})}}. \quad (1.42) \end{aligned}$$

Коэффициент связи не характеризует систему связанных контуров с точки зрения перехода энергии из одного контура в другой, так как мощность, передаваемая из первичного контура во вторичный, зависит не только от коэффициента связи, но и от добротности контуров.

### 3. Анализ системы двух связанных контуров

В практических схемах чаще всего применяется индуктивная связь контуров. На примере такой связи мы и рассмотрим процессы, происходящие в связанных контурах.

На рис. 1.59 показаны два контура, связанные индуктивно.

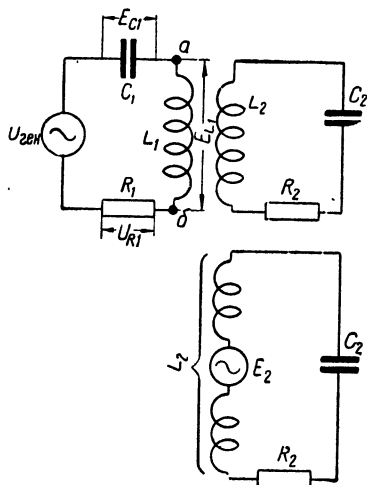


Рис. 1.59. Воздействие переменного напряжения на систему индуктивно связанных контуров

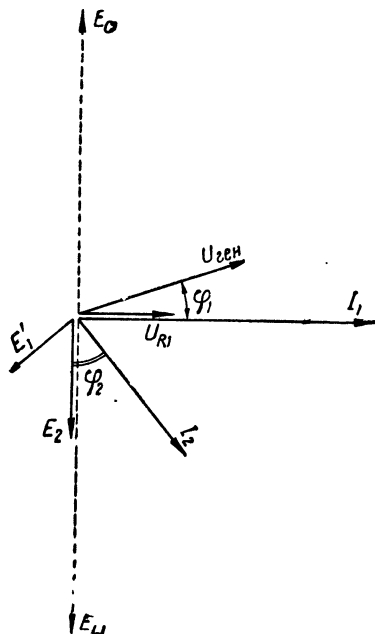


Рис. 1.60. Векторная диаграмма, иллюстрирующая процессы, происходящие в связанных контурах при индуктивной связи

В первичный контур включен генератор переменного тока с напряжением  $U_{\text{ген}}$ . Процессы, происходящие при этом, иллюстрируются векторной диаграммой, изображенной на рис. 1.60. Под действием напряжения генератора в первичном контуре проходит ток  $I_1$ . В общем случае он сдвинут по фазе относительно напряжения генератора на некоторый угол  $\varphi_1$  (на рис. 1.60 ток  $I_1$  отстает по фазе от напряжения  $U_{\text{ген}}$ ). За счет тока  $I_1$  на конденсаторе  $C_1$  первичного контура создается переменная разность потенциалов  $E_{C1}$ , называемая электродвижущей силой

емкости. Она опережает по фазе ток  $I_1$  на  $90^\circ$  (четверть периода). Э. д. с. емкости равна

$$E_{C1} = I_1 X_{C1} = I_1 \frac{1}{\omega C_1}.$$

Тот же ток  $I_1$ , проходя по катушке  $L_1$  первичного контура, создает на ней переменную э. д. с. самоиндукции  $E_{L1}$ , отстающую по фазе от тока  $I_1$  на  $90^\circ$ . Э. д. с. самоиндукции равна

$$E_{L1} = I_1 X_{L1} = I_1 \omega L_1.$$

Часть магнитного потока, создаваемого током  $I_1$  в катушке  $L_1$ , пересекает витки катушки  $L_2$  вторичного контура. За счет этого в катушке  $L_2$  возбуждается э. д. с. взаимной индукции  $E_2$ , также отстающая по фазе от тока  $I_1$  на  $90^\circ$ . Величина ее определяется выражением

$$E_2 = I_1 \omega M.$$

Под действием э. д. с.  $E_2$  во вторичном контуре создается ток  $I_2$ . В общем случае (при ненастроенном контуре) он сдвинут по фазе относительно э. д. с.  $E_2$  на некоторый угол  $\varphi_2$ , меньший  $90^\circ$ . На векторной диаграмме ток  $I_2$  опережает по фазе э. д. с.  $E_2$ , т. е. сопротивление вторичного контура носит емкостный характер (собственная частота контура выше частоты питающего генератора). Ток  $I_2$  проходит через катушку индуктивности  $L_2$ , конденсатор  $C_2$  и активное сопротивление  $R_2$ . На каждом из этих элементов создается переменная разность потенциалов (на рис. 1.60 векторы этих разностей потенциалов не показаны). Проходя по сопротивлению  $R_2$ , ток  $I_2$  выделяет в нем в виде тепла мощность

$$P_2 = I_2^2 R_2.$$

За счет тока  $I_2$  в катушке  $L_2$  создается магнитный поток. Он возбуждает не только э. д. с. самоиндукции в катушке  $L_2$ , но и э. д. с. взаимной индукции  $E'_1$  в катушке  $L_1$  первичного контура, так как часть магнитного потока катушки  $L_2$  пересекает витки катушки  $L_1$ . Э. д. с.  $E'_1$  отстает от тока, ее создавшего (т. е. от тока  $I_2$ ), по фазе на  $90^\circ$ . Величина ее равна

$$E'_1 = I_2 \omega M.$$

Таким образом, между точками  $a - б$  (см. рис. 1.59), кроме э. д. с. самоиндукции  $E_{L1}$ , существует э. д. с.  $E'_1$ , являющаяся реакцией вторичного контура на первичный. В результате режим первичного контура изменяется (изменяются величина тока и фазовый сдвиг между током в контуре и напряжением генератора). Можно сделать заключение, что переход энергии из первичного контура во вторичный сопровождается изменением режима первичного контура.

Аналогичные явления возникают и при других видах связи. Например, при автотрансформаторной связи на индуктивности связи  $L_{св}$  (см. рис. 1.53) получается переменная разность потенциалов не только за счет тока  $I_1$  первичного контура, но и за счет тока вторичного контура (если вторичный контур замкнут). При внутренней емкостной и гальванической связи тоже самое можно сказать о емкости  $C_{св}$  и сопротивлении  $R_{св}$ .

При переходе энергии из первичного контура во вторичный вторичный контур оказывает реакцию на первичный лишь в том случае, когда вторичный контур замкнут. При разомкнутом вторичном контуре ток  $I_2$  равен нулю; в этом случае мощность во вторичный контур не передается и он не оказывает реакцию на первичный, т. е. режим первичного контура не изменяется.

#### 4. Вносимое сопротивление

Для учета воздействия вторичного контура на первичный введено понятие о вносимом сопротивлении. Появление дополнительной электродвижущей силы  $E'_1$  (см. рис. 1.60) в первичном контуре изменяет величину тока  $I_1$  и поэтому равносильно изменению сопротивления первичного контура. Можно считать, что вторичный контур вносит в первичный некоторое сопротивление, называемое вносимым сопротивлением ( $\Delta Z_1$ ).

Если под действием вторичного контура изменяется лишь амплитуда тока, считают, что вторичный контур вносит в первичный чисто активное сопротивление  $\Delta R_1$ . Если же изменяется не только амплитуда, но и фаза тока (т. е. угол фазового сдвига между напряжением генератора  $U_{ген}$  и током  $I_1$ ), считают, что вторичный контур, кроме активного сопротивления  $\Delta R_1$ , вносит в первичный контур еще и реактивное сопротивление  $\Delta X_1$ . При этом полное вносимое сопротивление  $\Delta Z_1$  состоит из активной  $\Delta R_1$  и реактивной  $\Delta X_1$  составляющих. Реактивная составляющая может быть индуктивной или емкостной

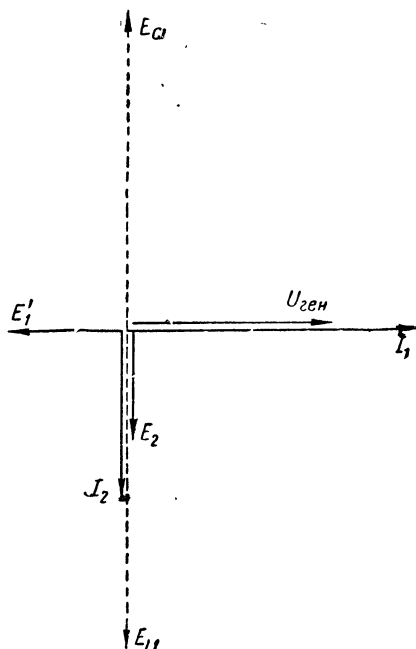


Рис. 1.61. Векторная диаграмма, иллюстрирующая процессы в связанных контурах при индуктивной связи (случай, когда  $f_{01} = f_{02} = f_{ген}$ )



в зависимости от того, в какую сторону изменяется фазовый сдвиг между  $U_{\text{ген}}$  и  $I_1$ .

Рассмотрим несколько случаев.

**Случай 1.** Первичный и вторичный контуры заранее настроены в резонанс с частотой питающего генератора ( $f_{01} = f_{02} = f_{\text{ген}}$ ). Векторная диаграмма для этого случая изображена на рис. 1.61. Благодаря равенству собственной частоты вторичного контура и частоты генератора сопротивление, оказываемое вторичным контуром току  $I_2$ , чисто активное и равно  $R_2$ , причем ток  $I_2$  совпадает по фазе с э. д. с.  $E_2$ . В результате вектор э. д. с.  $E'_1$  оказывается направленным навстречу вектору тока  $I_1$  и вектору  $U_{\text{ген}}$ . Значит, падение напряжения, уравнивающее эту э. д. с., совпадает по фазе с током  $I_1$ . Фазовые соотношения в первичном контуре не изменяются, а лишь уменьшается амплитуда тока  $I_1$ . Величина тока  $I_1$  в первичном контуре может быть найдена так:

$$I'_1 = \frac{U_{\text{ген}} - E'_1}{R_1}.$$

Уменьшение тока в первичном контуре можно считать следствием увеличения активного сопротивления первичной цепи. Эквивалентное активное сопротивление первичной цепи равно

$$R_{1\text{ экв}} = R_1 + \Delta R_1.$$

Поэтому можно считать, что ток в первичном контуре

$$I'_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1 + \Delta R_1}.$$

**Вывод:** при активном характере сопротивления вторичного контура сопротивление, вносимое в первичный контур, является чисто активным (реактивная составляющая вносимого сопротивления  $\Delta X_1 = 0$ ).

**Случай 2.** Собственная частота первичного контура равна частоте генератора ( $f_{01} = f_{\text{ген}}$ ), а собственная частота вторичного контура выше частоты питающего генератора ( $f_{02} > f_{\text{ген}}$ ). Векторная диаграмма для этого случая изображена на рис. 1.62. Благодаря равенству частоты генератора и собственной частоты первичного контура емкостное сопротивление конденсатора  $C_1$  равно индуктивному сопротивлению катушки  $L_1$ :

$$X_{C1} = X_{L1}.$$

Вторичный контур питается током, частота которого ниже резонансной, поэтому емкостное сопротивление вторичного контура больше его индуктивного сопротивления:

$$X_{C2} > X_{L2}.$$

Благодаря емкостному характеру сопротивления вторичного контура ток  $I_2$  опережает по фазе э. д. с.  $E_2$  на угол  $\varphi_2$ . Э. д. с.

$E'_1$ , наводимая в первичном контуре, в этом случае сдвинута по фазе относительно тока  $I_1$  на угол больше  $90^\circ$ , но меньше  $180^\circ$ . Значит, падение напряжения, уравнивающее эту э. д. с., не совпадает по фазе с током  $I_1$ .

На рис. 1.62 вектор э. д. с.  $E'_1$  разложен на две составляющие, одна из которых ( $E_{\Delta R}$ ) направлена навстречу вектору тока  $I_1$ , а другая ( $E_{\Delta X}$ ) — перпендикулярно ему. Составляющая  $E_{\Delta R}$  не изменяет фазовых соотношений в первичном контуре, а лишь уменьшает амплитуду тока  $I_1$ . Эта составляющая обуславливает активное сопротивление  $\Delta R_1$ , вносимое в первичный контур вторичным. Составляющая  $E_{\Delta X}$  совпадает по направлению с вектором э. д. с. самоиндукции  $E_{L1}$  катушки первичного контура. Она возбуждается в витках катушки  $L_1$  и совпадает по фазе с э. д. с. самоиндукции этой катушки. Появление э. д. с.  $E_{\Delta X}$  можно расценивать как увеличение э. д. с. самоиндукции катушки  $L_1$ . Условно можно считать, что э. д. с. самоиндукции первичной катушки увеличилась на  $E_{\Delta X}$  и стала равной

$$E'_{L1} = E_{L1} + E_{\Delta X}$$

За счет появления э. д. с.  $E_{\Delta X}$  нарушается равенство  $E_{C1} = E_{L1}$ , справедливое для одиночного контура, находящегося в состоянии резонанса, т. е. нарушается состояние резонанса в первичном контуре, так как

$$E'_{L1} > E_{C1}.$$

Результат получается аналогичный тому, который получился бы при увеличении индуктивного сопротивления катушки  $L_1$ . Поэтому появление э. д. с.  $E_{\Delta X}$  можно расценивать как увеличение индуктивного сопротивления в цепи первичного контура:

$$X_{L1 \text{ экв}} = X_{L1} + \Delta X_1.$$

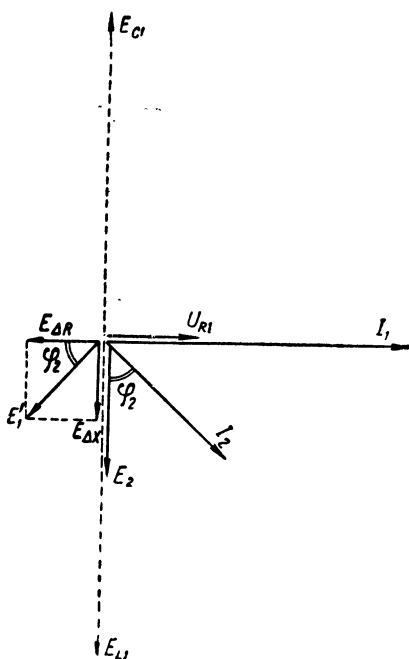


Рис. 1.62. Векторная диаграмма, иллюстрирующая процессы в связанных контурах при индуктивной связи (случай, когда  $f_{01} = f_{\text{ген}}$ ,  $f_{01} > f_{\text{ген}}$ )

Вносимое реактивное сопротивление в данном случае положительно. В результате преобладающим в первичном контуре будет индуктивное сопротивление.

**Вывод:** при емкостном характере сопротивления вторичного контура реактивное сопротивление, вносимое в первичный контур, является индуктивным.

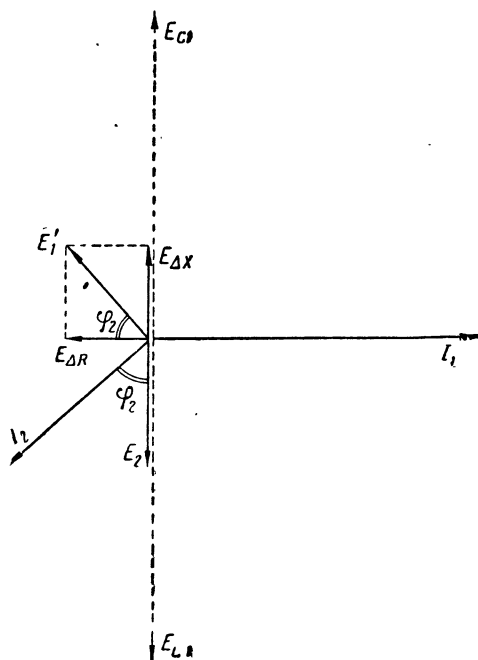


Рис. 1.63. Векторная диаграмма, иллюстрирующая процессы в связанных контурах при индуктивной связи (случай, когда  $f_{01} = f_{\text{ген}}$ ,  $f_{02} < f_{\text{ген}}$ )

является индуктивным.

**Случай 3.** Собственная частота первичного контура равна частоте генератора ( $f_{01} = f_{\text{ген}}$ ), а собственная частота вторичного контура меньше частоты генератора ( $f_{02} < f_{\text{ген}}$ ). Векторная диаграмма для этого случая изображена на рис. 1.63. Благодаря равенству частоты генератора и собственной частоты первичного контура емкостное сопротивление конденсатора  $C_1$  и индуктивное сопротивление катушки  $L_1$  равны

$$X_{C1} = X_{L1}$$

и в первичной цепи возникает резонанс. Следовательно, без учета влияния вторичного контура э. д. с. конденсатора  $E_{C1}$  и э. д. с. самоиндукции  $E_{L1}$  также равны

$$E_{C1} = E_{L1}$$

Вторичный контур питается током, частота которого выше резонансной, поэтому индуктивное сопротивление вторичного контура больше емкостного:

$$X_{L2} > X_{C2}$$

Благодаря индуктивному характеру сопротивления вторичного контура ток  $I_2$  отстает по фазе от э. д. с.  $E_2$  на угол  $\varphi_2$  (см. рис. 1.63). Э. д. с.  $E_1'$ , наводимая в первичном контуре током  $I_2$ , в этом случае сдвинута по фазе относительно тока  $I_1$  на угол больше  $180^\circ$ , но меньше  $270^\circ$ . Значит, падение напряжения, уравнивающее эту э. д. с., не совпадает по фазе с током  $I_1$ . На рис. 1.63 вектор  $E_1'$  разложен на две состав-

ляющие:  $E_{\Delta R}$ , направленную навстречу вектору тока  $I_1$ , и  $E_{\Delta X}$ , перпендикулярную этому вектору. Составляющая  $E_{\Delta R}$  не изменяет фазовых соотношений в первичном контуре, а лишь уменьшает ток  $I_1$ . Она обуславливает активное сопротивление  $\Delta R_1$ , вносимое в первичный контур вторичным. Составляющая  $E_{\Delta X}$  направлена навстречу вектору э. д. с. самоиндукции  $E_{L1}$  катушки первичного контура. Она возбуждается в витках катушки  $L_1$  и противофазна э. д. с. самоиндукции этой катушки. Появление э. д. с.  $E_{\Delta X}$  в данном случае можно расценивать как уменьшение э. д. с. самоиндукции катушки  $L_1$ . Условно можно считать, что э. д. с. самоиндукции катушки первичного контура уменьшилась на величину  $E_{\Delta X}$  и стала равной

$$E'_{L1} = E_{L1} - E_{\Delta X}$$

За счет появления э. д. с.  $E_{\Delta X}$  нарушается равенство электродвижущих сил емкости и индуктивности, справедливое для одиночного контура при резонансе. Следовательно, состояние резонанса в первичном контуре нарушается, так как  $E'_{L1} < E_{C1}$ . Результат получается аналогичным тому, какой получился бы при уменьшении индуктивного сопротивления катушки  $L_1$ . Поэтому появление э. д. с.  $E_{\Delta X}$  в данном случае следует расценивать как уменьшение индуктивного сопротивления в цепи первичного контура. Вносимое реактивное сопротивление в данном случае отрицательно. В результате преобладающим в первичном контуре оказывается емкостное сопротивление, так как  $X_{L1\text{экв}} < X_{C1}$ . Уменьшение индуктивного сопротивления равносильно увеличению емкостного. Поэтому принято считать, что вторичный контур в данном случае вносит в первичный емкостное сопротивление.

**Вывод:** при индуктивном характере сопротивления вторичного контура реактивное сопротивление, вносимое в первичный контур, является емкостным.

Учитывая, что индуктивное сопротивление положительно, а емкостное отрицательно, можно сделать такое заключение: вносимое в первичный контур реактивное сопротивление имеет знак, обратный знаку реактивного сопротивления вторичного контура.

Выше были рассмотрены случаи, когда собственная частота первичного контура равна частоте генератора. Однако характер реактивного вносимого сопротивления определяется только характером сопротивления вторичного контура и не зависит от характера сопротивления первичного контура. Поэтому при неизменной частоте генератора и неизменной настройке (собственной частоте) вторичного контура характер вносимого в первичный контур реактивного сопротивления остается также неизменным. Он может измениться лишь при

изменении характера реактивного сопротивления вторичного контура, т. е. при изменении либо настройки этого контура (собственной частоты)  $f_{02}$ , либо частоты генератора. Вносимое из вторичного контура в первичный сопротивление в общем случае содержит активную и реактивную составляющие:

$$\Delta Z_1 = \sqrt{(\Delta R_1)^2 + (\Delta X_1)^2}.$$

Оно учитывает реакцию вторичного контура на первичный.

## 5. Величина вносимого сопротивления

Установим основные количественные соотношения, определяющие величину вносимого сопротивления. Э. д. с.  $E_{\Delta R}$ , обуславливающую активную составляющую вносимого сопротивления  $\Delta R_1$ , можно найти из векторной диаграммы рис. 1.63:

$$E_{\Delta R} = E'_1 \cos \varphi_2 = I_2 \omega M \cos \varphi_2,$$

так как

$$E'_1 = I_2 \omega M.$$

В первичной цепи э. д. с.  $E_{\Delta R}$  уравнивается падением напряжения:

$$-E_{\Delta R} = U_{\Delta R} = I_1 \Delta R_1,$$

где  $\Delta R_1$  — активное вносимое сопротивление.

Справедливым будет равенство

$$I_1 \Delta R_1 = I_2 \omega M \cos \varphi_2.$$

Имея в виду, что

$$I_2 = \frac{I_1 \omega M}{Z_2} \text{ и } \cos \varphi_2 = \frac{R_2}{Z_2},$$

получим

$$I_1 \Delta R_1 = \frac{I_1 \omega M}{Z_2} \omega M \frac{R_2}{Z_2}.$$

Решим последнее уравнение относительно  $\Delta R_1$ :

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2. \quad (1.43)$$

Полученное выражение показывает, что величина активного вносимого сопротивления зависит от частоты питающего генератора, от коэффициента взаимной индукции (коэффициента связи) и параметров вторичного контура.

Физическая сущность полученного выражения состоит в следующем: чем выше частота тока, тем при прочих равных условиях больше индуктированная э. д. с. (за счет тока  $I_1$  индуктируется э. д. с.  $E_2$ , за счет тока  $I_2$  — э. д. с.  $E'_1$ ). Чем больше

связь между контурами, учитываемая коэффициентом взаимной индукции  $M$  катушек, тем при прочих равных условиях больше э. д. с.  $E_2$  и ток  $I_2$  во вторичном контуре и тем больше э. д. с.  $E'_1$ , обуславливающая вносимое сопротивление. Поэтому чем больше коэффициент связи, тем больше величина вносимого сопротивления при всех значениях частоты генератора. Наконец, при одной и той же величине  $E_2$  величина и фаза тока  $I_2$  во вторичном контуре могут быть различны в зависимости от сопротивления вторичного контура. Поэтому при разных значениях сопротивления вторичного контура получаются различные значения вносимого активного сопротивления.

Реактивная составляющая вносимого сопротивления обуславливается составляющей э. д. с.  $E_{\Delta X}$ . Из векторной диаграммы (см. рис. 1.63) определим  $E_{\Delta X}$ :

$$E_{\Delta X} = E'_1 \sin \varphi_2 = I_2 \omega M \sin \varphi_2.$$

Эта э. д. с. уравнивается в первичной цепи реактивным падением напряжения:

$$-E_{\Delta X} = U_{\Delta X} = I_1 \Delta X_1,$$

где  $\Delta X_1$  — реактивная составляющая вносимого сопротивления. Справедливым будет равенство

$$-I_1 \Delta X_1 = I_2 \omega M \sin \varphi_2.$$

Так как

$$I_2 = \frac{I_1 \omega M}{Z_2} \text{ и } \sin \varphi_2 = \frac{X_2}{Z_2},$$

то

$$\Delta X_1 = -\frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2.$$

Знак минус перед выражением учитывает характер вносимого сопротивления. При положительном (индуктивном) сопротивлении вторичного контура  $X_2$  вносимое сопротивление является отрицательным (емкостным), и наоборот. Зависимость активного и реактивного вносимых сопротивлений от частоты генератора при нескольких значениях коэффициента связи показана на рис. 1.64. При увеличении коэффициента связи величина вносимых сопротивлений  $\Delta R$  и  $\Delta X$  при всех значениях частоты генератора увеличивается.

В зависимости от коэффициента связи и частоты генератора реактивное вносимое сопротивление  $\Delta X_1$  может изменяться в широких пределах: его величина может быть меньше и может быть больше величины собственного реактивного сопротивления  $X_1$  первичного контура.

В общем случае, когда вторичный контур расстроен относительно частоты питающего генератора, вносимое сопротивление имеет активную и реактивную составляющие. Эквивалентное активное сопротивление первичной цепи в этом случае равно

$$R_{1\text{ экв}} = R_1 + \Delta R_1 = R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2.$$

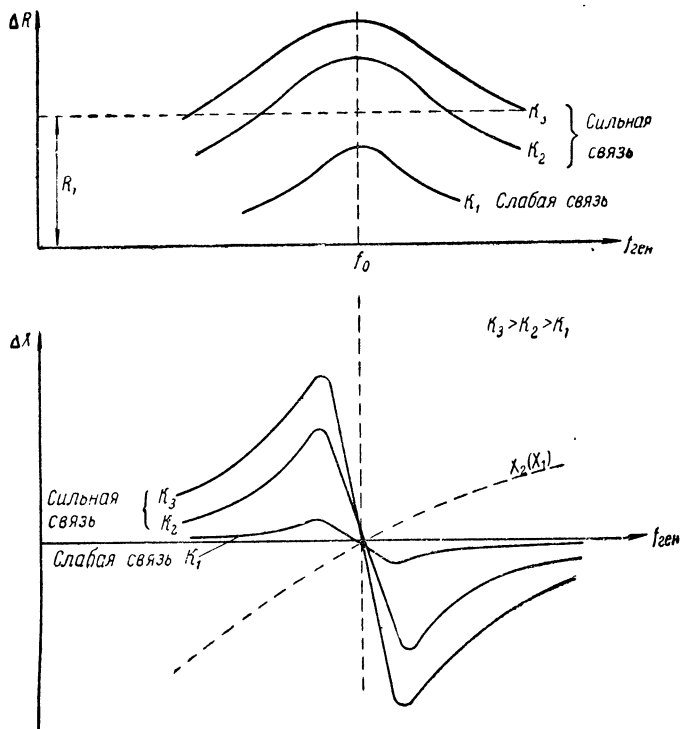


Рис. 1.64. Зависимость активного и реактивного вносимых сопротивлений от частоты генератора при нескольких значениях коэффициента связи

Эквивалентное реактивное сопротивление первичной цепи

$$X_{1\text{ экв}} = X_1 + \Delta X_1 = X_1 - \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2.$$

Ток  $I_1$  первичной цепи

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{U_{\text{ген}}}{Z_{1\text{ экв}}} = \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{R_{1\text{ экв}}^2 + X_{1\text{ экв}}^2}} = \\ &= \frac{U_{\text{ген}}}{\sqrt{\left(R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2\right)^2 + \left(X_1 - \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2\right)^2}}. \end{aligned} \quad (1.44)$$

Уравнение (1.44) показывает, что система из двух связанных контуров по своему воздействию на генератор может быть заменена одним эквивалентным контуром (рис. 1.65), обладающим:

а) эквивалентным активным сопротивлением

$$R_{1\text{ экв}} = R_1 + \Delta R_1;$$

б) эквивалентным реактивным сопротивлением

$$X_{1\text{ экв}} = X_1 + \Delta X_1.$$

Активное вносимое сопротивление учитывает переход энергии из первичного контура во вторичный. Реактивное вносимое сопротивление изменяет собственную частоту (настройку) первичного контура. Если, например, первичный контур настроен в резонанс с частотой генератора, то расстроенный вторичный контур нарушает резонанс.

В частном случае, когда вторичный контур точно настроен в резонанс с частотой питающего генератора, реактивное сопротивление вторичного контура равно нулю и вносимое в первичный контур реактивное сопротивление также равно нулю. Вносимое активное сопротивление в этом случае равно:

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2} R_2 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2}, \quad (1.45)$$

а ток в первичной цепи

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1 + \Delta R_1} = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{R_2}}.$$

Векторная диаграмма, соответствующая такому случаю, была приведена на рис. 1.61. Вектор э. д. с.  $E'_1$  в этом случае направлен точно навстречу вектору тока  $I_1$  и не изменяет фазовых соотношений в первичной цепи, а лишь уменьшает амплитуду тока  $I_1$ .

**Пример.** Два контура связаны индуктивно и каждый из них настроен в резонанс с частотой источника, включенного в первичный контур. Параметры обоих контуров одинаковы:  $L_1 = L_2 = 400 \text{ мкГн}$ ,  $C_1 = C_2 = 400 \text{ пФ}$ ,  $R_1 = R_2 = 10 \text{ ом}$ . Каким будет активное сопротивление, вносимое в первичный контур, при коэффициенте связи  $K = 1\%$ ?

**Решение.** Резонансная частота каждого контура  $f_0 = 400 \text{ кГц}$ , или  $\omega_0 = 2,5 \cdot 10^6 \text{ рад/сек}$ . Из выражения

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

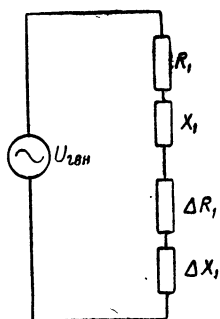


Рис. 1.65. Эквивалентная схема системы связанных контуров (замена системы связанных контуров эквивалентным контуром)



находим величину коэффициента взаимной индукции:

$$M = K \sqrt{L_1 L_2} = 0,01 \sqrt{400 \cdot 400} = 4 \text{ мкГн} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}.$$

Далее находим активное вносимое сопротивление:

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2} = \frac{(2,5 \cdot 10^6 \cdot 4 \cdot 10^{-6})^2}{10} = 10 \text{ Ом}.$$

## 6. Баланс мощностей в связанных контурах.

### Коэффициент полезного действия системы связанных контуров

Мощность, отбираемая от генератора системой настроенных связанных контуров, определяется выражением

$$P = I_1^2 R_{1\text{экв}} = I_1^2 (R_1 + \Delta R_1) = I_1^2 R_1 + I_1^2 \Delta R_1 = P_1 + P_2,$$

где  $I_1^2 R_1 = P_1$  — мощность, расходуемая в активном сопротивлении первичного контура;

$I_1^2 \Delta R_1 = P_2$  — мощность, передаваемая во вторичный контур.

В самом деле,

$$P_2 = I_1^2 \Delta R_1 = I_1^2 \frac{\omega^2 M^2}{R_2}.$$

Имея в виду, что

$$I_1 \omega M = E_2 \text{ и } \frac{E_2}{R_2} = I_2,$$

получим

$$P_2 = I_1^2 \frac{\omega^2 M^2}{R_2} = \frac{E_2^2}{R_2} = I_2^2 R_2.$$

Коэффициентом полезного действия (КПД) системы связанных контуров называют число, показывающее, какую долю составляет мощность, передаваемая во вторичный контур, от полной мощности, отдаваемой генератором:

$$\eta = \frac{P_2}{P} = \frac{P_2}{P_1 + P_2} = \frac{I_1^2 \Delta R_1}{I_1^2 R_1 + I_1^2 \Delta R_1} = \frac{\Delta R_1}{R_1 + \Delta R_1}. \quad (1.46)$$

Из первичного контура во вторичный передается такая доля полной мощности, какую составляет вносимое активное сопротивление  $\Delta R_1$  от эквивалентного активного сопротивления первичного контура ( $R_{1\text{экв}} = R_1 + \Delta R_1$ ).

КПД системы связанных контуров зависит от величины связи между контурами, поскольку величина связи определяет величину вносимого сопротивления.

## 7. Получение наибольшего тока во вторичном контуре. Степени связи

В ряде случаев возникает необходимость передать из первичного контура во вторичный наибольшую мощность. Такая задача может возникнуть, например, при связи передатчика с передающей антенной. Рассмотрим наиболее важный для практики случай, когда оба контура заранее настроены в резонанс с частотой генератора. Вносимое сопротивление при этом чисто активное:

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{R_2}$$

(имеется в виду индуктивная связь).

Для передачи из первичного контура во вторичный наибольшей мощности необходимо создать во вторичном контуре наибольший по амплитуде ток. Ток во вторичном контуре зависит от величины связи между контурами. Эта зависимость обусловлена двумя причинами. Во-первых, при изменении коэффициента связи изменяется та доля магнитного потока катушки первичного контура, которая пронизывает катушку вторичного контура: чем больше коэффициент связи, тем большая часть магнитного потока первичного контура пересекает витки катушки вторичного контура. Во-вторых, при изменении связи изменяется вносимое в первичный контур сопротивление и, как следствие, изменяется величина тока в первичном контуре. В результате этого изменяются магнитный поток катушки первичного контура и э. д. с.  $E_2$ , наводимая в катушке вторичного контура. В самом деле,

$$I_{2\text{ рез}} = \frac{E_2}{R_2} = \frac{I_1 \omega M}{R_2}.$$

Ток вторичного контура является функцией двух переменных:  $I_1$  и  $M$ . При непрерывном увеличении коэффициента связи (при сближении катушек  $L_1$  и  $L_2$ ) ток  $I_{1\text{ рез}}$  уменьшается, магнитный поток катушки  $L_1$  уменьшается, но доля магнитного потока катушки  $L_1$ , пронизывающая катушку  $L_2$ , возрастает. При малом коэффициенте связи магнитный поток, пронизывающий катушку  $L_2$ , мал (т. е. незначительная доля магнитного потока катушки  $L_1$  пронизывает катушку  $L_2$ ). При очень большом коэффициенте связи магнитный поток, пронизывающий катушку  $L_2$ , тоже мал, так как малым оказывается магнитный поток катушки  $L_1$ . Поэтому э. д. с., наводимая в катушке  $L_2$ , а вместе с нею и ток  $I_2$  вначале увеличивается, доходя до некоторого максимального значения ( $I_{2\text{ мм}}$ ), а затем снова уменьшается (рис. 1.66). Максимальное значение тока во вторичном контуре

соответствует максимальной мощности во вторичном контуре, так как

$$P_2 = I_{2\text{рез}}^2 R_2,$$

где  $P_2$  — мощность, передаваемая во вторичный контур;

$I_{2\text{рез}}$  — ток во вторичном контуре (при резонансе);

$R_2$  — активное сопротивление вторичного контура.

Известное в электротехнике условие отдачи генератором в нагрузку максимальной мощности применимо и к системе связанных контуров. Вторичный контур получает энергию от пер-

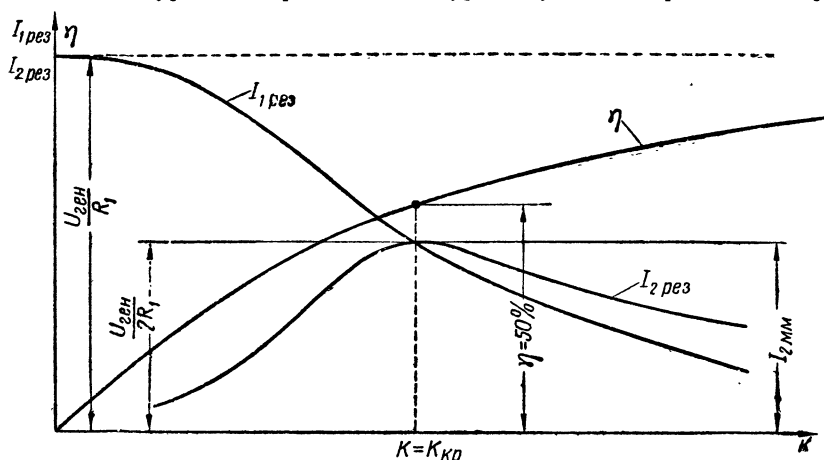


Рис. 1.66. Зависимость токов  $I_{1\text{рез}}$ ,  $I_{2\text{рез}}$  и КПД системы от коэффициента связи между контурами (для случая, когда контуры идентичны, т. е.  $L_1=L_2$ ,  $C_1=C_2$  и  $R_1=R_2$ )

вичного, поэтому мощность, передаваемая из первичного контура во вторичный, будет максимальна при равенстве вносимого активного сопротивления  $\Delta R_1$  и собственного активного сопротивления первичного контура, т. е.

$$\Delta R_1 = R_1.$$

Величина связи, при которой во вторичный контур передается максимальная мощность, называется критической.

Степень связи между контурами принято оценивать по относительной величине вносимого активного сопротивления. Различают такие степени связи:

очень слабая —  $\Delta R_1 \ll R_1$ ;

слабая —  $\Delta R_1 < R_1$ ;

критическая —  $\Delta R_1 = R_1$ ;

сильная —  $\Delta R_1 > R_1$ ;

очень сильная (жесткая) —  $\Delta R_1 \gg R_1$ .

Определим коэффициент взаимной индукции, при котором

связь между контурами будет критической, т. е. во вторичный контур будет передаваться максимальная мощность. Будем исходить при этом из равенства

$$\Delta R_1 = R_1,$$

т. е.

$$\frac{\omega^2 M_{кр}^2}{R_2} = R_1.$$

Отсюда

$$M_{кр} = \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{\omega}. \quad (1.47)$$

Определим далее значение коэффициента связи, соответствующее критической связи:

$$\begin{aligned} K_{кр} &= \frac{M_{кр}}{\sqrt{L_1 L_2}} = \frac{\frac{\sqrt{R_1 R_2}}{\omega}}{\sqrt{L_1 L_2}} = \sqrt{\frac{R_1 R_2}{\omega^2 L_1 L_2}} = \\ &= \sqrt{\frac{R_1}{\omega L_1} \cdot \frac{R_2}{\omega L_2}} = \sqrt{\frac{1}{Q_1} \cdot \frac{1}{Q_2}}. \end{aligned} \quad (1.48)$$

Если добротность обоих контуров одинакова ( $Q_1 = Q_2$ ), то

$$K_{кр} = \frac{1}{Q}. \quad (1.49)$$

Формулы (1.48) и (1.49) справедливы для любого вида связи.

Таким образом, степень связи зависит не только от коэффициента связи, но и от добротности контуров. Чем ниже добротность контуров, тем больше должен быть коэффициент связи для передачи определенной мощности из первичного контура во вторичный (в том числе и максимальной).

Определим максимальный ток  $I_{2\text{ мм}}$  во вторичном контуре, получающийся при критической связи и равенстве частоты генератора и собственной частоты контуров ( $f_{\text{ген}} = f_{01} = f_{02}$ ). Подставив значение  $I_{1\text{ рез}}$  в формулу для тока  $I_{2\text{ рез}}$ , получим

$$I_{2\text{ рез}} = \frac{E_2}{R_2} = \frac{I_{1\text{ рез}} \omega M}{R_2} = \frac{U_{\text{ген}} \omega M}{(R_1 + \Delta R_1) R_2}.$$

Учитывая, что при критической связи  $\Delta R_1 = R_1$  и подставляя значение  $M_{кр}$ , определяемое формулой (1.47), получим

$$I_{2\text{ мм}} = \frac{U_{\text{ген}} \omega}{2 R_1 R_2} \cdot \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{\omega} = \frac{U_{\text{ген}}}{2 \sqrt{R_1 R_2}}. \quad (1.50)$$

Следовательно, максимальный ток во вторичном контуре определяется напряжением генератора и величинами активных

сопротивлений первичного и вторичного контуров. Чем больше активные сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  (чем ниже добротность контура), тем меньше ток  $I_{2\text{ рез}}$  при неизменном напряжении генератора.

## 8. Зависимость токов $I_{1\text{ рез}}$ , $I_{2\text{ рез}}$ и КПД системы от коэффициента связи

От коэффициента связи между контурами зависят токи во вторичном и первичном контурах и КПД системы. При равенстве между частотой генератора и собственными частотами контуров ток во вторичном контуре равен

$$I_{2\text{ рез}} = \frac{E_2}{R_2}.$$

Ток в первичном контуре

$$I_{1\text{ рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1 + \Delta R_1}.$$

При изменении коэффициента связи изменяются э. д. с.  $E_2$ , возбуждаемая во вторичном контуре, и активное сопротивление, вносимое в первичный контур. Поэтому изменяются токи  $I_{1\text{ рез}}$  и  $I_{2\text{ рез}}$  (см. рис. 1.66). При увеличении коэффициента связи ток  $I_{1\text{ рез}}$  в первичном контуре уменьшается, так как при этом увеличивается вносимое активное сопротивление. Ток  $I_{2\text{ рез}}$  во вторичном контуре при увеличении связи от нуля до  $K_{\text{кр}}$  растет, при  $K = K_{\text{кр}}$  достигает наибольшего значения и при дальнейшем увеличении коэффициента связи падает. Мощность, отбираемая при этом от генератора, уменьшается, так как увеличивается эквивалентное активное сопротивление  $(R_1 + \Delta R_1)$  первичного контура и уменьшается ток, проходящий в первичной цепи. КПД при увеличении коэффициента связи увеличивается, поскольку

$$\eta = \frac{\Delta R_1}{R_1 + \Delta R_1}.$$

При критической связи КПД составляет 50%, так как  $\Delta R_1 = R_1$ .

Повысить КПД можно увеличением связи сверх ее критического значения. При этом мощность, отбираемая системой от генератора, уменьшается, но во вторичный контур передается больше половины всей мощности (меньшая часть расходуется в активном сопротивлении  $R_1$  первичного контура).

## 9. Настройка связанных контуров

На рис. 1.67 показаны связанные контуры, которые могут настраиваться с помощью конденсаторов переменной емкости  $C_1$  и  $C_2$ . Предположим, что первоначально оба контура были на-

строены на частоту питающего генератора. При изменении емкости  $C_1$  (при изменении настройки первичного контура) сопротивление первичной цепи увеличивается независимо от того, в какую сторону производится расстройка.

При расстройке первичного контура ток  $I_1$  в нем уменьшается (рис. 1.68). Это приводит к уменьшению э. д. с.  $E_2$ , наводимой в катушке вторичного контура. В результате уменьшается ток во вторичном контуре, хотя резонанс в нем не нарушается, так как частота питающего генератора остается неизменной. Угол фазового сдвига между э. д. с.  $E_2$  и током  $I_2$  во вторичном контуре также остается равным нулю (кривую тока  $I_2$  на рис. 1.68 нельзя назвать резонансной кривой). Кривая тока  $I_1$  (резонансная кривая первичного контура) при этом получается более «тупой», чем резонансная кривая того же контура при отсутствии вторичного контура (или при разомкнутом вторичном контуре). Из-за активного сопротивления, вносимого вторичным контуром в первичный, добротность

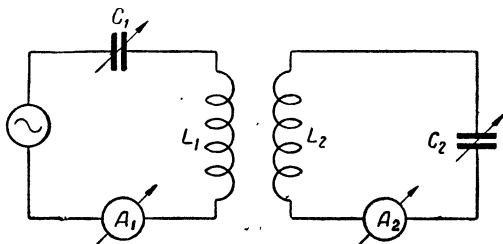


Рис. 1.67. Настраиваемые связанные контуры

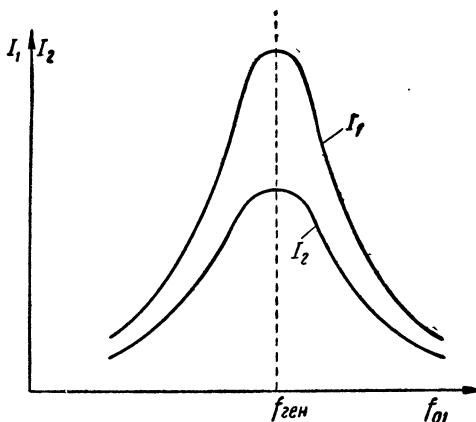


Рис. 1.68. Зависимость токов в первичном и вторичном контурах от настройки первичного контура

первичного контура понижается. Максимальное значение тока  $I_2$  во вторичном контуре получается за счет резонанса (максимума тока) в первичном контуре.

Если первичный контур оставить настроенным на частоту генератора, а вторичный контур расстраивать, изменяя емкость  $C_2$ , то величина тока  $I_2$  во вторичном контуре будет уменьшаться (рис. 1.69) из-за нарушения резонанса во вторичном контуре. При этом уменьшится воздействие, оказываемое вторичным контуром на первичный, так как уменьшится магнитный поток катушки  $L_2$  вторичного контура. Иными словами, уменьшится э. д. с.  $E'_1$ , наводимая вторичным контуром в пер-

вичном. Вследствие этого ток  $I_1$  в первичном контуре увеличится. Очень сильная расстройка вторичного контура равносильна его отключению, так как при этом вносимые сопротивления  $\Delta R_1$  и  $\Delta X_1$  оказываются очень малыми в сравнении с сопротивлениями  $R_1$  и  $X_1$  и ими можно пренебречь. Поэтому при сильной расстройке вторичного контура ток  $I_1$  в первичном контуре увеличивается до значения

$$I_{1\text{рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1}.$$

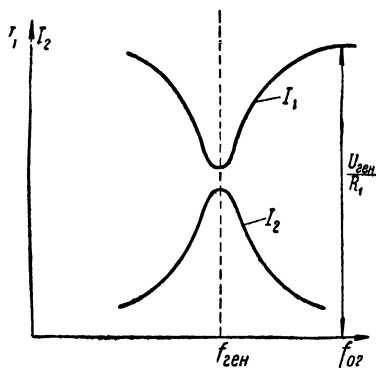


Рис. 1.69. Зависимость токов в первичном и вторичном контурах от настройки вторичного контура

При настройке вторичного контура о состоянии резонанса можно судить либо по максимальному показанию амперметра  $A_2$  вторичного контура (см. рис. 1.67), либо по минимальному показанию амперметра  $A_1$  первичного контура. Для получения наибольшей мощности во вторичном контуре, кроме настройки контуров в резонанс, необходимо подобрать связь между контурами, сделав ее критической.

## 10. Резонансные кривые системы двух связанных контуров

Система связанных контуров, так же как и одиночный контур, при изменении частоты питающего генератора изменяет свои свойства. Для оценки этих свойств служат резонансные кривые. Их строят для токов первичного и вторичного контуров. Форма этих кривых зависит от степени связи между контурами. Мы будем иметь в виду контуры, настроенные на одинаковую частоту ( $f_{01}=f_{02}=f_0$ ), считая при этом, что  $L_1=L_2$ ,  $C_1=C_2$ ,  $R_1=R_2$ , т. е. что первичный и вторичный контуры идентичны. Такой случай на практике встречается наиболее часто.

### Резонансные кривые тока первичного контура

При слабой связи ( $K < K_{\text{кр}}$ ) во вторичный контур передается небольшая доля мощности, отдаваемой генератором. При этом реакция вторичного контура на первичный невелика, вследствие чего вносимое сопротивление мало ( $\Delta R_1 < R_1$  и  $\Delta X_1 < X_1$ ) и режим первичного контура изменяется мало.

При частоте генератора, равной собственной частоте контуров ( $f_{\text{ген}} = f_{01} = f_{02} = f_0$ ), в первичный контур вносится чисто активное сопротивление. При этом эквивалентное сопротивление первичного контура остается активным, но возрастает на величину вносимого сопротивления  $\Delta R_1$ , которое зависит от коэффициента связи  $K$ . Следовательно, величина тока в первичном контуре при резонансе зависит от коэффициента связи: чем он больше, тем меньше ток  $I_{1 \text{ рез}}$ .

При частоте генератора, отличной от собственной частоты контуров, сопротивление каждого контура имеет реактивную составляющую. Например, при  $f_{\text{ген}} < f_0$  сопротивления обоих контуров носят емкостный характер. Вторичный контур в этом случае вносит в первичный индуктивное сопротивление  $\Delta X_1$ . Однако из-за слабой связи между контурами это сопротивление меньше емкостного сопротивления первичного контура. В результате сопротивление первичного контура остается емкостным. При  $f_{\text{ген}} > f_0$  сопротивления обоих контуров имеют индуктивный характер и вторичный контур вносит в первичный емкостное сопротивление. Однако из-за слабой связи это сопротивление оказывается меньше индуктивного сопротивления первичного контура. В результате сопротивление первичного контура остается по характеру индуктивным.

Таким образом, при изменении частоты генератора характер эквивалентного сопротивления первичного контура при слабой связи изменяется аналогично сопротивлению одиночного контура, поэтому резонансная кривая тока  $I_1$  подобна резонансной кривой одиночного контура. Однако за счет вносимого сопротивления эквивалентная добротность первичного контура ухудшается. Чем больше коэффициент связи, тем больше вносимое сопротивление и тем меньше эквивалентная добротность первичного контура. Поэтому форма резонансной кривой тока  $I_1$  при разных значениях коэффициента связи различна. Чем больше значение коэффициента связи, тем меньше эквивалентное качество первичного контура и тем «тупее» резонансная кривая тока  $I_1$ .

При сильной связи ( $K > K_{\text{кр}}$ ) во вторичный контур передается большая часть мощности, отдаваемой генератором; при этом реакция вторичного контура на первичный велика. Это означает, что при частоте генератора, равной собственной частоте контуров ( $f_{\text{ген}} = f_0$ ), активное вносимое сопротивление больше активного сопротивления первичного контура ( $\Delta R_1 > R_1$ ). При изменении частоты генератора в любую сторону активное вносимое сопротивление уменьшается.

Характер зависимости активного и реактивного вносимых сопротивлений от частоты генератора был показан на рис. 1.64. Вносимое реактивное сопротивление при сильной связи на частотах, близких к собственной частоте контуров, больше собственного реактивного сопротивления  $X_1$  первичного контура. На-



пример, если частота генератора меньше собственной частоты контуров, реактивное (емкостное) сопротивление первичного контура ( $X_1$ ) мало и вносимое индуктивное сопротивление оказывается большим ( $\Delta X_1 > X_1$ ). В результате эквивалентное сопротивление первичного контура вместо емкостного оказывается индуктивным (рис. 1.70). При некотором значении  $f'$  частоты генератора вносимое (индуктивное) сопротивление и собственное реактивное (емкостное) сопротивление первичного контура становятся равными:

$$\Delta X_1 = X_1.$$

При этом эквивалентное реактивное сопротивление первичного контура

$$X_{1\text{ экв}} = 0.$$

При частотах ниже  $f'$  собственное реактивное (емкостное) сопротивление первичного контура оказывается больше вносимого индуктивного сопротивления. Поэтому эквивалентное сопротивление первичного контура остается емкостным. Аналогичное явление будет при частотах генератора, больших, чем собственная частота контуров ( $f_{\text{ген}} > f_0$ ). Сопротивления обоих контуров при этом имеют индуктивный характер и вторичный контур вносит в первичный емкостное сопротивление. На частотах, близких к собственной частоте контуров ( $f_0$ ), реактивное сопротивление первичного контура ( $X_1$ ) мало и вносимое емкостное сопротивление больше  $X_1$  ( $\Delta X_1 > X_1$ ). В результате эквивалентное сопротивление первичного контура вместо индуктивного получается емкостным. При некотором значении  $f''$  частоты генератора вносимое (емкостное) сопротивление и собственное реактивное (индуктивное) сопротивление первичного контура численно равны:

$$\Delta X_1 = X_1.$$

При этом эквивалентное реактивное сопротивление первичного контура

$$X_{1\text{ экв}} = 0.$$

На частотах выше  $f''$  собственное реактивное (индуктивное) сопротивление первичного контура оказывается больше вносимого емкостного сопротивления. Поэтому эквивалентное реактивное сопротивление первичного контура остается индуктивным.

Таким образом, при трех значениях частоты генератора ( $f_{\text{ген}} = f_0$ ,  $f_{\text{ген}} = f'$  и  $f_{\text{ген}} = f''$ ) эквивалентное реактивное сопротивление первичного контура обращается в нуль и сопротивление первичной цепи имеет чисто активный характер. Однако величина тока  $I_1$  при частоте генератора  $f_{\text{ген}} = f_0$  меньше, чем при частотах  $f'$  и  $f''$ , так как активное вносимое сопротивление при

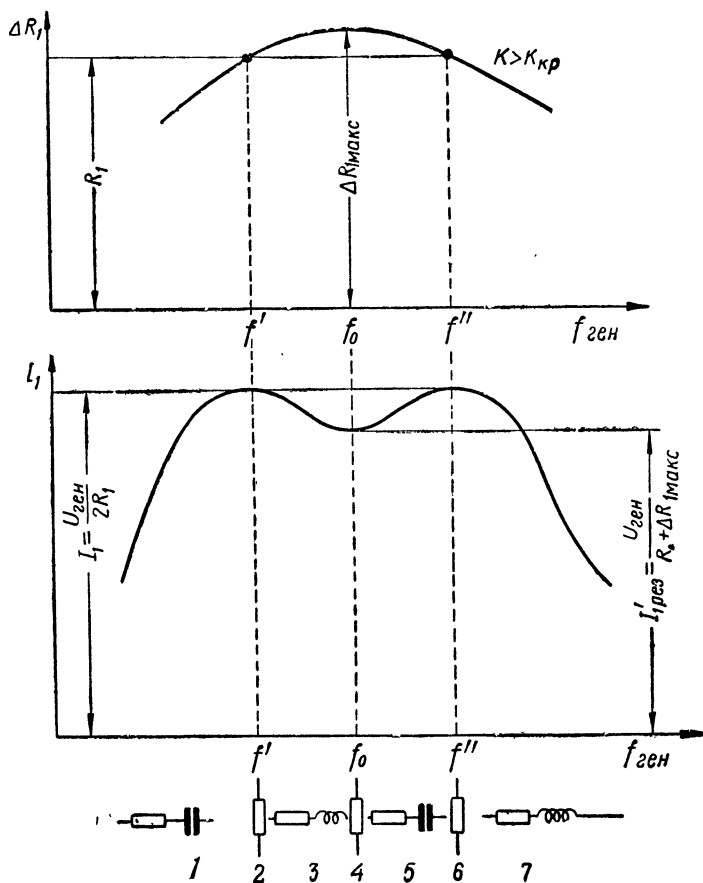


Рис. 1.70. Образование двугорбой резонансной кривой тока при связи больше критической:

1 — вносимое сопротивление имеет индуктивный характер и по величине меньше емкостного сопротивления первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается емкостным; 2 — вносимое сопротивление имеет индуктивный характер и по величине равно емкостному сопротивлению первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается активным; 3 — вносимое сопротивление имеет индуктивный характер и по величине больше емкостного сопротивления первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается индуктивным; 4 — вносимое сопротивление чисто активное; эквивалентное сопротивление первого контура активное и равно  $R_1 + \Delta R_{1\text{макс}}$ ; 5 — вносимое сопротивление имеет емкостный характер и по величине больше индуктивного сопротивления первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается емкостным; 6 — вносимое сопротивление имеет емкостный характер и по величине равно индуктивному сопротивлению первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается активным; 7 — вносимое сопротивление имеет емкостный характер и по величине меньше индуктивного сопротивления первого контура; эквивалентное сопротивление первого контура получается индуктивным

частоте  $f_0$  имеет наибольшее значение. Проследим, как изменяются эквивалентное сопротивление и ток первичного контура при повышении частоты генератора.

При низких частотах генератора эквивалентное сопротивление первичного контура имеет емкостный характер и при увеличении частоты уменьшается. Поэтому ток  $I_1$  растет. При частоте  $f'$  реактивное сопротивление  $X_1$  первичного контура компенсируется вносимым реактивным сопротивлением, вследствие чего эквивалентное сопротивление первичного контура оказывается чисто активным и, как будет показано ниже, равным  $2R_1$  (т. е. в этом случае  $\Delta R_1 = R_1$ ). Ток в первичном контуре при этом совпадает по фазе с напряжением генератора и равен

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{2R_1}.$$

При дальнейшем повышении частоты генератора в эквивалентном сопротивлении первичного контура снова появляется реактивная (индуктивная) составляющая; вместе с этим увеличивается активное вносимое сопротивление  $\Delta R_1$ . В результате ток  $I_1$  первичного контура уменьшается. При частоте генератора, равной  $f_0$ , эквивалентное сопротивление первичного контура вновь становится активным и равным  $R_1 + \Delta R_{1\text{ макс}}$ . При этом ток в первичном контуре

$$I_{1\text{ рез}} = \frac{U_{\text{ген}}}{R_1 + \Delta R_{1\text{ макс}}}.$$

При дальнейшем увеличении частоты генератора в составе эквивалентного сопротивления первичного контура появляется реактивная (емкостная) составляющая за счет преобладания вносимого реактивного сопротивления над реактивным сопротивлением первичного контура; при этом вносимое активное сопротивление уменьшается, а ток  $I_1$  увеличивается. При частоте  $f''$  реактивное (индуктивное) сопротивление первичного контура компенсируется вносимым реактивным сопротивлением. Благодаря этому эквивалентное сопротивление первичного контура носит чисто активный характер и равно  $2R_1$  (так как  $\Delta R_1 = R_1$ ). Ток в первичном контуре в этом случае совпадает по фазе с напряжением генератора и равен

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{2R_1}.$$

При дальнейшем повышении частоты генератора в эквивалентном сопротивлении первичного контура появляется реактивная (индуктивная) составляющая, которая быстро увеличивается, в то время как ток  $I_1$  в первичном контуре быстро уменьшается. В результате резонансная кривая тока  $I_1$  первичного контура приобретает двугорбый вид (см. рис. 1.70).

Если контуры идентичны ( $L_1=L_2$ ,  $C_1=C_2$  и  $R_1=R_2$ ), равенства  $\Delta X_1=X_1$  и  $\Delta R_1=R_1$  выполняются при одинаковых частотах генератора. В самом деле, вносимое реактивное сопротивление

$$\Delta X_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2.$$

Определим частоту, при которой вносимое реактивное сопротивление равно реактивному сопротивлению первичного контура, т. е.

$$\Delta X_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} X_2 = X_1.$$

Последнее выражение решим относительно  $\omega^2$ :

$$\omega^2 = \frac{X_1 Z_2^2}{X_2 M^2}.$$

Подставив найденное значение частоты в формулу для активного вносимого сопротивления, определим вносимое активное сопротивление для случая, когда  $\Delta X_1=X_1$ :

$$\Delta R_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} R_2 = \frac{X_1 Z_2^2}{X_2 M^2} \cdot \frac{M^2}{Z_2^2} R_2 = \frac{X_1}{X_2} R_2.$$

Но так как  $R_1=R_2$  и  $X_1=X_2$ , то  $\Delta R_1=R_2=R_1$ . Поэтому при частотах  $f'$  и  $f''$ , называемых частотами связи (см. рис. 1.70), вносимое активное сопротивление равно сопротивлению  $R_1$  первичного контура, а ток в первичном контуре

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{2R_1}.$$

Величины активного и реактивного вносимых сопротивлений с увеличением коэффициента связи растут. Поэтому форма резонансной кривой тока  $I_1$  первичного контура изменяется. Чем больше коэффициент связи, тем больше вносимое активное сопротивление и тем меньше ток  $I_{1\text{рез}}$  в первичном контуре при частоте  $f_0$ . Вместе с тем значения токов, соответствующие «горбам» резонансной кривой, остаются неизменными при любом коэффициенте связи и равными

$$I_1 = \frac{U_{\text{ген}}}{2R_1}.$$

Чем больше коэффициент связи, тем больше вносимое реактивное сопротивление и тем сильнее отличаются частоты связи  $f'$  и  $f''$  от собственной частоты контуров  $f_0$ . Значения частот связи можно определить по формулам

$$f' = \frac{f_0}{\sqrt{1+K}}; \quad f'' = \frac{f_0}{\sqrt{1-K}}. \quad (1.51)$$

На рис. 1.71 показано, как изменяется форма резонансной кривой тока первичного контура в зависимости от коэффициента связи.

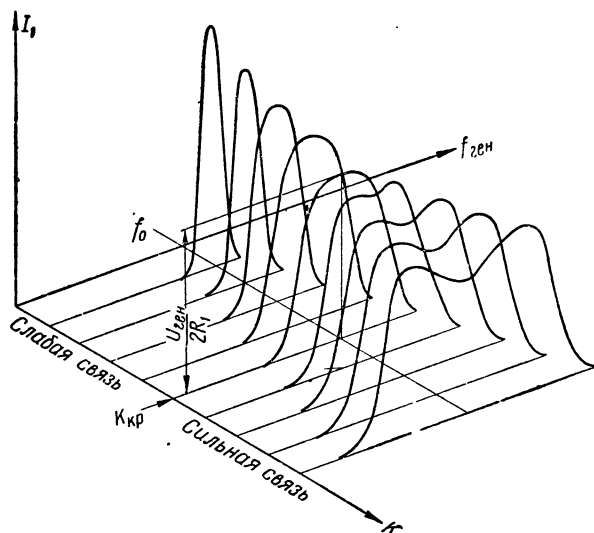


Рис. 1.71. Зависимость формы резонансной кривой тока  $I_1$  от коэффициента связи

### Резонансные кривые тока вторичного контура

Ток  $I_2$  вторичного контура изменяется не только благодаря изменению сопротивления  $Z_2$  вторичного контура, но и благодаря изменению тока  $I_1$  в первичном контуре, так как

$$I_2 = \frac{E_2}{Z_2} = \frac{I_1 \omega M}{Z_2}.$$

Поэтому, когда при изменении связи между контурами изменяется форма резонансной кривой тока  $I_1$  первичного контура, изменяется и форма резонансной кривой тока  $I_2$  вторичного контура. При увеличении коэффициента связи она становится менее острой.

При слабой связи резонансная кривая тока  $I_2$  вторичного контура подобна кривой тока  $I_1$  первичного контура. Однако при увеличении связи ток в первичном контуре уменьшается, а во вторичном увеличивается из-за возрастания э. д. с.  $E_2$ , наводимой в этом контуре.

При критической связи и при частоте генератора, равной собственной частоте контуров ( $f_{\text{ген}} = f_0$ ), ток  $I_{2 \text{ рез}}$  во вторичном контуре достигает своего максимального (предельного) значе-

ния  $I_{2\text{мм}}$  (см. рис. 1.66). При этом мощность  $P_2$ , передаваемая во вторичный контур, также становится максимальной.

При связи больше критической ( $K > K_{\text{кр}}$ ) и при частоте генератора, равной собственной частоте контуров ( $f_{\text{ген}} = f_0$ ), вносимое активное сопротивление  $\Delta R_1$  превышает активное сопротивление  $R_1$  первичного контура. При этом ток  $I_{1\text{рез}}$  и э. д. с.  $E_2$ , а следовательно, и ток  $I_{2\text{рез}}$  оказываются меньше, чем при критической связи (рис. 1.66 и 1.72, в). Условие передачи во вторичный контур максимальной мощности на резонансной частоте при этом не выполняется. Оно выполняется на частотах связи  $f'$  и  $f''$ .

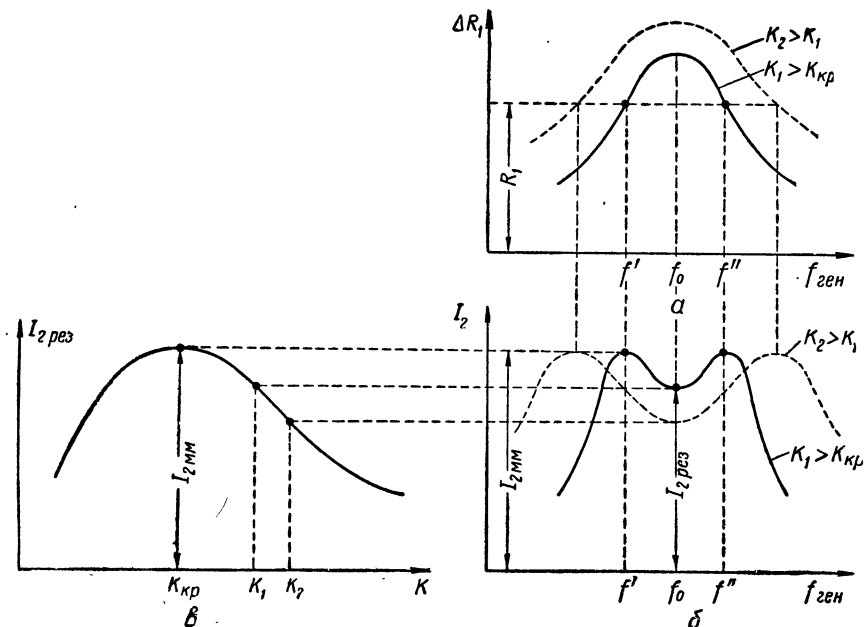


Рис. 1.72. Образование двугорбой резонансной кривой тока  $I_2$  при связи больше критической

На рис. 1.72, а показана зависимость активного вносимого сопротивления  $\Delta R_1$  от частоты генератора при связи больше критической. На частотах  $f'$  и  $f''$  вносимое сопротивление равно сопротивлению  $R_1$  первичного контура, поэтому во вторичный контур передается максимальная мощность и ток  $I_2$  имеет значение  $I_{2\text{мм}}$ , равное току при критической связи и частоте генератора, равной собственной частоте контуров. В результате резонансная кривая этого тока приобретает двугорбый вид подобно кривой тока  $I_1$  первичного контура<sup>1</sup>. При увеличении связи

<sup>1</sup> Если первичный и вторичный контуры неидентичны, но имеют одинаковую собственную частоту, то резонансные кривые токов  $I_1$  и  $I_2$  не подобны друг другу — их горбы получаются при разных частотах.

вносимое активное сопротивление на всех частотах увеличивается (пунктирная кривая на рис. 1.72, а). При этом ток  $I'_{1\text{рез}}$  в первичном контуре и  $I_{2\text{рез}}$  во вторичном уменьшаются. Частоты связи будут больше отличаться от собственной частоты  $f_0$  контуров. В результате впадина между горбами резонансной кривой будет глубже, а расстояние между горбами больше. На

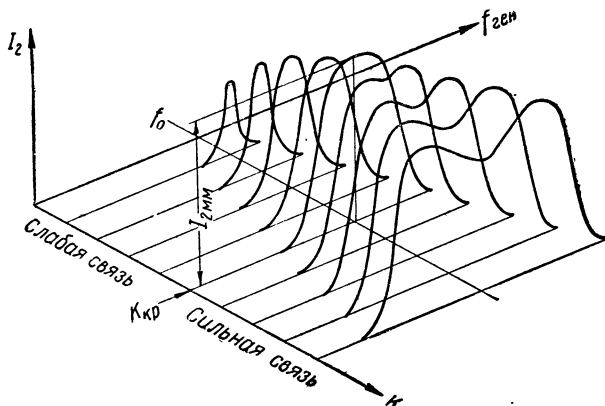


Рис. 1.73. Зависимость формы резонансной кривой тока  $I_2$  от коэффициента связи

рис. 1.73 показана зависимость формы резонансной кривой тока  $I_2$  вторичного контура от коэффициента связи.

## 11. Полоса пропускания связанных контуров

Полосой пропускания системы связанных контуров называют полосу (спектр) частот, в пределах которой ток во вторичном контуре не падает ниже 0,707 своей максимальной величины (падает не более чем в  $\sqrt{2}$  раз). Из рис. 1.73 видно, что полоса пропускания системы связанных контуров при разных значениях коэффициента связи различна; это позволяет регулировать полосу пропускания системы. Полосу пропускания двух связанных контуров нельзя сделать какой угодно большой. Максимальное ее значение соответствует случаю, когда наименьший ток  $I_{2\text{рез}}$  («провал») между максимумами резонансной кривой равен  $\frac{I_{2\text{макс}}}{\sqrt{2}}$  (рис. 1.74). Это получается при коэффициенте связи

$$K = \frac{2,41}{Q} = 2,41 d,$$

где  $d$  — затухание контура.

Максимальная полоса пропускания системы связанных контуров в 3,1 раза больше полосы пропускания одиночного контура:

$$2\Delta f_{\text{св. макс}} = 3,1 \cdot 2\Delta f,$$

где  $2\Delta f$  — полоса пропускания одиночного контура.

При критической связи ( $K = K_{\text{кр}} = \frac{1}{Q} = d$ ) полоса пропускания связанных контуров равна

$$2\Delta f_{\text{св. кр}} = 1,41 \cdot 2\Delta f,$$

т. е. в 1,41 раза больше полосы пропускания одного из контуров (кривая  $K = K_{\text{кр}}$ ). При дальнейшем уменьшении коэффициента

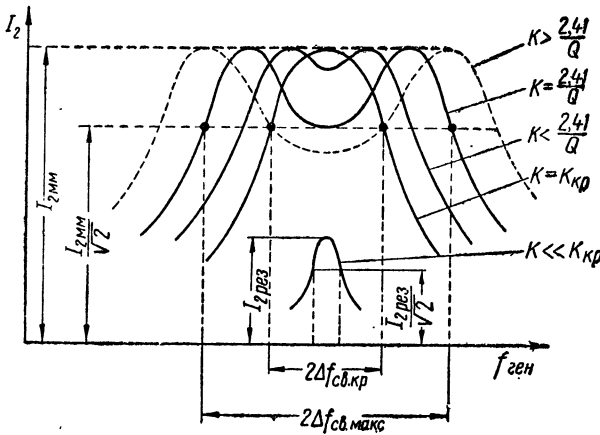


Рис. 1.74. Полоса пропускания системы связанных контуров при различных значениях коэффициента связи

связи полоса пропускания связанных контуров продолжает уменьшаться. При коэффициенте связи

$$K = 0,1 K_{\text{кр}} = \frac{0,1}{Q} = 0,1 d$$

полоса пропускания связанных контуров равна

$$2\Delta f_{\text{св. мин}} = 0,65 \cdot 2\Delta f,$$

т. е. меньше полосы пропускания каждого контура в отдельности.

Приведенные цифры показывают, в каких широких пределах можно изменять полосу пропускания связанных контуров. Благодаря этому ценному свойству связанные контуры находят широкое практическое применение.

Иногда полоса пропускания оказывается все же недостаточно широкой. Искусственно расширить ее можно путем шун-



тирования каждого контура активным сопротивлением. При этом ухудшается добротность и расширяется полоса пропускания каждого контура, а следовательно, и полоса пропускания всей системы.

## 12. Полосовые фильтры

Связанные контуры весьма широко применяются в радиотехнических устройствах и, в частности, в приемниках. Это объясняется следующим.

1) Резонансная кривая системы связанных контуров имеет крутые скаты, благодаря чему достигается высокая избиратель-

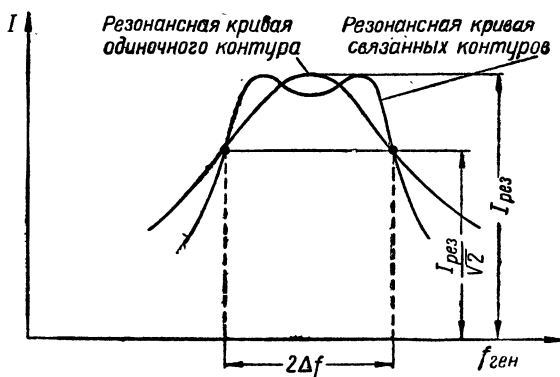


Рис. 1.75. Резонансные кривые одиночного контура и системы связанных контуров, имеющих одинаковую полосу пропускания

ность при нужной (иногда широкой) полосе пропускания. На рис. 1.75 показаны резонансные кривые одиночного контура и системы связанных контуров, имеющих одинаковую полосу пропускания. Из этого рисунка видно, что при одинаковой полосе пропускания «скаты» резонансной кривой связанных контуров имеют большую крутизну. Это означает, что система связанных контуров имеет лучшую избирательность (лучшую отстройку от мешающих станций), чем одиночный контур.

2) Полосу пропускания системы связанных контуров можно изменять в широких пределах путем изменения коэффициента связи.

Связанные контуры, используемые в приемниках, оформляются в виде так называемых полосовых фильтров со стандартными фиксированными частотами. Полосовой фильтр представляет собой два одинаковых связанных контура, заключенных, как правило, в общий алюминиевый или медный экран. Контуры таких фильтров настраиваются при изготовлении или ремонте приемника.

Полосовые фильтры выпускаются с индуктивной и внешней емкостной связью. На рис. 1.76 показан полосовой фильтр с индуктивной связью. Его контуры настраиваются сердечниками из магнитоэлектрика, благодаря чему повышается доброт-

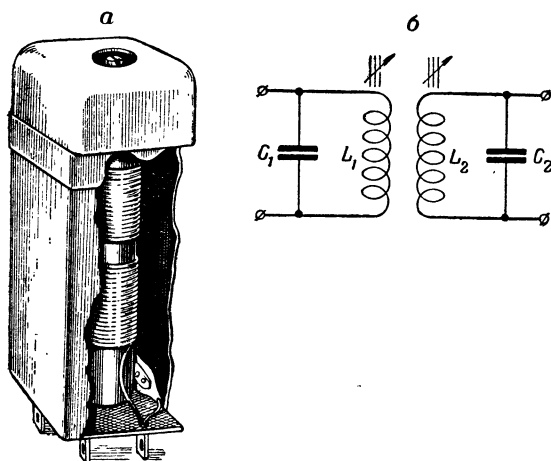


Рис. 1.76. Полосовой фильтр с индуктивной связью между контурами:

*а* — конструкция фильтра; *б* — схема фильтра

ность каждого контура и отпадает необходимость в полупеременных конденсаторах.

Полосовой фильтр с внешней емкостной связью показан на рис. 1.77. Настройка каждого контура такого фильтра произво-

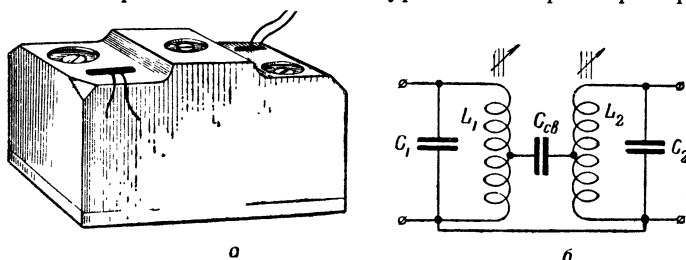


Рис. 1.77. Полосовой фильтр с внешней емкостной связью между контурами:

*а* — конструкция фильтра; *б* — схема фильтра

дится сердечником. Величина связи между контурами регулируется изменением емкости конденсатора связи, который подключен к части витков катушек. Чем ниже точка подключения конденсатора, тем больше должна быть его емкость для полу-

чения той же величины связи. При такой конструкции фильтра достигается удобство регулировки фильтра и высокая стабильность его работы.

## **§ 6. БОРЬБА С ПАРАЗИТНЫМИ СВЯЗЯМИ МЕЖДУ КОНТУРАМИ. ОСОБЕННОСТИ КОНТУРОВ УКВ**

### **1. Экранирование катушек**

В радиотехнических устройствах часто возникают нежелательные паразитные связи между отдельными цепями или деталями схемы. Они объясняются емкостным или индуктивным взаимодействием между близко расположенными проводниками. Особенно велика вероятность паразитных связей при наличии в схеме катушек индуктивности, магнитный поток которых пересекает витки других катушек или монтажные провода, расположенные поблизости. Э. д. с. взаимной индукции, наводимая вследствие паразитной связи в катушке или проводе, может нарушить нормальную работу радиотехнического устройства. Для устранения паразитных связей применяется экранирование катушек, отдельных цепей или деталей.

Для экранирования катушки ее заключают в экран, изготовленный из материала, обладающего хорошей проводимостью (медь, латунь, алюминий). Экран выполняется в виде кожуха цилиндрической или прямоугольной формы. Все швы и другие места соединения экрана должны иметь надежный электрический контакт, а в ответственных случаях должны быть пропаины. Экран ограничивает объем, занимаемый магнитным полем катушки, и защищает от его воздействия окружающие катушку детали и провода. В то же время экран защищает катушку от влияния внешних полей.

Действие экрана можно объяснить следующим: экран можно рассматривать как короткозамкнутый виток, окружающий катушку. Переменное магнитное поле катушки возбуждает в экране переменную э. д. с. и переменный ток; магнитное поле этого тока вне экрана противофазно магнитному полю катушки и компенсирует его.

Необходимо отметить, что экраны из меди, алюминия и других диамагнитных материалов защищают только от магнитных полей высокой частоты. При низких (звуковых) частотах токи, наводимые в экране, весьма незначительны и экранирующее действие экрана ничтожно. Поэтому при низких частотах экраны выполняются из материала с большой магнитной проницаемостью (сталь, специальные сплавы); такие экраны называют магнитными. Чем сильнее магнитное поле, тем толще должны быть стенки магнитного экрана, так как при тонких стенках легко возникает магнитное насыщение.

Катушки, выполненные на сердечниках из магнитодиэлек-

трика с замкнутой магнитной цепью, как правило, не нуждаются в экранировании. Сердечник такой катушки находится в состоянии, далеком от магнитного насыщения. При этом магнитный поток рассеяния практически отсутствует, т. е. весь магнитный поток замыкается по сердечнику и в пространстве, окружающем катушку, магнитное поле равно нулю.

Каждая катушка, кроме индуктивности, обладает и некоторой емкостью, образуемой витками катушки. Под влиянием этой емкости возле катушки создается электрическое поле, которое может вызвать паразитные связи. Кроме того, электрическое поле может возникнуть между катушкой и другими деталями или проводами устройства. Для того чтобы экранировать не только магнитное, но и электрическое поле катушки, экран делают закрытым со всех сторон и заземляют (соединяют с корпусом установки).

## **2. Влияние экрана на параметры катушки**

Введение экрана существенно изменяет параметры катушки, а следовательно, и контура, в который включена катушка. Токи, возбуждаемые катушкой в экране, действуют на катушку принципиально так же, как действует вторичный контур на первичный при индуктивной связи. Можно считать, что экран вносит в катушку (в контур) активное и реактивное сопротивления. Первое увеличивает потери в катушке и ухудшает добротность контура, второе — изменяет индуктивность катушки (выше было показано, что при индуктивном характере вторичной цепи в первичную вносится емкостное сопротивление, что равносильно уменьшению индуктивного сопротивления). Например, индуктивность однослойной катушки при диаметре экрана, в два раза превышающем диаметр катушки, уменьшается примерно на 13%. Экран заметно увеличивает междувитковую емкость катушки.

Влияние экрана на параметры катушки зависит от соотношения размеров катушки и экрана. Чем меньше экран (чем ближе он к катушке), тем сильнее сказывается влияние экрана на параметры катушки. Наоборот, это влияние будет тем меньше, чем больше объем экрана по сравнению с объемом катушки и чем меньше удельное сопротивление металла, из которого изготовлен экран. На практике диаметр экрана делают не меньше удвоенного диаметра катушки.

## **3. Устранение емкостной связи**

Для уменьшения электрической связи между цепями применяется электростатическое экранирование. Например, между проводниками 1 и 2 (рис. 1.78, а) образуется паразитная емкость, вследствие чего через сопротивление  $Z$  проходит переменный ток, создаваемый напряжением  $U$ . Этот ток нарушает

режим цепи, в которую включено сопротивление  $Z$ , и поэтому нежелателен. Для устранения паразитной емкости между проводниками 1 и 2 помещается заземленная пластина, называемая электростатическим экраном (рис. 1.78, б). Благодаря этому ток в цепи сопротивления  $Z$  не появляется, вместо него возникает ток в цепи, образуемый электростатическим экраном. Таким образом, емкостная связь между проводниками 1 и 2 устраняется.

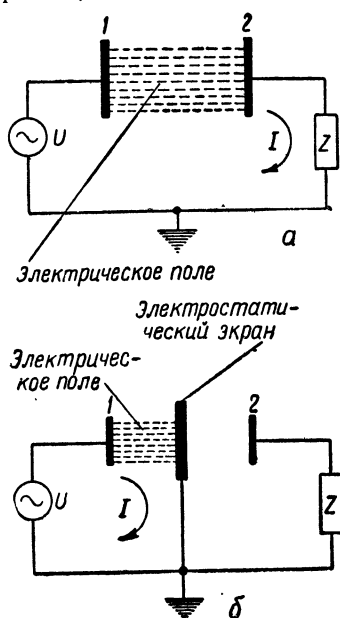


Рис. 1.78. Принцип электростатического экранирования

При индуктивной связи двух катушек (или контуров), кроме желательной индуктивной связи, возникает нежелательная ем-

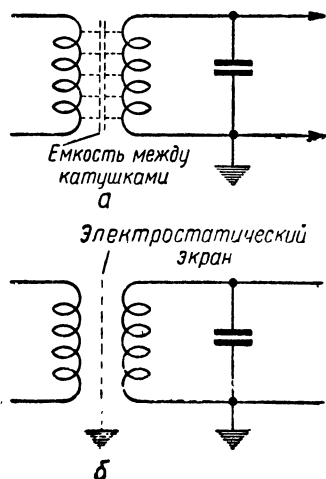


Рис. 1.79. Электростатическое экранирование катушек (устранение емкостной связи между ними)

костная. Вследствие близкого расположения катушек между их витками образуется паразитная емкость (рис. 1.79, а). Для предотвращения этого применяют электростатическое экранирование (рис. 1.79, б). Между катушками помещают электростатический экран, который в данном случае не имеет замкнутых цепей для электрического тока и вследствие этого не оказывает воздействия на магнитные поля катушек и не устраняет индуктивную связь. Электростатический экран выполняется в виде параллельных проводников, соединенных между собой только с одной стороны, или в виде сетки, сплетенной из изолированных проводников.

Электростатический экран применяется в некоторых типах трансформаторов низкой частоты для уменьшения емкости между обмотками. В этих случаях экраном обычно служит одно-

слойная незамкнутая обмотка или слой фольги, образующий незамкнутый виток.

Иногда для устранения емкостной связи между катушками вместо обычной индуктивной связи применяют звеньевую связь.

#### 4. Особенности контуров УКВ

Выше было показано, что собственная частота колебательного контура определяется индуктивностью катушки и емкостью конденсатора, входящих в контур. Чтобы собственная частота контура была высокой, емкость конденсатора и индуктивность катушки должны быть малы: емкость — несколько пикофард, индуктивность — несколько микрогенри.

Существует предел повышения собственной частоты контура. Например, катушка индуктивностью  $7 \text{ мкГн}$  имеет всего несколько витков малого диаметра. Сделать катушку с меньшей индуктивностью трудно. Малые размеры катушки вынуждают применять для ее изготовления провод малого диаметра. Из-за этого активное сопротивление катушки увеличивается, что также обуславливает предел уменьшения индуктивности катушки. Конденсатор емкостью  $4 \text{ пф}$  также выполнить трудно, потому что в этом случае емкость подводящих проводов оказывается соизмеримой с емкостью самого конденсатора. Катушка индуктивностью  $L=7 \text{ мкГн}$  и конденсатор емкостью  $C=4 \text{ пф}$  образуют контур, имеющий резонансную частоту около  $30 \text{ МГц}$  ( $\lambda=10 \text{ м}$ ). Чтобы получить контур, настроенный на еще более высокую частоту, индуктивность и емкость должны быть еще меньше.

В радиотехнических устройствах часто встречается схема подключения контура, изображенная на рис. 1.80. В этой схеме колебательный контур подключен к электронной лампе. Предположим, что контур состоит из катушки индуктивностью  $7 \text{ мкГн}$  и конденсатора емкостью  $4 \text{ пф}$ . Между соединительными проводами образуется так называемая емкость монтажа, составляющая обычно несколько пикофард. Лампа также обладает емкостью в несколько пикофард. Возьмем, например, лучший случай: будем считать, что емкость монтажа равна всего  $2 \text{ пф}$  и емкость лампы — тоже  $2 \text{ пф}$ . Обе эти емкости подключены параллельно контуру и увеличивают его емкость. Полная емкость контура в этом случае составит  $8 \text{ пф}$ . В результате резонансная частота контура, включенного в схему, будет не  $30 \text{ МГц}$ , а только около  $21 \text{ МГц}$ .

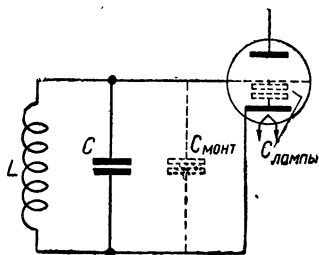


Рис. 1.80. Подключение колебательного контура к электронной лампе, часто встречающееся в аппаратуре

В приведенном выше примере емкость монтажа и емкость лампы составляют такую величину, какую должна иметь емкость конденсатора контура. Конденсатор в этом случае можно не включать: емкость контура будет образована монтажными проводами и лампой.

У подавляющего большинства ламп емкость больше 2 пф. Емкость монтажа также обычно бывает больше 2 пф. Допустим, что емкость лампы равна 4 пф, а емкость монтажа 3 пф. С прежней катушкой ( $L=7$  мкгн) получится контур, настроенный на частоту не 30 Мгц, а приблизительно 22 Мгц. Чтобы резонансная частота контура составила 30 Мгц, необходимо

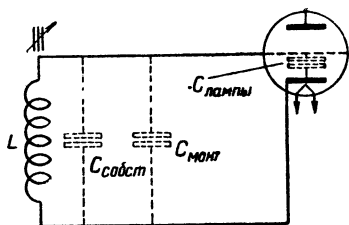


Рис. 1.81. Колебательный контур, образованный индуктивностью катушки и суммарной емкостью катушки, монтажа и лампы. Контур настраивается магнитным сердечником

уменьшить индуктивность катушки примерно до 4 мкгн. Это наряду с увеличением емкости контура приведет к уменьшению и без того низкой добротности его.

Ко всему сказанному выше необходимо добавить, что сама катушка также обладает некоторой емкостью, образованной между ее витками. Эту емкость называют собственной емкостью катушки. Собственная емкость катушки включена параллельно конденсатору контура. В контурах, имеющих низкую резонансную частоту (в контурах длинных волн), собственная ем-

кость катушки не так вредна, как в контурах УКВ. Это объясняется тем, что собственная емкость катушки измеряется, как правило, единицами пикофарад, а емкость контура длинных волн — десятками и сотнями пикофарад. При этих условиях собственная емкость катушки изменяет параметры контура незначительно. Учесть влияние собственной емкости катушки (так же как емкости лампы и монтажа) в таких случаях нетрудно: необходимо уменьшить емкость конденсатора контура на величину суммарной емкости лампы, монтажа и собственной емкости катушки.

В диапазоне УКВ упомянутые выше емкости часто заменяют собой конденсатор контура. В таких случаях контур состоит из одной детали — катушки и настройка контура в резонанс осуществляется изменением индуктивности. Индуктивность изменяется ввинчивающимся в каркас катушки сердечником из магнитодиэлектрика. Катушку контура в таких случаях называют настроенным дросселем (рис. 1.81).

Для настройки контура может использоваться диамагнитный сердечник (например, латунный). В этом случае индуктивность катушки изменяется из-за возникающих в сердечнике вихревых токов, которые возбуждают в катушке переменную э. д. с., реактивную по характеру. За счет этой э. д. с. изменяются реак-

тивное сопротивление катушки и собственная частота контура. Другими словами, вихревые токи вносят в катушку реактивное сопротивление, которое расстраивает контур, т. е. изменяет его резонансную частоту. При перемещении сердечника изменяется интенсивность вихревых токов, а следовательно, и вносимое сопротивление. В результате изменяется резонансная частота контура.

Выше (§ 1) говорилось о поверхностном эффекте. Он особенно сильно проявляется в диапазоне УКВ. Под влиянием этого эффекта активное сопротивление контура получается большим, а добротность — низкой. Кроме тепловых потерь, в диапазоне УКВ происходят потери на излучение, которое увеличивается с повышением частоты, вследствие чего понижается добротность контура. В силу всего сказанного выше на волнах короче 10 м практически уже не пользуются контурами из катушки и конденсатора. В диапазоне метровых волн роль индуктивности чаще всего выполняют отрезки линий длиной меньше четверти волны, а емкостью служит емкость лампы, с которой контур соединен. Отрезки линий могут быть использованы не только в качестве индуктивности, но и в качестве резонансного колебательного контура. Подробно эти вопросы рассматриваются в гл. 2 и 3.

---



---

## ГЛАВА 2

# ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

### § 1. ТИПЫ ЛИНИЙ И ИХ ПАРАМЕТРЫ

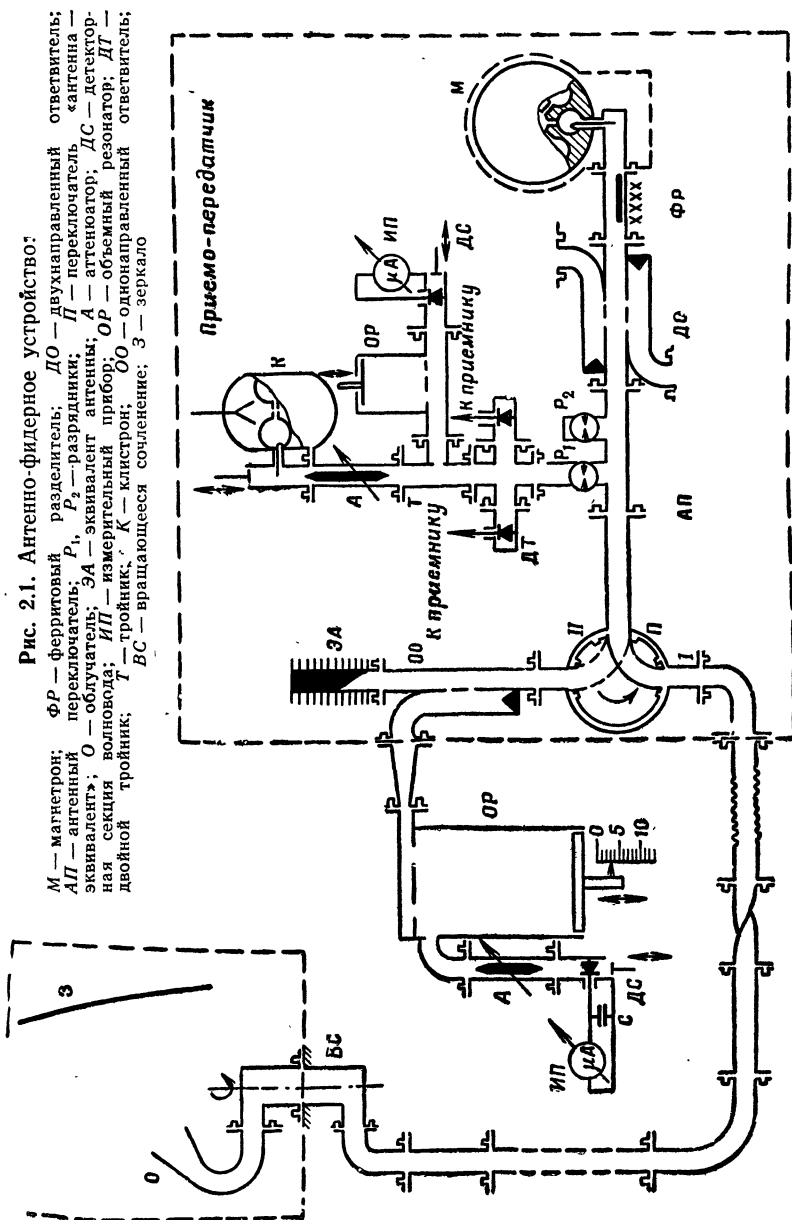
#### 1. Назначение и состав антенно-фидерных устройств

Предметом глав 2, 3, 4 являются антенно-фидерные устройства (АФУ). Они входят в состав радиопередающего и радиоприемного устройств и выполняют две основные задачи: 1) передачу энергии высокой частоты от генератора (передатчика) к антенне и излучение ее в пространство; 2) улавливание (прием) энергии распространяющихся в пространстве радиоволн и передачу ее на вход приемного устройства. Первая задача — излучение сигнала — решается радиопередающим устройством, вторая — прием сигнала — радиоприемным устройством. Излучает и принимает сигналы антенна; по линии передачи энергия подводится к антенне или к приемному устройству.

Таким образом, АФУ состоит из двух основных частей: антенны и линии передачи. Применяются фидерные линии, которые в дальнейшем будем называть просто линиями, и волноводные линии, которым посвящена гл. 3 и которые будем называть волноводами. Кроме этих основных частей, в состав АФУ входят: антенный переключатель, органы настройки антенны, согласующие устройства, симметрирующие устройства, вращающиеся, качающиеся и неподвижные сочленения, распределительные устройства (направленные ответвители, аттенюаторы, тройники, предельные волноводы), переходные устройства, возбудители волноводов и другие устройства.

Каждый конкретный тип АФУ отличается своими конструктивными особенностями и в него входят те или другие из перечисленных выше устройств. На рис. 2.1 показана схема одного из простейших АФУ.

Предметом данной главы являются фидерные линии. Простейшая фидерная линия представляет собой два параллельных, расположенных близко один от другого прямолинейных



проводника. На схемах фидерные линии будем обозначать, как показано на рис. 2.2.

По конструктивным соображениям во многих радиопередающих и радиоприемных устройствах антенна расположена на некотором расстоянии от передатчика или приемника. Это расстояние обычно соизмеримо или значительно больше, чем длина волны радиосигнала. Фидерные линии поэтому являются длинными линиями.

Линия называется длинной, если ее длина сравнима с длиной волны радиосигнала или превышает ее. Если длина линии близка к  $\frac{\lambda}{4}$ , то такая линия уже считается длинной. Электрические процессы в длинной линии качественно отличны от электрических процессов в короткой

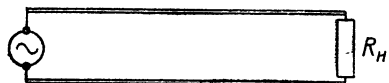


Рис. 2.2. Схема двухпроводной линии

линии ( $l \ll \frac{\lambda}{4}$ ) или в цепи конденсатора, или катушки индуктивности. Основное отличие состоит в том, что ток (напряжение) в длинной линии имеет различные величины и направления

в различных точках одного и того же провода. Иначе говоря, на одном проводе в один и тот же момент времени распределено несколько волн тока (напряжения). Это позволяет использовать длинные линии не только для передачи энергии, но и для различных других целей, например, опорных изоляторов, трансформаторов сопротивления, колебательных контуров, реактивных сопротивлений и т. д.

## 2. Параметры линий

Провода линии обладают индуктивностью, величина которой зависит от их геометрических размеров, формы и взаимного расположения, т. е. от конструкции линии. Между двумя проводами линии существует взаимная емкость и активная утечка. Кроме того, провода линии имеют активное сопротивление.

Каждый очень короткий участок линии  $\Delta l$  обладает малыми значениями индуктивности  $\Delta L$ , емкости  $\Delta C$ , активной утечки  $\Delta G$  и активного сопротивления  $\Delta R$ . На эквивалентной схеме (рис. 2.3) такой элемент  $\Delta l$  линии можно показать одним звеном, а всю линию — цепью звеньев.

Следовательно, индуктивность, емкость, активное сопротивление и утечка линии распределены по ее длине. Поэтому линию называют электрической цепью с распределенными параметрами. Под параметрами линии понимают ее емкость, индуктивность, активное сопротивление и утечку.

Для удобства анализа и расчета линий введены понятия о погонных емкости, индуктивности, активном сопротивлении

и активной утечке, которые называются первичными параметрами линии.

Погонной индуктивностью  $L_1$  называется индуктивность единицы длины линии. Она определяется магнитным потоком, приходящимся на единицу длины линии, когда по ней проходит постоянный ток величиной в 1 а. Таким образом, погонной индуктивностью учитываются индуктивность каждого провода и взаимная индуктивность между ними. Погонная индуктивность тем больше, чем тоньше провода и чем больше расстояние между ними. От расстояния между проводами зависит взаимная индуктивность: она уменьшается с увеличением расстояния между проводами линии. Погонная индуктивность измеряется в  $гн/м$ ,  $мгн/м$  или  $мкгн/м$ .

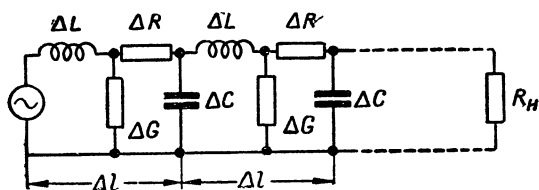


Рис. 2.3. Эквивалентная схема линии

Погонной емкостью  $C_1$  линии называется емкость единицы длины линии. Она тем больше, чем толще провода и чем меньше расстояние между ними. Погонная емкость зависит от диэлектрической постоянной среды, разделяющей провода линии. Она измеряется в  $ф/м$ ,  $мкф/м$  или  $нф/м$ .

Погонным активным сопротивлением  $R_1$  называется активное сопротивление единицы длины линии. Оно зависит от материала проводов и от частоты тока, протекающего в линии: с увеличением частоты погонное сопротивление возрастает. Погонное сопротивление измеряется в  $ом/м$ .

Погонной проводимостью (утечкой)  $G_1$  называется активная проводимость единицы длины линии. Она зависит от электрических свойств диэлектрика, заполняющего пространство между проводами, и от частоты; с увеличением частоты погонная проводимость увеличивается. Погонная проводимость измеряется в обратных омах на метр, т. е.  $\frac{1}{ом \cdot м}$ .

Линия называется однородной, если значения первичных параметров не изменяются по длине линии. У однородной линии расстояние между проводами, диаметр проводов и свойства диэлектрика неизменны по всей длине линии.

По первичным параметрам легко определить индуктивность,

емкость, активное сопротивление и утечку линии. Если длина линии равна  $l$ , то

$$C = C_1 l, \quad L = L_1 l,$$

$$R = R_1 l, \quad G = G_1 l.$$

В ряде случаев при изучении физических процессов в цепях и расчете их целесообразна замена реальной линии ее эквивалентной схемой. Так как линия является цепью с распределенными постоянными, то ее эквивалентная схема представляет собой последовательное соединение большого числа звеньев, состоящих из конденсаторов, катушек и активных сопротивлений (см. рис. 2.3). Такая схема не является удобной, и потому обычно ограничиваются несколькими (4—6) звеньями. Более

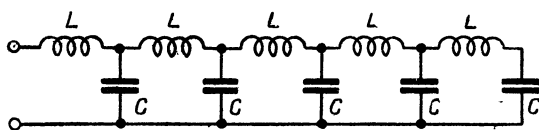


Рис. 2.4. Схема искусственной линии

того, в ряде случаев возможна замена всей линии только одним звеном, состоящим из конденсатора емкостью  $C = C_1 l$  и катушки с индуктивностью  $L = L_1 l$ , или даже только одним конденсатором.

Замена реальной линии цепью звеньев, состоящих из конденсаторов и катушек, оказалась полезной не только на эквивалентных схемах, но и в реальных условиях. Исследования показали, что ряд физических процессов, как, например, заряд постоянным током, разряд через активное сопротивление, задержка импульсов напряжения (тока) и др., происходят в цепи, состоящей из конденсаторов и катушек (рис. 2.4), почти так же, как и в реальной линии, если число звеньев не менее четырех.

Цепь, составленная из последовательно соединенных звеньев катушек и конденсаторов, называется искусственной линией. Она широко используется для формирования импульсов напряжения прямоугольной формы и для задержки импульсов. Чем больше число звеньев и чем меньше индуктивность и емкость каждого звена, тем ближе по своим свойствам искусственная линия к реальной. В практике используются искусственные линии с числом звеньев от четырех до нескольких десятков.

Кроме первичных параметров, линия характеризуется и вторичными параметрами. К ним относятся: волновое сопротивление  $\rho$ , скорость распространения волн  $v$ , коэффициент затухания  $\beta$ . Эти параметры рассмотрены в § 2.

### 3. Типы линий

Конструктивные особенности линий определяются предъявляемыми к этим линиям требованиями. Основные требования — это передача энергии с минимумом потерь и отсутствие излучения. Потери в линиях состоят из потерь энергии на активном сопротивлении проводов линии, потерь в диэлектрике, заполняющем пространство между проводниками, и потерь на излучение. Эти потери увеличиваются с увеличением частоты.

Излучение (или прием из пространства) энергии фидером называется антенным эффектом. Антенный эффект приводит к искажению характе-

ристик направленности антенн. Он отсутствует, если линия экранирована. У неэкранированных линий он тем меньше, чем меньше расстояние между проводами. Это объясняется тем, что при малом по сравнению с длиной волны расстоянии между проводами электромагнитное поле, которое создается током одного провода в удаленных от линии точках пространства, полностью уничтожается электромагнитным полем, создаваемым током другого провода, протекающим в противоположном направлении.

По конструкции различают четыре типа линий: воздушную, изолированную, экранированную и коаксиальную.

**Воздушная (открытая) линия** (рис. 2.5) состоит из двух параллельных прямолинейных медных проводов диаметром в 1—6 мм. Расстояние между проводами должно быть меньше четверти волны; обычно оно составляет 5—30 см и поддерживается постоянным с помощью изоляторов.

Для уменьшения потерь выгодно передавать энергию при малом токе и большом напряжении. Величина напряжения ограничена пробивным напряжением, которое зависит от расстояния между проводами, радиуса проводов и свойств диэлектрика. При заданном расстоянии  $a$  между центрами проводов электрическая прочность воздушной линии будет максимальной при условии, когда  $\frac{a}{r} = 5,4$  ( $r$  — радиус провода).

Первичные параметры двухпроводной линии определяются по формулам:

$$C_1 = \frac{12,06\epsilon_r}{\lg \frac{a-r}{r}} [нф/м],$$

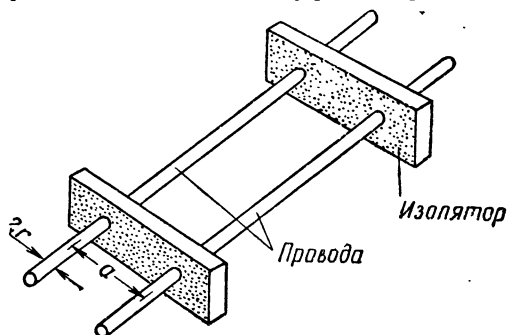


Рис. 2.5. Воздушная линия

$$L_1 = 0,921 \lg \frac{a-r}{r} [\text{мкГн/м}],$$

$$R_1 = \frac{8,3}{r} \sqrt{f} [\text{мком/м}],$$

где  $r$  — радиус проводов в см;  
 $f$  — частота в Гц;  
 $a$  — расстояние между центрами проводов в см;  
 $\epsilon_r$  — относительная диэлектрическая постоянная.

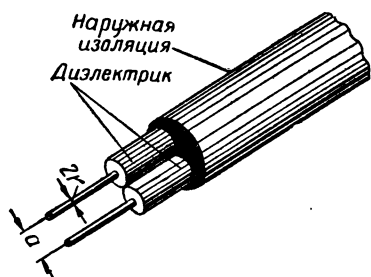


Рис. 2.6. Изолированная линия

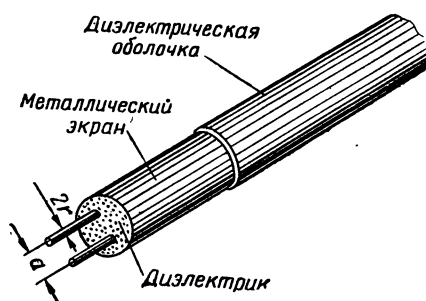


Рис. 2.7. Экранированная линия

Для воздушной линии обычно  $a \gg r$  и  $\epsilon_r = 1$ , поэтому можно пользоваться упрощенными формулами:

$$C_1 = \frac{12,06}{\lg \frac{a}{r}},$$

$$L_1 = 0,921 \lg \frac{a}{r}.$$

Достоинство воздушной линии заключается в простоте ее устройства. К недостаткам этой линии относятся наличие потерь на излучение и индукционные токи в окружающих предметах, влияние внешних электромагнитных полей, неудобство прокладки и крепления. При дожде, снеге и особенно гололеде потери энергии значительно возрастают. Воздушная линия может применяться на частотах до 200 МГц. На более высоких частотах воздушная линия не применяется из-за невозможности устранения антенного эффекта и вследствие больших потерь энергии.

**Изолированная линия** отличается от воздушной тем, что ее провода окружены высокочастотным диэлектриком (рис. 2.6), защищенным от механических повреждений наружной изоляцией (резиной).

Так как пробивное напряжение диэлектрика больше, чем воздуха, по изолированной линии можно передать большую

мощность, чем по воздушной линии тех же размеров. Изолированная линия более удобна при монтаже.

**Экранированная линия** (двухпроводный кабель) отличается от изолированной линии наличием экрана (рис. 2.7) — медной гибкой оплетки или свинцовой оболочки. Экран полностью устраняет антенный эффект и влияние внешних электромагнитных полей. Для прокладки экранированной линии не требуются изоляторы; ее можно прокладывать в земле и в воде, если экраном служит свинцовая оболочка.

Погонная емкость и индуктивность экранированной линии зависят от радиуса экрана. С уменьшением радиуса экрана погонная емкость увеличивается, а погонная индуктивность уменьшается,

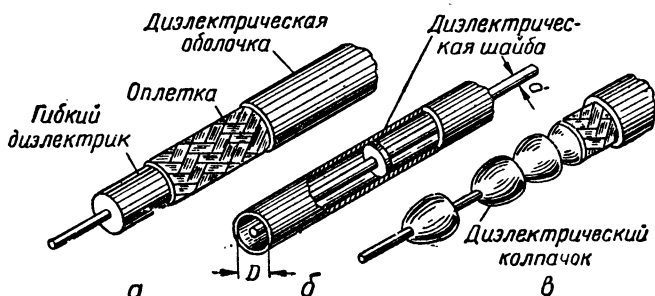


Рис. 2.8. Коаксиальные линии:

а — со сплошным гибким диэлектриком; б — жесткой конструкции с воздушным заполнением; в — с колпачковыми изоляторами

**Коаксиальная линия** состоит из внешнего и внутреннего проводов, расположенных коаксиально (рис. 2.8). Внешний провод представляет собой медную оплетку или медную трубку жесткой конструкции. Провода изолированы один от другого колпачками из высокочастотного диэлектрика или сплошным эластичным диэлектриком. При жесткой конструкции и воздушном заполнении внутренний провод крепится на диэлектрических шайбах или металлических изоляторах.

В отличие от рассмотренных выше типов линий коаксиальная линия несимметрична. Несимметрия состоит в том, что электромагнитное поле, заключенное между внутренним и внешним проводами, создается только токами и зарядами внутреннего провода. Токи и заряды внешнего провода не создают внутри него ни магнитного, ни электрического полей. Поэтому внешний провод коаксиальной линии подключается к такому полюсу генератора, потенциал которого все время равен нулю, т. е. внешний провод заземляется. При этом на наружной поверхности внешнего провода нет ни токов, ни зарядов, они есть только на внешней поверхности внутреннего провода и на вну-



тренней поверхности внешнего провода. Электромагнитное поле коаксиальной линии экранировано внешним проводом, вследствие чего отсутствуют излучение и влияние внешних полей.

Первичные параметры коаксиальной линии определяются по формулам:

$$C_1 = \frac{24,1 \epsilon_r}{\lg \frac{R}{r}} [нф/м],$$

$$L_1 = 0,46 \lg \frac{R}{r} [мкгн/м],$$

$$R_1 = 4,2 \sqrt{f} \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{r} \right) [мком/м],$$

где  $R$  — внутренний радиус внешнего провода в см;

$r$  — внешний радиус внутреннего провода в см;

$f$  — частота в гц.

Потери на активном сопротивлении коаксиальной линии в основном происходят во внутреннем проводе, так как его токонесущая поверхность значительно меньше токонесущей поверхности внешнего провода. Диэлектрическая прочность зависит от отношения радиусов внешнего и внутреннего проводов. При заданном радиусе  $R$  внешнего провода существует такое значение радиуса  $r$  внутреннего провода, при котором диэлектрическая прочность имеет наибольшее значение. Расчеты показывают, что это будет при условии, когда  $r=0,37R$ . Если радиус внутреннего провода будет больше  $0,37R$ , то расстояние между токонесущими поверхностями и пробивное напряжение уменьшатся. Если  $r<0,37R$ , то образуется большая напряженность поля у внутреннего провода и уменьшается пробивное напряжение.

Коаксиальная линия применяется в широком диапазоне частот от самых низких до тысяч мегагерц.

## § 2. БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ В ЛИНИИ

### 1. Бегущие волны в линии без потерь

Рассмотрим длинную линию без потерь ( $R_1=0$ ,  $G_1=0$ ), на входе которой включен генератор синусоидальной э. д. с., а на выходе активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии (рис. 2.9). Допустим, что генератор включен в момент времени  $t=0$ , а до этого в линии никаких токов и напряжений не было. Очевидно, что от генератора к нагрузке будет распространяться энергия переменного тока. Скорость распространения электромагнитной энергии вдоль линии очень большая. Она определяется по формуле:

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}.$$

Если в эту формулу подставить значение погонных параметров  $L_1$  и  $C_1$ , то получим следующую формулу для подсчета скорости распространения волн:

$$v = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\epsilon_r}} [\text{м/сек}].$$

Электромагнитная энергия распространяется вдоль длинных линий в виде волн электромагнитного поля, или волн тока и напряжения, или волн зарядов.

Волны эти называются бегущими. Существуют бегущие волны электромагнитного поля, бегущие волны зарядов, напряжений и токов. Под бегущей волной, например, тока понимается процесс распространения тока вдоль длинной линии. Аналогично можно определить и бегущие волны напряжения, зарядов или поля.

Рассмотрим более подробно бегущие волны тока и напряжения. В течение первой четверти периода напряжение на входе линии увеличивалось от нуля до амплитудного значения  $U_m$  и успело распространиться вдоль линии на расстояние

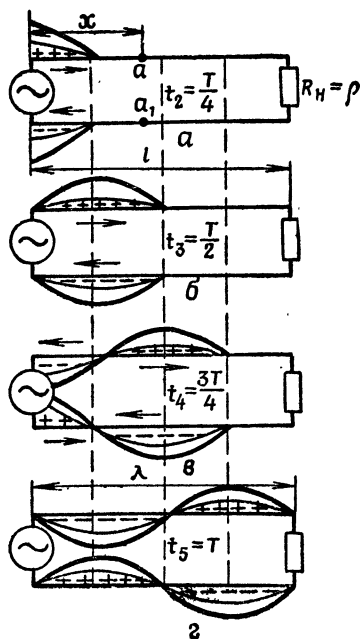
$$x_1 = v \frac{T}{4} = \frac{\lambda}{4},$$

равное четверти волны.

Все мгновенные значения, которые принимало входное напряжение от  $t_1=0$  до  $t_2 = \frac{T}{4}$ , распределены вдоль ли-

нии на участке длины, равном  $\frac{\lambda}{4}$  (рис. 2.9, а). На этом участке протекает ток, величина которого в каждой точке провода определяется потенциалом этой точки. Положительный потенциал точки провода на рисунке откладывается вверх от провода, а отрицательный — вниз (рис. 2.9 — жирная линия). Распределение тока в проводах показано тонкой линией, причем положительный ток в верхнем проводе отложен вверх от провода, а в нижнем — вниз от провода.

В течение второй четверти период от  $t_2 = \frac{T}{4}$  до  $t_3 = \frac{T}{2}$



— Напряжение  $u$  бег  
— Ток  $i$  бег

Рис. 2.9. Бегущие волны в линии

напряжение на входе линии уменьшится до нуля, а вдоль линии распространится еще на четверть волны. Амплитудное значение напряжения (тока), которое в момент  $t_2 = \frac{T}{4}$  было на входе линии, теперь оказалось на расстоянии четверти волны от него; все другие мгновенные значения напряжения (тока) переместились вдоль линии на четверть волны каждое (рис. 2.9, б). Аналогично в течение третьей и четвертой четвертей периода на входе линии образовывались третья и четвертая четверти волн (рис. 2.9, в, г). Таким образом, при синусоидальном источнике

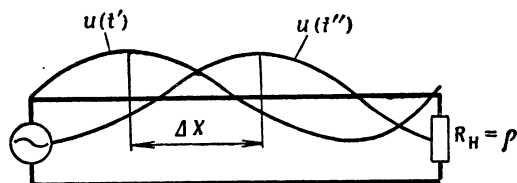


Рис. 2.10. Напряжение бегущей волны в моменты времени  $t'$  и  $t'' > t'$

э. д. с. бегущие волны напряжения (тока) представляют собой синусоидальное распределение напряжения (тока), перемещающееся вдоль линии со скоростью  $\frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\epsilon}}$  м/сек.

Волны называются симметричными, если потенциалы обоих проводов в любой момент времени равны по величине и противоположны по знаку, а токи — равны по величине и противоположны по направлению. В дальнейшем симметричные волны будем чертить только вдоль одного верхнего провода, откладывая вниз или вверх от каждой его точки величину напряжения между проводами и величину тока верхнего провода. Для примера на рис. 2.10 показана бегущая волна напряжения в моменты времени  $t'$  и  $t'' > t'$ .

Отметим одну очень важную особенность бегущих волн. Ток и напряжение бегущих волн в любых точках линии, в том числе и на зажимах генератора (т. е. на входе линии), совпадают по фазе. Физически это вытекает из того факта, что бегущая волна представляет собой движение энергии вдоль линии и, следовательно, непрерывный уход энергии от генератора, т. е. активную нагрузку для генератора. Отношение напряжения к току на входе линии называется входным сопротивлением линии. Если в линии существуют только бегущие от генератора к нагрузке волны, то такая линия называется согласованной. Ее входное сопротивление чисто активное и равно волновому сопротивлению линии.

Волновым сопротивлением линии называется отношение напряжения бегущей волны к ее току. Оно зависит только от конструкции линии, т. е. от  $L_1$  и  $C_1$ , и определяется по формуле

$$\rho [\text{ом}] = \sqrt{\frac{L_1 [\text{гн}]}{C_1 [\text{ф}]}} = 1000 \sqrt{\frac{L_1 [\text{мкгн}]}{C_1 [\text{нф}]}}. \quad (2.1)$$

Зависимость волнового сопротивления от погонных параметров линии можно объяснить следующим. Как известно, бегущая волна—это поочередный заряд элементарных емкостей  $\Delta C$  через элементарные индуктивности  $\Delta L$ . Отсюда следует, что волновое сопротивление не зависит от длины линии, так как величины  $\Delta C$  и  $\Delta L$  определяются конструкцией линии. Ток при заряде элементарной емкости  $\Delta C$  до напряжения  $u$  будет тем больше, чем больше эта емкость, и, следовательно, тем меньше будет волновое сопротивление. При перемещении зарядов на участке  $\Delta l$  линии возникает э. д. с. самоиндукции, которая препятствует нарастанию тока и уравнивает волну напряжения, т. е. равна ему по величине и противоположна по знаку. Чем больше  $\Delta L$ , т. е. чем больше  $L_1$ , тем при меньшем изменении тока э. д. с. самоиндукции уравнивает волну напряжения и, значит, тем больше волновое сопротивление.

Волновое сопротивление линии без потерь не зависит от частоты.

Если в формулу (2.1) подставить значения погонных параметров, то получим следующие формулы для расчета волновых сопротивлений различных типов линий:

для воздушной линии (рис. 2.11, а)

$$\rho [ом] = 276 \lg \frac{a}{r};$$

для изолированной линии с малым расстоянием между проводами (рис. 2.11, б)

$$\rho [ом] = \frac{276}{\sqrt{\epsilon_r}} \lg \frac{a-r}{r};$$

для экранированной линии (рис. 2.11, в)

$$\rho [ом] = \frac{276}{\sqrt{\epsilon_r}} \lg \frac{a(1-C^2)}{r(1+C^2)},$$

где  $C = \frac{a}{2R}$ ;

для коаксиальной линии с диэлектриком (рис. 2.11, г)

$$\rho [ом] = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \lg \frac{D}{d};$$

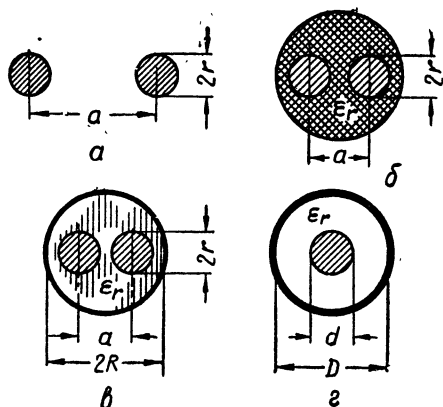


Рис. 2.11. Размеры линий:

а — воздушной; б — изолированной; в — экранированной; г — коаксиальной

для коаксиальной линии с воздушным заполнением

$$\rho [ом] = 138 \lg \frac{D}{a}.$$

От величины отношения  $D : d$  зависит не только волновое сопротивление коаксиальной линии, но и величина потерь энергии на активном сопротивлении, т. е. коэффициент затухания, величина передаваемой мощности и пробивное напряжение. Величина внутреннего диаметра внешнего провода  $D$  выбирается из конструктивных и экономических соображений с учетом наименьшей длины рабочей волны. При заданном  $D$  и сплошном внешнем проводе линия обладает минимальными активными потерями при  $D : d = 3,6$ , может быть передана максимальная мощность по согласованной линии при  $D : d = 1,65$  и может быть приложено наибольшее напряжение при  $D : d = 2,71$ . Это соответствует волновым сопротивлениям при воздушном заполнении 77, 30 и 60 ом. На высоких частотах обычно используется линия с волновым сопротивлением, равным 50 ом, что соответствует  $D : d = 2,3$  при воздушном заполнении.

Выведем уравнения бегущих волн. Для этого найдем выражения для тока и напряжения в любых точках  $aa_1$  линии (рис. 2.9, а). Положение текущих точек на линии будем определять координатой  $x$ , отсчитанной от входа линии.

Напряжение на входе линии изменяется по закону

$$u = U_m \sin \omega t,$$

где  $U_m$  — амплитуда напряжения генератора.

В режиме чисто бегущих волн амплитуда напряжения генератора  $U_m$  есть и амплитуда бегущей волны напряжения  $U_m$  бер. Следовательно, напряжение во всех точках линии изменяется с одной и той же амплитудой  $U_m$  бер, но с различной фазой.

Напряжение в точках  $aa_1$  отстает во времени от напряжения на входе линии на  $t_1 = x : v$ . Поэтому

$$u_{\text{бер}} = U_m \sin \omega (t - t_1).$$

В этом уравнении бегущей волны напряжения произведем такие преобразования:

$$\omega t_1 = \frac{\omega x}{v} = \frac{2\pi}{T} \frac{x}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} x = mx.$$

Подставив в предыдущее уравнение последнее выражение, получим окончательную форму уравнения бегущей волны напряжения

$$u_{\text{бер}} = U_m \sin (\omega t - mx). \quad (2.2)$$

Величина  $m = \frac{2\pi}{\lambda}$  называется волновым числом. Оно равно изменению фазы волны при перемещении ее на единицу длины,

Разделив уравнение (2.2) на волновое сопротивление  $\rho$ , получим уравнение бегущей волны тока:

$$i_{\text{бег}} = \frac{u_{\text{бег}}}{\rho},$$

$$i_{\text{бег}} = I_{m \text{ бег}} \sin(\omega t - mx), \quad (2.3)$$

$$I_{m \text{ бег}} = \frac{U_{m \text{ бег}}}{\rho}. \quad (2.4)$$

Уравнения (2.2) и (2.3) показывают, что напряжение и ток бегущих волн являются синусоидальными функциями двух не-

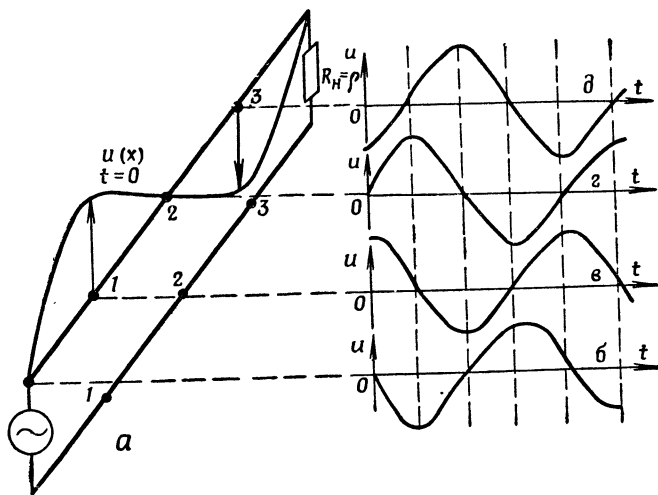


Рис. 2.12. Распределение напряжения бегущей волны вдоль линии в момент времени  $t=0$  (а) и зависимость напряжения от времени на входе линии (б), в точках 1, 1 (в), в точках 2, 2 (г) и в точках 3, 3 (д)

зависимых переменных: времени  $t$  и расстояния  $x$  от входа линии. Если время  $t$  считать постоянным, то уравнения (2.2) и (2.3) будут функциями одного переменного — координаты  $x$ . Они показывают распределение тока и напряжения вдоль линии в определенный момент времени, т. е. представляют как бы фотографию волны (рис. 2.9, 2.10, 2.12, а).

Если в уравнениях (2.2) и (2.3) считать постоянным  $x$ , то они также становятся функциями одной переменной — времени  $t$  и будут показывать зависимость тока и напряжения в данных точках линии от времени. Обе переменные показывают изменение напряжения и тока во времени во всех точках линии, т. е. процесс распространения волн в линии (рис. 2.12).

Бегущие волны в линии без потерь характеризуются следующими особенностями.

1. В любом поперечном сечении линии  $aa_1$  напряжение и ток изменяются во времени с одинаковой фазой, т. е. напряжение и ток бегущей волны совпадают по фазе.

2. В любой момент времени напряжение и ток распределены вдоль линий по синусоидальному закону. Кривые распределения напряжения (тока) для двух моментов времени  $t'$  и  $t'' > t'$  отличаются сдвигом вдоль линии одной кривой относительно другой на расстояние  $\Delta x = v(t'' - t')$  — см. рис. 2.10. Иначе говоря, мгновенные значения напряжения (тока) различны в различных точках линии, что объясняется изменением фазы вдоль линии, или запаздыванием напряжения (тока) в данной точке на  $tx$  радиан от напряжения на входе линии.

3. Амплитуда напряжения (тока) одинакова во всех точках линии.

4. Входное сопротивление линии равно ее волновому сопротивлению и не зависит от длины линии.

5. Бегущие волны представляют собой движение электромагнитной энергии вдоль длинной линии.

Режим чисто бегущих волн устанавливается только в той линии, сопротивление нагрузки которой чисто активное и равно волновому сопротивлению линии. Только в этом случае ток в нагрузке равен току бегущей волны в линии, и, следовательно, вся энергия этой волны поглощается на конце линии активным сопротивлением.

## 2. Электромагнитное поле бегущих волн

Провода линии являются своеобразными каналами (направляющими), вдоль которых движется энергия. Поэтому передачу энергии по линиям называют также канализацией энергии. Известно, что электрическая энергия заключена в электрическом поле, а магнитная — в магнитном поле. Следовательно, энергия бегущих волн распределена в небольшом объеме вокруг проводов двухпроводной линии или между проводами коаксиальной линии, где существует электромагнитное поле (рис. 2.13, 2.14).

Электрическое поле бегущей волны распределено вдоль линии так же, как и напряжение, а магнитное поле вблизи проводов совпадает по фазе с током. Следовательно, электрическое и магнитное поля бегущей волны синфазны.

Электрические силовые линии бегущей волны перпендикулярны к поверхности идеального проводника и несколько наклонны к поверхности реального проводника. Магнитные силовые линии имеют форму концентрических окружностей, охватывающих проводники с током, а их направление определяется правилом буравчика.

Электрические и магнитные силовые линии поля бегущей

волны взаимно перпендикулярны. Их направления связаны с направлением движения энергии правилом трех пальцев правой руки: если три пальца правой руки — большой, указательный и средний — расположить взаимно перпендикулярно и большой палец совместить с направлением электрического поля  $E$ , а

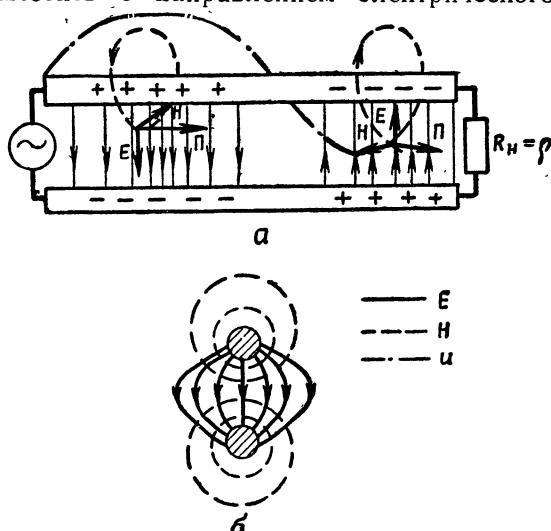


Рис. 2.13. Бегущие волны электромагнитного поля в воздушной линии:

$a$  — в плоскости проводов;  $b$  — в поперечном сечении

указательный — с направлением магнитного поля  $H$ , то средний палец укажет направление движения электромагнитной энергии (см. рис. 2.13).

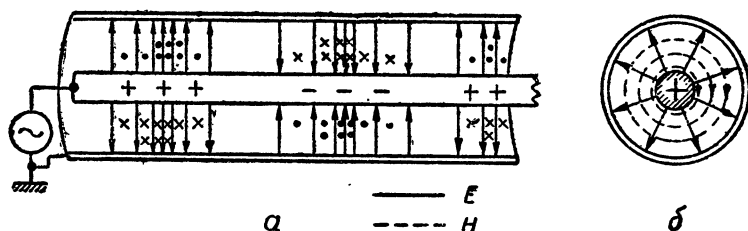


Рис. 2.14. Бегущие волны электромагнитного поля в коаксиальной линии:

$a$  — в продольном сечении;  $b$  — в поперечном сечении

Вектор  $\Pi$ , показывающий направление движения электромагнитной энергии и по величине равный количеству энергии, проходящей за 1 сек через площадку в  $1 \text{ м}^2$ , расположенную в плоскости поперечного сечения линии, называется вектором плотности потока энергии или вектором Пойнтинга. Величина вектора  $\Pi$  определяется произведением напряженности элек-



трического поля на напряженность магнитного поля, а его направление — указанным выше правилом.

Небольшой наклон электрических силовых линий к поверхности проводника вблизи него объясняется тем, что вектор Пойнтинга имеет составляющую, перпендикулярную поверхности проводника, т. е. часть энергии поля входит в проводник, где превращается в тепловую энергию.

Волны называются поперечными, если их электрические и магнитные силовые линии лежат в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения. Поперечные волны условно обозначаются буквами *ТЕМ*. Они являются основным типом волн в линиях и имеют следующие характеристики:

а) скорость распространения их не зависит от длины волны, т. е. они не обладают дисперсией;

б) они не имеют предельной длины волны, т. е. при любой длине волны могут распространяться вдоль линии;

в) волны имеют только поперечные составляющие поля.

В коаксиальной линии могут возникать волны неосновных типов, которые называются *Е*-волнами и *Н*-волнами и которые подобны соответствующим типам волн в волноводах (см. гл. 3). Это возможно при  $\lambda \leq \pi(D+d)$ .

Если нагрузка коаксиальной линии потребляет энергию только волн *ТЕМ*, то можно условно считать волну  $\lambda = \pi(D+d)$  наиболее короткой рабочей волной коаксиальной линии.

### 3. Бегущие волны в линии с потерями

Бегущие волны в линии с потерями отличаются от бегущих волн в линии без потерь тем, что амплитуды напряжения и тока

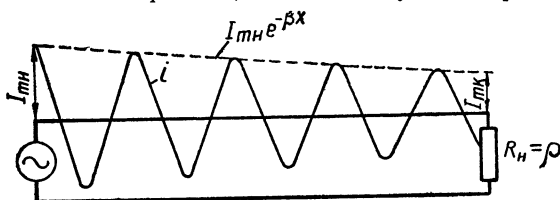


Рис. 2.15. Затухание волн в линии

убывают в ней по экспоненциальному закону (рис. 2.15). Это объясняется тем, что часть энергии бегущих волн расходуется на активном сопротивлении проводов и в диэлектрике; кроме того, неэкранированные линии излучают электромагнитную энергию в пространство. Из эквивалентной схемы линии видно, что в каждом звене линии есть последовательное и параллельное активные сопротивления. Падение напряжения на первом из них вызывает уменьшение амплитуды напряжения на входе каждого последующего звена, а следовательно, и уменьшение ам-

плитуды тока. Амплитуда тока (напряжения) уменьшается также вследствие ответвления тока в параллельные активные сопротивления, обусловленные несовершенством диэлектрика.

Потери учитывают тем, что в уравнения бегущих волн вводят экспоненциальный множитель затухания  $e^{-\beta x}$ . Уравнения бегущих волн для линии с потерями имеют вид

$$u = U_{m \text{ вх}} e^{-\beta x} \sin(\omega t - mx),$$

$$i = \frac{U_{m \text{ вх}}}{\rho} e^{-\beta x} \sin(\omega t - mx),$$

где  $\beta$  — коэффициент затухания;

$U_{m \text{ вх}}$  — амплитуда бегущей волны на входе линии;

$e$  — основание натуральных логарифмов.

Если линия имеет длину  $l$ , то амплитуда напряжения бегущей волны на конце линии, т. е. на нагрузке, будет

$$U_{m \text{ н}} = U_{m \text{ вх}} e^{-\beta l}.$$

Натуральный логарифм отношения амплитуд бегущей волны в начале и конце линии называется затуханием:

$$b = \ln \frac{U_{m \text{ вх}}}{U_{m \text{ н}}} = \beta l.$$

Затухание на единицу длины называется коэффициентом затухания:

$$\beta = \frac{b}{l}.$$

На практике затухание измеряется в неперлах или в децибелах. Если в линии существует режим чисто бегущих волн, то затухание в децибелах определяется по формуле

$$b [\text{дб}] = 20 \lg \frac{U_{m \text{ вх}}}{U_{m \text{ н}}} = 20 \lg \frac{I_{m \text{ вх}}}{I_{m \text{ н}}}.$$

Чисто бегущие волны в линии получить очень трудно. Поэтому для определения затухания в децибелах при любом режиме работы линии пользуются формулой

$$b [\text{дб}] = 10 \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{н}}},$$

где  $P_{\text{вх}}$  и  $P_{\text{н}}$  — мощности на входе линии и в нагрузке.

Затуханием в один непер ( $b = 1 \text{ nep}$ ) обладает линия, в которой отношение амплитуд на выходе и на нагрузке  $R_{\text{н}} = \rho$  равно основанию натуральных логарифмов  $e$ . Для определения затухания в неперах можно пользоваться формулой

$$b(\text{nep}) = \frac{1}{2} \ln \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{н}}}.$$

Один непер в 8,7 раз больше децибела, т. е.  $1 \text{ неп} = 8,7 \text{ дб}$ , а  $1 \text{ дб} = 0,115 \text{ неп}$ .

Коэффициент затухания определяется по формуле:

$$\beta = \frac{R_1}{2\rho} + \frac{G_1\rho}{2}. \quad (2.5)$$

Из формулы (2.5) видно, что коэффициент затухания зависит от первичных параметров  $R_1$  и  $G_1$ , т. е. от конструкции линии и от частоты. С увеличением частоты увеличивается и коэффициент затухания.

Волновое сопротивление линии с потерями определяется по формуле

$$\rho_n = \sqrt{\frac{R_1 + j\omega L_1}{G_1 + j\omega C_1}}.$$

Из этой формулы видно, что волновое сопротивление линии с потерями зависит от частоты питающего генератора и имеет активную и реактивную составляющие; это означает, что напряжение и ток бегущей волны в реальной линии имеют фазовый сдвиг. Так как в радиотехнике применяются высокие частоты, то  $\omega L_1 \gg R_1$  и  $\omega C_1 \gg G_1$ , поэтому можно считать волновое сопротивление линии с небольшими потерями чисто активным, не зависящим от частоты, и определять его по формуле (2.1).

Скорость распространения волн вдоль линии с потерями несколько меньше, чем вдоль линии без потерь. Но на практике вполне допустимо пользоваться при расчете скорости распространения волн вдоль линий с потерями той же формулой, что и для линий без потерь.

Следует отличать скорость распространения волн от скорости движения электронов в проводнике. Волны электромагнитного поля распространяются вдоль воздушных линий со скоростью  $3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}$ , а электроны при этом совершают колебания в проводах линии со скоростью в несколько сантиметров в секунду. Если включить в линию генератор, то под действием его э. д. с. начинают перемещаться электроны на ближнем к генератору участке, затем в движение приходят электроны следующего участка и т. д. Скорость передачи движения от электронов одного участка к электронам другого участка и есть скорость распространения волны. Она очень велика, тогда как скорость перемещения электронов мала. Аналогию кажущемуся противоречию между скоростью распространения волны и скоростью перемещения электронов можно найти в механике и акустике. Так, например, толчок паровоза в начале его движения передается от вагона к вагону со скоростью, значительно превышающей скорость движения вагонов. Звук распространяется в воздухе со скоростью  $330 \text{ м/сек}$ , но молекулы воздуха при этом смещаются на небольшие расстояния и скорость их движения значительно меньше скорости звука.

### § 3. СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ В РАЗОМКНУТОЙ ЛИНИИ

#### 1. Отражение волн от конца линии

Бегущие волны, распространяющиеся от генератора к нагрузке линии, называются падающими волнами, а волны, возникающие в результате отражения от нагрузки и распространяющиеся к генератору — отраженными волнами. Отраженные волны возникают в линии при любой комплексной нагрузке и при активной нагрузке  $R_H \neq \rho$ . Отражение происходит потому, что энергия падающих волн либо вовсе не потребляется, либо потребляется частично. Пусть, например,  $R_H > \rho$  (рис. 2.16). В этом случае энергия падающих волн потребляется частично, а потому возникает отраженная волна, амплитуда которой меньше амплитуды падающей волны. Частичное потребление энергии падающей волны при  $R_H \neq \rho$  объясняется тем, что ток в нагрузке и напряжение на нагрузке не могут быть равны соответственно току и напряжению падающих волн. Поясним это примером. Предположим, что  $\rho = 200$  ом,  $R_H = 600$  ом, а амплитуда падающей волны  $U_{m \text{ пад}} = 600$  в. Тогда амплитуда тока падающей волны

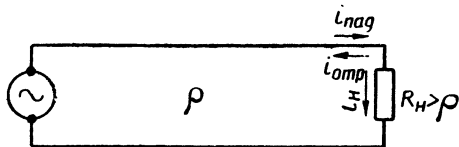


Рис. 2.16. Нагруженная линия

$$I_{m \text{ пад}} = \frac{U_{m \text{ пад}}}{\rho} = \frac{600}{200} = 3 \text{ а.}$$

Ясно, что амплитуда тока в нагрузке не может быть равна 3 а, так как для этого нужно напряжение на нагрузке  $600 \text{ ом} \times 3 \text{ а} = 1800 \text{ в}$ , которое на линии при  $U_{m \text{ пад}} = 600 \text{ в}$  возникнуть не может. Следовательно, на конце линии происходит мгновенное изменение тока и напряжения падающих волн, т. е. возникают отраженные волны. Можно указать на существование на конце линии трех токов и трех напряжений: тока и напряжения падающей волны  $i_{\text{пад}}, u_{\text{пад}}$ ; тока и напряжения отраженной волны  $i_{\text{отр}}, u_{\text{отр}}$ ; тока и напряжения в нагрузке  $i_{\text{н}}, u_{\text{н}}$ .

Так как падающая и отраженная волны являются движением энергии и зарядов во встречных направлениях, то ток в нагрузке равен разности токов падающей и отраженной волн, а напряжение на нагрузке равно сумме напряжений падающих и отраженных волн, т. е.

$$i_{\text{н}} = i_{\text{пад}} - i_{\text{отр}}; \quad (2.6)$$

$$u_{\text{н}} = u_{\text{пад}} + u_{\text{отр}}. \quad (2.7)$$

Это положение очевидно из того факта, что при изменении направления движения зарядов на противоположное фаза

тока (направление тока) изменяется на  $180^\circ$  (на противоположное), а фаза или полярность напряжения не зависит от направления движения заряда. Таким образом, если напряжение отражается без изменения знака, то ток отражается с противоположным знаком. Из этого следует, что сдвиг фаз между напряжением и током падающих волн отличается на  $180^\circ$  от сдвига фаз между током и напряжением отраженных волн.

Так как  $u_n = i_n R_n$ , то на основании формулы (2.6) получим:

$$u_n = R_n (i_{\text{пад}} - i_{\text{отр}}). \quad (2.8)$$

Но падающие и отраженные волны — бегущие волны, поэтому на основании формулы (2.7) имеем:

$$u_n = i_{\text{пад}} \rho + i_{\text{отр}} \rho = \rho (i_{\text{пад}} + i_{\text{отр}}). \quad (2.9)$$

Приравняв правые части уравнений (2.8) и (2.9), получим:

$$\rho (i_{\text{пад}} + i_{\text{отр}}) = R_n (i_{\text{пад}} - i_{\text{отр}}). \quad (2.10)$$

Решая уравнение (2.10), найдем:

$$i_{\text{отр}} = \frac{R_n - \rho}{R_n + \rho} i_{\text{пад}}. \quad (2.11)$$

Примем, что

$$\frac{R_n - \rho}{R_n + \rho} = p. \quad (2.12)$$

Коэффициент  $p$  называется коэффициентом отражения. Он показывает, во сколько раз ток (напряжение) отраженной волны меньше тока (напряжения) падающей волны. Таким образом,

$$i_{\text{отр}} = p i_{\text{пад}}; \quad (2.13)$$

$$u_{\text{отр}} = p u_{\text{пад}}. \quad (2.14)$$

Формулы (2.13) и (2.14) справедливы для мгновенных значений тока и напряжения на конце линии. Для определения амплитуд (или действующих значений) отраженных волн по известным амплитудам (действующим значениям) падающих волн можно пользоваться формулами

$$I_{m \text{ отр}} = p I_{m \text{ пад}}; \quad (2.15)$$

$$U_{m \text{ отр}} = p U_{m \text{ пад}}. \quad (2.16)$$

Из уравнений (2.6) и (2.8) можно определить амплитуды тока и напряжения на нагрузке:

$$\begin{aligned} U_{m \text{ н}} &= U_{m \text{ пад}} + U_{m \text{ отр}} = \rho I_{m \text{ пад}} + \rho (I_{m \text{ пад}} - I_{m \text{ н}}) = \\ &= 2\rho I_{m \text{ пад}} - \rho I_{m \text{ н}} = 2U_{m \text{ пад}} - I_{m \text{ н}} \rho, \end{aligned}$$

т. е.

$$I_{m \text{ н}} R_n = 2U_{m \text{ пад}} - \rho I_{m \text{ н}},$$

откуда

$$I_{mн} = \frac{2U_{mпад}}{R_n + \rho}, \quad (2.17)$$

$$U_{mн} = \frac{2U_{mпад} R_n}{R_n + \rho}. \quad (2.18)$$

В заключение заметим, что формула (2.12) справедлива при любом комплексном сопротивлении нагрузки

$$Z_n = R_n + jX_n.$$

Но при комплексной нагрузке коэффициент отражения становится также комплексной величиной, а именно:

$$\dot{p} = \frac{Z_n - \rho}{Z_n + \rho} = \frac{R_n - \rho + jX_n}{R_n + \rho + jX_n}.$$

Отношение амплитуд отраженной волны к падающей будет определяться модулем коэффициента отражения:

$$p = \sqrt{\frac{(R_n - \rho)^2 + X_n^2}{(R_n + \rho)^2 + X_n^2}}.$$

Из этой формулы видно, что если  $R_n = 0$ , т. е. нагрузка чисто реактивная, то при любом  $X_n$  коэффициент  $p = 1$  — происходит полное отражение.

Фаза комплексного коэффициента отражения равна сдвигу фаз между падающими и отраженными волнами напряжения на нагрузке. Она определяется по формуле:

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{2\rho X_n}{R_n^2 + X_n^2 - \rho^2}.$$

На основании этой формулы можно сделать вывод, что в зависимости от величин  $R_n$  и  $X_n$  и знака  $X_n$  сдвиг фаз между падающими и отраженными волнами может быть любым в пределах  $360^\circ$ .

## 2. Стоячие волны в разомкнутой линии и их особенности

Пусть генератор синусоидальной э. д. с. включен в однородную разомкнутую линию без потерь, имеющую длину  $l$  (рис. 2.17). Рассмотрим электрические процессы, происходящие в такой линии в условиях установившегося режима, когда амплитуды падающих и отраженных волн напряжения и тока не изменяются.

Так как на конце разомкнутой линии нет потребителя энергии, электромагнитная энергия падающей волны полностью отражается от конца линии и движется к ее входу. Поэтому в

разомкнутой линии есть две волны с равными амплитудами: падающая и отраженная. В результате их сложения образуются стоячие волны тока и напряжения, или стоячие волны электромагнитного поля.

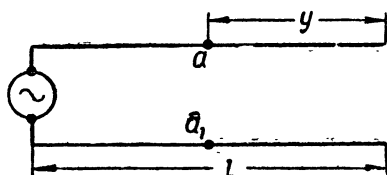


Рис. 2.17. Разомкнутая линия

Для выяснения особенностей стоячих волн необходимо сложить падающие и отраженные волны графически или математически. В обоих случаях надо знать, как изменяется фаза тока и напряжения при отражении от разомкнутого конца.

Отраженная волна представляет собой движение зарядов и электромагнитного поля от конца линии к ее началу. Ток на конце разомкнутой линии равен нулю, так как  $R_n = \infty$ . Значит, ток отраженной волны на конце линии всегда равен по величине и противоположен по знаку току падающей волны.

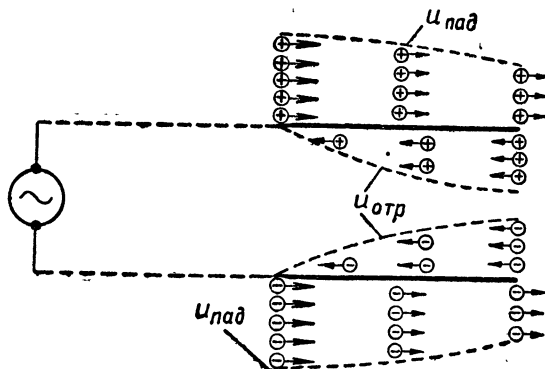


Рис. 2.18. Отражение волны от разомкнутого конца линии

Из этого следует, что волна тока отражается от разомкнутого конца линии с изменением фазы на  $180^\circ$ , или с изменением направления на противоположное. Фаза напряжения при отражении не изменяется, потому что при этом не изменяется ни знак ни величина заряда (рис. 2.18).

К этим же выводам можно прийти, используя ранее приведенные формулы. Из формулы (2.12) следует, что для разомкнутой линии ( $R_n = \infty$ ) коэффициент отражения равен единице. Из формул (2.13) и (2.14) следует, что напряжение и ток отраженных волн на конце линии в каждый момент времени равны по величине напряжению и току падающих волн, а из формулы (2.18) видно, что напряжение на конце линии равно удвоенному напряжению падающей волны.

Рассмотрим теперь особенности стоячих волн. На рис. 2.19, *a* показаны падающая и отраженная волны напряжения и их сумма, т. е. стоячая волна напряжения через каждую восьмую долю периода. На рис. 2.19, *б* показаны падающая, отраженная и стоячая волны тока. Из этих рисунков можно установить основные свойства стоячих волн. Заметим, что волны называются стоячими потому, что их максимальные и нулевые значения не перемещаются вдоль линии, а все время находятся в одних и тех же точках. На рис. 2.20, *a* образование стоячей волны напряжения показано с помощью векторных диаграмм. Выполнено это следующим образом: фаза напряжения падающей волны на конце линии принята за начальную; относительно нее отсчитываются фазы падающей и отраженной волн во всех точках линии. На конце линии падающая и отраженная волны совпадают по фазе. В точках  $1-1$ , на расстоянии  $\frac{\lambda}{8}$  от конца линии, падающая и отраженная волны сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ , так как падающая волна опережает, а отраженная отстает на  $45^\circ$  от напряжения (падающей волны) на конце линии. Сумма векторов падающей и отраженной волн в точках  $1-1$  дает вектор стоячей волны напряжения, меньший, чем на конце линии. Аналогично построены векторы напряжения стоячей волны для других точек линии. Огибающая концов этих векторов дает график распределения напряжения вдоль линии.

На рис. 2.20, *a* показано распределение напряжения, соответствующее максимальному (амплитудному) значению. Все другие значения напряжения на линии получаются как проекции векторов стоячих волн на вертикальную линию при их одновременном вращении против часовой стрелки с угловой скоростью  $\omega$ .

На рис. 2.20, *б* показано образование стоячей волны тока для того же момента времени, что и на рис. 2.20, *a*. Векторы падающей волны тока совпадают по фазе с соответствующими векторами падающей волны напряжения, а векторы отраженной волны тока противофазны соответствующим векторам отраженной волны напряжения вследствие изменения фазы тока на  $180^\circ$  при отражении. В результате сложения получим векторы стоячей волны тока, которые во всех точках занимают горизонтальное положение. Это говорит о том, что в данный момент времени ток во всей линии равен нулю (а напряжение имеет амплитудное значение). Все мгновенные значения тока получаются как проекции векторов стоячих волн тока на вертикальную линию при их одновременном вращении против часовой стрелки с угловой скоростью  $\omega$ .

Рассматривая расположение векторов стоячих волн напряжения и тока в одних и тех же точках линии, приходим к выводу, что на одних участках линии напряжение стоячей волны



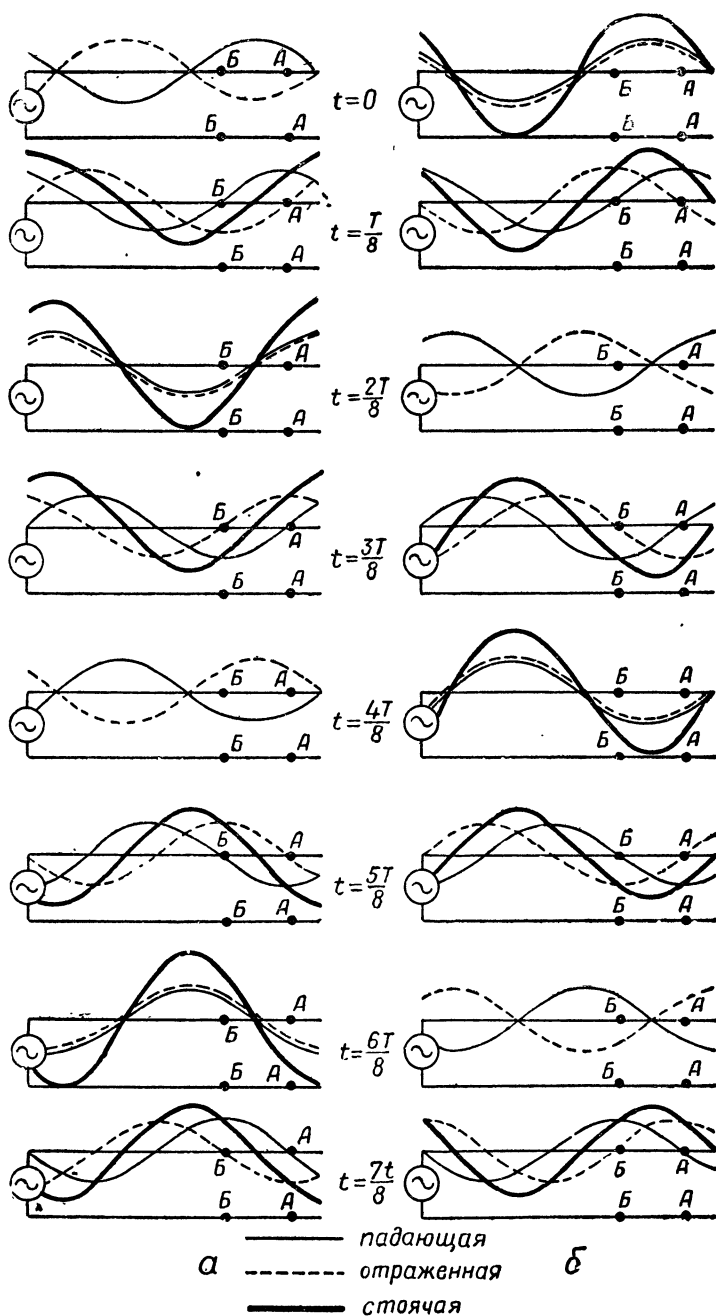


Рис. 2.19. Образование стоячих волн в разомкнутой линии:  
а — напряжения; б — тока

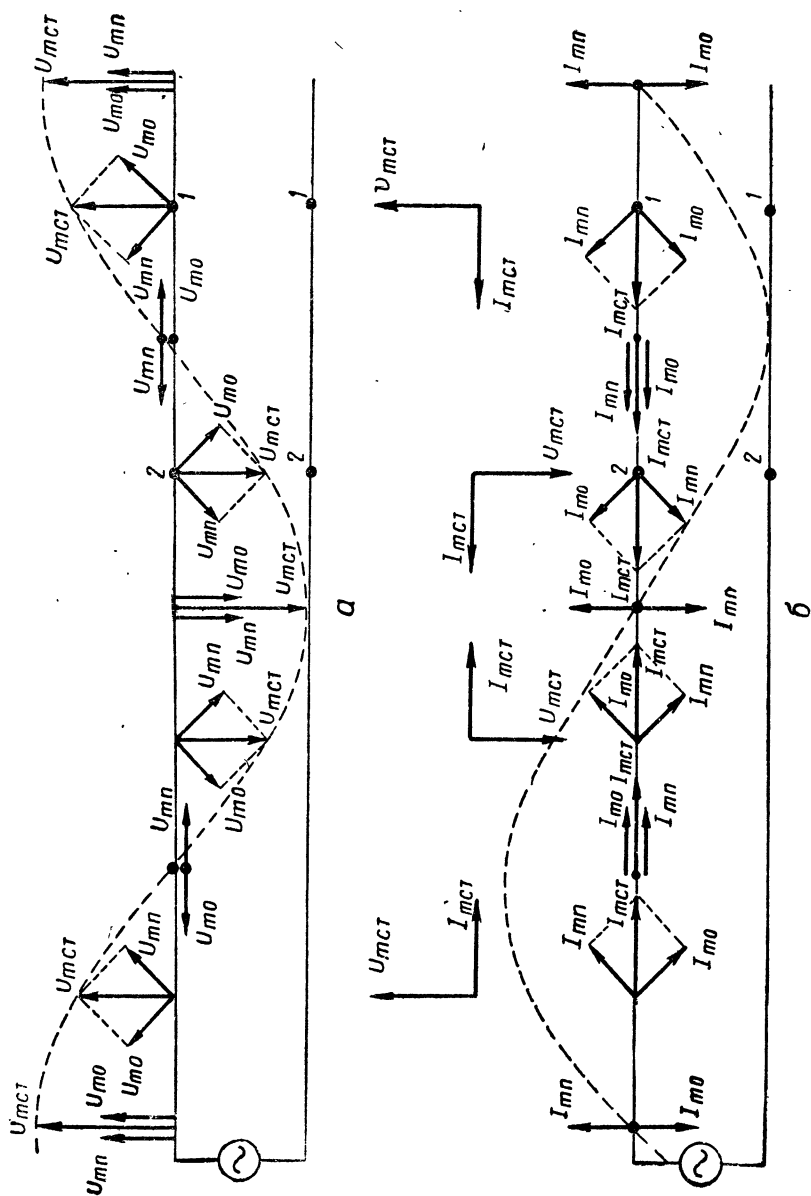


Рис. 2.20. Векторные диаграммы стоячих волн:  
 а — напряжения; б — тока

опережает ток на  $90^\circ$  (на  $\frac{T}{4}$ ), а на других — отстает на  $90^\circ$ .

В этом отношении линия подобна индуктивности или емкости. Так, например, в точках 1—1 (или точках А—А на рис. 2.19) ток опережает напряжение на  $90^\circ$  (рис. 2.21), и, следовательно, отрезок разомкнутой линии короче четверти волны в смысле нагрузки на генератор эквивалентен некоторой емкости  $C_{\text{экв}}$ .

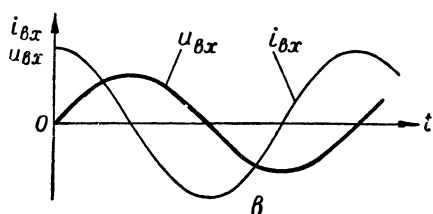
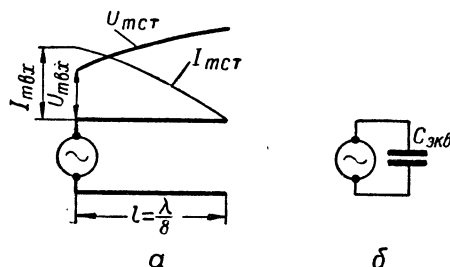


Рис. 2.21. Отрезок разомкнутой линии длиной  $\frac{\lambda}{8}$ :

а — распределение амплитуд тока и напряжения;  
б — эквивалентная схема; в — графики входных тока и напряжения

В точках 2—2 (Б—Б на рис. 2.19) ток отстает от напряжения на  $90^\circ$  (рис. 2.22), и потому отрезок разомкнутой линии длиной  $\frac{3\lambda}{8}$  в смысле нагрузки на генератор эквивалентен некоторой индуктивности  $L_{\text{экв}}$ .

Выведем уравнения стоячих волн тока и напряжения, т. е. найдем выражения для тока и напряжения в любом поперечном сечении линии  $aa_1$  (см. рис. 2.17). Примем конец линии за начало координат. Будем считать, что напряжение падающей волны на конце линии изменяется по закону

$$u_{\text{пад. к}} = U_{m \text{ пад}} \sin \omega t,$$

где  $U_{m \text{ пад}}$  — амплитуда падающей волны.

Напряжение падающей волны в точках  $a—a_1$  опережает напряжение на конце линии на угол  $my$ ; напряжение отраженной волны в точках  $a—a_1$  отстает от напряжения на конце линии на угол  $my$ . Поэтому

$$u_{\text{пад}} = U_{m \text{ пад}} \sin (\omega t + my); \quad (2.19)$$

$$u_{\text{отр}} = U_{m \text{ пад}} \sin (\omega t - my). \quad (2.20)$$

Токи падающей и отраженной волн в точках  $a—a_1$  определяются по формулам

$$i_{\text{пад}} = \frac{U_{m \text{ пад}}}{\rho} \sin (\omega t + my); \quad (2.21)$$

$$i_{\text{отр}} = -\frac{U_{m \text{ пад}}}{\rho} \sin (\omega t - my). \quad (2.22)$$

Знак минус в правой части уравнения (2.22) учитывает изменение направления тока на противоположное при отраже-

нии. Сложим уравнения (2.19) с (2.20) и (2.21) с (2.22), а также преобразуем их, используя формулы

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2};$$

$$\sin \alpha - \sin \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \sin \frac{\alpha - \beta}{2}.$$

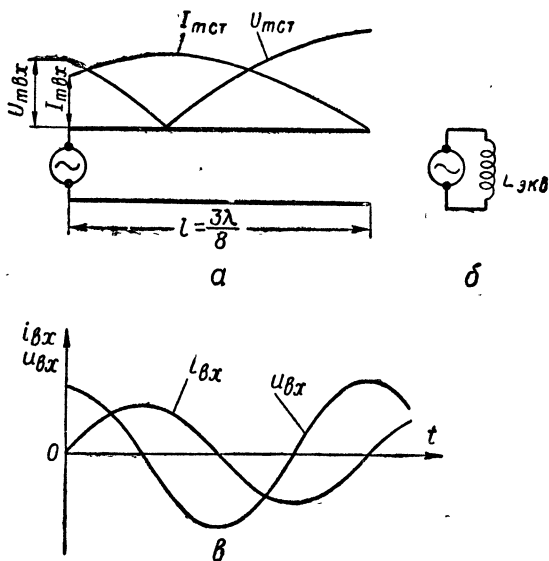


Рис. 2.22. Отрезок разомкнутой линии  
длиной  $\frac{3\lambda}{8}$ :

а — распределение амплитуд тока и напряжения;  
б — эквивалентная схема; в — графики входных тока  
и напряжения

Получим уравнения стоячих волн напряжения и тока:

$$u_{ст} = 2U_{мпад} \cos my \sin \omega t; \quad (2.23)$$

$$i_{ст} = \frac{2U_{мпад}}{\rho} \sin my \cos \omega t. \quad (2.24)$$

Из этих уравнений, а также из рис. 2.20 и 2.21 можно установить следующие характерные особенности стоячих волн.

1. Амплитуда напряжения изменяется вдоль линии по косинусоидальному закону (рис. 2.23). В уравнении (2.23) множитель

$$2U_{мпад} \cos my = U_{мст} \quad (2.25)$$

не зависит от времени и является амплитудой напряжения стоячей волны.

Амплитуда тока изменяется вдоль линии по синусоидальному закону. В уравнении стоячей волны тока (2.24) множитель

$$\frac{2U_{\text{пад}}}{\rho} \sin my = I_{\text{мст}} \quad (2.26)$$

является амплитудой стоячей волны тока.

На линии есть точки, в которых напряжение всегда равно нулю, а ток имеет максимальную амплитуду, равную удвоенной амплитуде падающей волны. В таких точках падающая и отраженная волны напряжения всегда равны по величине и противоположны по знаку, а падающая и отраженная волны

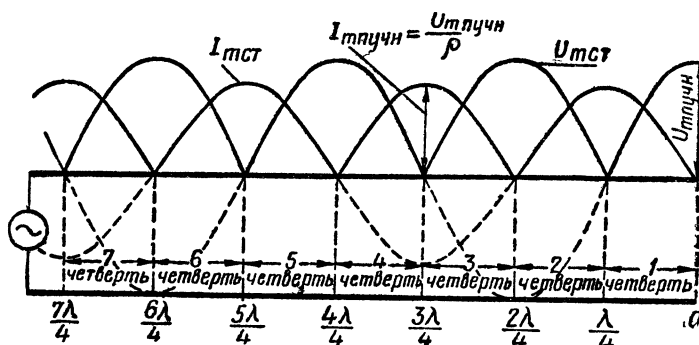


Рис. 2.23. Распределение амплитуд напряжения и тока в разомкнутой линии

тока равны по величине и совпадают по направлению. Точки эти называются узлами напряжения или пучностями тока. Они определяются из уравнения  $\cos my = 0$  или  $\sin my = \pm 1$ , т. е.

$$my = (2n + 1) \frac{\pi}{2}; \quad \frac{2\pi}{\lambda} y = (2n + 1) \frac{\pi}{2},$$

или

$$y = (2n + 1) \frac{\lambda}{4},$$

где  $n = 0, 1, 2, 3 \dots$

Узлы напряжения расположены вдоль линии на расстоянии половины волны друг от друга; ближайший к концу линии узел расположен на расстоянии  $\frac{\lambda}{4}$  от него.

На линии есть также точки, амплитуда напряжения в которых имеет максимальное значение, равное удвоенной амплитуде падающей волны, а ток всегда равен нулю. В этих точках падающая и отраженная волны напряжения равны по величине и знаку, а тока — равны по величине и противоположны

по направлению. Эти точки называются пучностями напряжения или узлами тока и определяются из уравнения  $\cos \pi y = \pm 1$  или  $\sin \pi y = 0$ , т.е.  $\frac{2\pi}{\lambda} y = n\pi$ ,  
 $\cos \pi n = 1 \rightarrow \frac{2\pi}{\lambda} y = n\pi$ ,

или

$$y = n \frac{\lambda}{2},$$

где  $n=0, 1, 2, 3...$

Пучности напряжения расположены вдоль линии на расстоянии половины волны друг от друга.

Распределение амплитуд или действующих значений напряжения и тока показано на рис. 2.23. Пунктиром на этом рисунке показано распределение напряжения и тока с учетом их фаз.

2. Напряжение во всех точках линии между двумя соседними узлами изменяется с одинаковой фазой. В узле напряжения происходит поворот фазы на  $180^\circ$  (изменяется знак множителя  $\cos \pi y$ ). Для примера на рис. 2.24, а показаны колебания напряжения в линии длиной  $\frac{7\lambda}{8}$ .

Ток во всех точках линии между двумя соседними узлами изменяется с одинаковой фазой; в узле тока происходит поворот фазы на  $180^\circ$ . Колебания тока в разомкнутой линии длиной  $\frac{7\lambda}{8}$  показаны на рис. 2.24, б. Числами 1, 2, 3... 8 обозначены последовательные моменты времени, для которых изображены графики напряжения и тока.

3. Ток и напряжение в любых точках линии изменяются со сдвигом по фазе на четверть периода, т. е. на  $90^\circ$ .

4. Отношение амплитуды напряжения в пучности  $U_{\text{м пучн}}$  к амплитуде тока в пучности  $I_{\text{м пучн}}$  равно волновому сопротивлению линии.

5. В линии происходят колебания электромагнитной энергии на отдельных ее участках длиной в четверть волны. Поэтому отрезок разомкнутой линии длиной в четверть или целое число четвертей волны подобен резонансному колебательному контуру и называется резонансной линией. Это объясняется тем, что через узлы тока или напряжения электромагнитная энергия не может переходить с одного участка линии на соседний. В этих узлах плотность потока энергии (вектор Пойнтинга) всегда равна нулю. Если напряжение на линии максимально, то ток равен нулю и вся энергия заключена в электрическом поле; в дальнейшем электрическое поле убывает, а ток и магнитное поле возрастают. Через четверть периода магнитное поле достигает максимального значения, а электрическое поле падает до нуля; вся энергия будет заключена в магнитном поле. Затем магнитное поле будет убывать, а электриче-

ское — возрастать до максимального значения (противоположного знака) и т. д. Колебания энергии в четвертьволновом отрезке линии подобны колебаниям в обычном резонансном контуре. Принципиальное отличие состоит в том, что индуктивность и емкость контура — отрезка линии — распределены по всей его длине.

Колебания электромагнитной энергии в реальной линии отличаются от рассмотренных выше колебаний в идеальной линии наличием потерь. В реальной разомкнутой линии, кроме

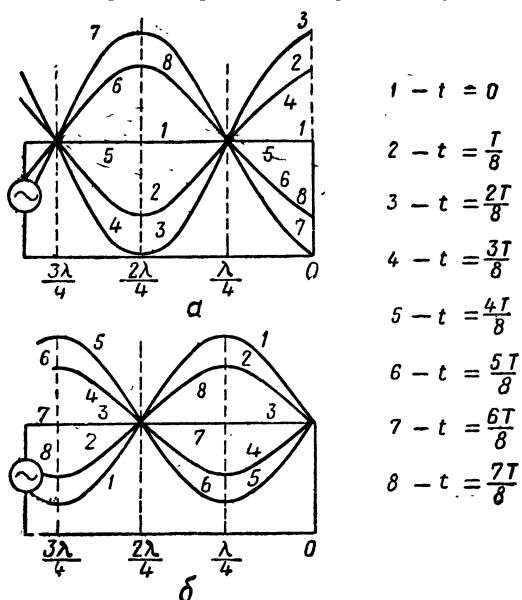


Рис. 2.24. Колебания в разомкнутой линии:  
а — напряжения; б — тока

стоячих волн, есть и затухающие бегущие волны, которые переносят энергию, необходимую для восполнения потерь и поддержания незатухающих колебаний. Поэтому в реальной линии нет «чистых» узлов тока и напряжения, а есть минимумы тока и минимумы напряжения.

### 3. Входное сопротивление разомкнутой линии

Для определения входного сопротивления разомкнутой линии воспользуемся формулами (2.25) и (2.26). Определим амплитуды тока и напряжения на входе линии при  $y=l$ :

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \cos ml, \quad (2.27)$$

$$I_{m \text{ вх}} = \frac{2U_{m \text{ пад}}}{\rho} \sin ml. \quad (2.28)$$

Отношение амплитуд напряжения и тока на входе линии равно абсолютному значению входного сопротивления.

Ток и напряжение на входе линии сдвинуты по фазе на четверть периода, поэтому входное сопротивление имеет реактивный характер. С учетом характера реактивности, т. е. знака, входное сопротивление разомкнутой линии будет

$$Z_{\text{вх}} = -\rho \operatorname{ctg} ml. \quad (2.29)$$

При постоянной длине волны генератора входное сопротивление разомкнутой линии без потерь зависит от ее волнового сопротивления и длины линии. Оно может быть индуктивным или емкостным и иметь любую величину от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

В пределах 1, 3, 5... и всех нечетных четвертей волн (см. рис. 2.23) входное сопротивление имеет емкостный характер, т. е. отрицательно, а в пределах 2, 4, 6... и всех четных четвертей волн — индуктивный характер, т. е. положительно. Это объясняется тем, что во всех точках линии в пределах нечетных четвертей ток опережает напряжение на четверть периода, а в пределах четных четвертей волн ток отстает от напряжения на четверть периода. Справедливость этого уже была показана векторными диаграммами рис. 2.20. То же можно установить из рис. 2.24.

Сдвиг фаз между током и напряжением стоячих волн можно определить также из уравнений стоячих волн. Например, для всех точек в пределах первой четверти  $\cos my$  и  $\sin my$  положительны, и потому, как видно из уравнений (2.23) и (2.24), напряжение, изменяющееся со временем по синусоидальному закону, отстает на четверть периода от тока, изменяющегося по косинусоидальному закону. Из формулы (2.29) видно, что входное сопротивление линии равно нулю, если ее длина равна целому нечетному числу четвертей волн, и бесконечности, если длина линии равна целому числу полуволн. В первом случае линия подобна последовательному резонансному контуру, а во втором — параллельному. Таким образом, при  $l = (2n+1) \frac{\lambda}{4}$  возникает «последовательный резонанс», а при  $l = n \frac{\lambda}{2}$  — «параллельный резонанс».

Зависимость входного сопротивления от длины линии показана на рис. 2.25. В верхней его части показано распределение амплитуд напряжения и тока, а в нижней — эквивалентные схемы линии по характеру входного сопротивления. Эквивалентную емкость или индуктивность линии можно определить из уравнений

$$Z_{\text{вх}} = \rho \operatorname{ctg} ml_1 = X_C = \frac{530\lambda}{C_{\text{экв}}},$$

$$Z_{\text{вх}} = \rho \operatorname{ctg} ml_2 = X_L = \frac{1880 L_{\text{экв}}}{\lambda},$$



или

$$C_{\text{экв}} [нф] = \frac{530 \lambda [м]}{\rho \operatorname{ctg} ml_1},$$

$$L_{\text{экв}} [мкгн] = \frac{\lambda [м] \rho \operatorname{ctg} ml_2}{1880}.$$

Входное сопротивление разомкнутой линии с потерями состоит из активной и реактивной составляющих. Реактивная со-

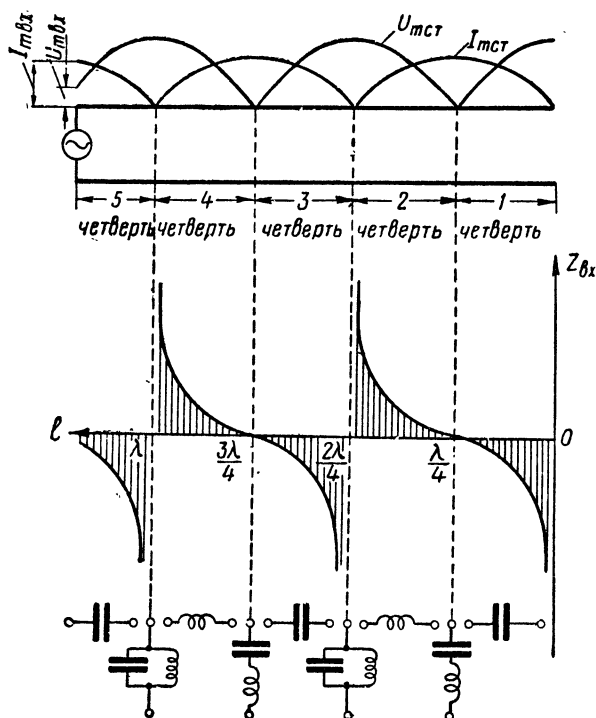


Рис. 2.25. Зависимость входного сопротивления разомкнутой линии от ее длины

ставляющая равна нулю, если длина линии составляет целое число четвертей волн. Активная составляющая мала при «последовательном резонансе» и велика при «параллельном резонансе».

#### 4. Линия с емкостной нагрузкой

Допустим, что линия длиной  $l$  нагружена емкостью  $C$  (рис. 2.26, а). Емкость не потребляет энергии, и поэтому в линии установятся стоячие волны. Из рис. 2.25 видно, что при из-

менении длины разомкнутой линии от 0 до  $\frac{\lambda}{4}$  ее входное сопротивление изменяется от  $-\infty$  до 0. Поэтому можно подобрать такую разомкнутую линию длиной  $l' < \frac{\lambda}{4}$ , входное сопротивление которой было бы равно сопротивлению конденсатора  $C$ . Заменяв конденсатор  $C$  эквивалентной ему линией  $l'$ , получим эквивалентную схему (рис. 2.26, б). Длину линии  $l'$  можно рассчитать по формуле

$$\rho \operatorname{ctg} ml' = X_C,$$

или

$$l' = \frac{1}{m} \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \frac{X_C}{\rho},$$

где  $X_C = \frac{1}{\omega C}$ .

Ток и напряжение на входе линии  $l'$  равны току и напряжению на конденсаторе  $C$ . Распределение тока и напряжения по длине  $l$  эквивалентной схемы (см. рис. 2.26, б) соответствует распределению тока и напряжения в реальной линии (см. рис. 2.26, а). На этих рисунках показаны максимальные токи и напряжение для различных моментов времени. Из рис. 2.26, а видно, что подключение емкости к концу линии вызывает смещение стоячих волн к концу линии на  $l'$  по сравнению с положением стоячих волн в разомкнутой линии той же длины. На этом рисунке для сравнения пунктиром показано распределение напряжения в разомкнутой линии.

Входное сопротивление линии с емкостной нагрузкой определяется по формуле

$$Z_{\text{вх}} = -\rho \operatorname{ctg} (ml + ml').$$

Линия является резонансной, если ее эквивалентная длина  $l + l'$  составляет целое число четвертей волны.

**Примеры.** 1. Амплитуда напряжения генератора  $U_{\text{м вх}} = 300$  в. Генератор включен в разомкнутую линию с волновым сопротивлением  $\rho = 300$  ом. Определить амплитуду напряжения на конце линии, амплитуды падающих волн напряжения и тока и входное сопротивление линии, если ее длина  $l = \frac{5\lambda}{2}$ .

**Решение.** Применим формулу (2.27):

$$U_{\text{м вх}} = 2U_{\text{м пад}} \cos ml.$$

$$300 = 2U_{\text{м пад}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{5\lambda}{2} = 2U_{\text{м пад}};$$

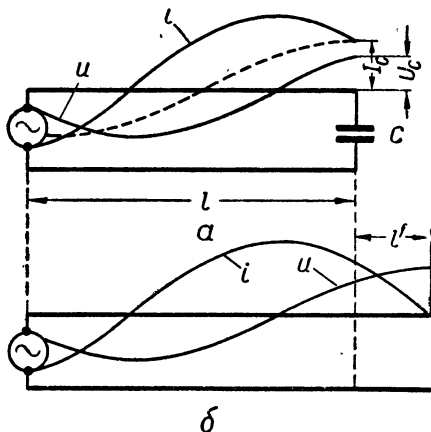


Рис. 2.26. Линия длиной  $l$ :  
а — нагруженная емкостью  $C$ ; б — эквивалентная схема

$$U_{m \text{ пад}} = 150 \text{ в}; \quad U_{m \text{ к}} = 2U_{m \text{ пад}} = 300 \text{ в};$$

$$I_{m \text{ пад}} = 0,5 \text{ а}; \quad I_{m \text{ пучн}} = 1 \text{ а};$$

$$Z_{\text{вх}} = -\infty.$$

2. Условия те же, что и в примере 1, но  $l=31 \frac{\lambda}{6}$ .

Решение.

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{31\lambda}{6};$$

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \cos \frac{\pi}{3} = U_{m \text{ пад}};$$

$$U_{m \text{ пад}} = 300 \text{ в}; \quad U_{m \text{ к}} = 600 \text{ в};$$

$$I_{m \text{ пад}} = 1 \text{ а}; \quad I_{m \text{ пучн}} = 2 \text{ а};$$

$$Z_{\text{вх}} = -300 \operatorname{ctg} \frac{\pi}{3} = -173 \text{ ом}.$$

3. Условия те же, что и в примере 1, но  $l = \frac{29\lambda}{24}$ .

Решение.

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{29\lambda}{24};$$

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \cos 75^\circ;$$

$$300 \text{ в} = 0,5U_{m \text{ пад}};$$

$$U_{m \text{ пад}} = 600 \text{ в}; \quad U_{m \text{ к}} = 1200 \text{ в};$$

$$I_{m \text{ пад}} = 2 \text{ а}; \quad I_{m \text{ пучн}} = 4 \text{ а}.$$

Из приведенных примеров следует, что по мере приближения длины линии к целому нечетному числу четвертей волны напряжение на конце линии и ток в пучности возрастают. При «последовательном резонансе» в линии без потерь и бесконечно мощном источнике ( $R_i=0$ ) напряжение и ток в пучности неограниченно возрастают. В реальных условиях ток «последовательного резонанса» в линии  $I_{m \text{ пучн}}$ , а значит, и напряжение  $U_{m \text{ пучн}}$  ограничены внутренним сопротивлением генератора и активным сопротивлением линии.

## § 4. СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ В КОРОТКОЗАМКНУТОЙ ЛИНИИ

### 1. Образование стоячих волн

Когда короткозамкнутая линия подключена к генератору высокой частоты (рис. 2.27), то от этого генератора к концу линии распространяются падающие волны. Энергия их на конце линии не потребляется, а полностью отражается. Амплитуды отраженных волн напряжения и тока равны амплитудам

падающих волн, так как и те и другие распространяются по одной и той же линии и переносят одинаковую мощность. В результате сложения падающих и отраженных волн образуются стоячие волны, которые имеют те же характерные признаки, что и в разомкнутой линии.

На конце короткозамкнутой линии напряжение равно нулю. Это означает, что напряжение отраженной волны на конце линии в каждый момент равно по величине напряжению падающей волны и противоположно ему по знаку. Ток на конце линии максимален, так как энергия электрического поля падающей волны переходит в энергию магнитного поля. Следовательно, от короткозамкнутого конца линии волна напряжения отражается с изменением фазы на  $180^\circ$ , а волна тока — без изменения фазы.

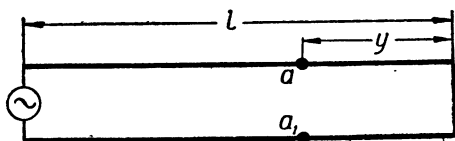


Рис. 2.27. Короткозамкнутая линия

Эти же выводы подтверждаются данными, указанными в подразделе 1 предыдущего параграфа. Из формулы (2.12) следует, что для короткозамкнутой линии ( $R_H=0$ ) коэффициент отражения равен  $-1$ ; из формул (2.17) и (2.18) следует, что напряжение на конце линии равно нулю, а ток равен удвоенному значению тока падающей волны.

Образование стоячих волн в короткозамкнутой линии можно пояснить с помощью рис. 2.19, причем графики напряжения для разомкнутой линии будут графиками тока для короткозамкнутой линии (и наоборот). На рис. 2.20, а пояснено образование стоячей волны тока, а на рис. 2.20, б — стоячей волны напряжения в короткозамкнутой линии.

Выведем уравнения стоячих волн в короткозамкнутой линии. Примем конец линии за начало координат и будем считать, что ток падающей волны на конце линии изменяется по закону

$$i_{\text{к. пад}} = I_{m \text{ пад}} \sin \omega t,$$

где  $I_{m \text{ пад}}$  — амплитуда тока падающей волны.

Ток падающей волны в любых точках линии  $aa_1$  опережает ток на конце линии на угол  $my$ , а ток отраженной волны в тех же точках отстает от тока на конце линии на угол  $my$ . Поэтому

$$i_{\text{пад}} = I_{m \text{ пад}} \sin (\omega t + my);$$

$$i_{\text{отр}} = I_{m \text{ пад}} \sin (\omega t - my).$$

Ток стоячей волны в короткозамкнутой линии равен сумме токов падающей и отраженных волн, т. е.

$$i_{\text{ст}} = I_{m \text{ пад}} [\sin (\omega t + my) + \sin (\omega t - my)].$$

После преобразования суммы синусов получаем уравнение стоячей волны тока:

$$i_{\text{ст}} = 2I_{m \text{ пад}} \cos my \sin \omega t. \quad (2.30)$$

Напряжение стоячей волны в любых точках короткозамкнутой линии равно сумме напряжений падающей и отраженной волн:

$$\begin{aligned} u_{\text{ст}} &= u_{\text{пад}} + u_{\text{отр}}; \\ u_{\text{пад}} &= \rho I_{m \text{ пад}} \sin(\omega t + my); \\ u_{\text{отр}} &= -\rho I_{m \text{ пад}} \sin(\omega t - my); \\ u_{\text{ст}} &= \rho I_{m \text{ пад}} [\sin(\omega t + my) - \sin(\omega t - my)]. \end{aligned}$$

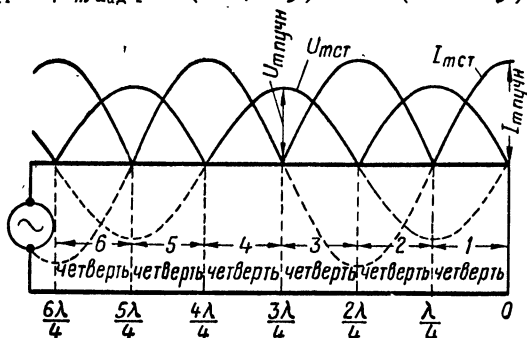


Рис. 2.28. Распределение амплитуд напряжения и тока в короткозамкнутой линии

После преобразования получаем уравнение стоячей волны напряжения:

$$u_{\text{ст}} = 2\rho I_{m \text{ пад}} \sin my \cos \omega t, \quad (2.31)$$

где  $\rho I_{m \text{ пад}} = U_{m \text{ пад}}$  — амплитуда напряжения падающей волны. В уравнениях (2.30) и (2.31) множители

$$I_{m \text{ ст}} = 2I_{m \text{ пад}} \cos my, \quad (2.32)$$

$$U_{m \text{ ст}} = 2\rho I_{m \text{ пад}} \sin my \quad (2.33)$$

являются амплитудами тока и напряжения стоячих волн. Эти амплитуды изменяются вдоль линии. Пучности тока и узлы напряжения находятся в точках, для которых  $\cos my = \pm 1$ , т. е.  $y = n \frac{\lambda}{2}$ , где  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ . Узлы тока и пучности напряжения находятся в точках, для которых  $\cos my = 0$ , т. е.  $y = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}$ , где  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ . Отношение амплитуды напряжения в пучности  $U_{m \text{ пучн}}$  к амплитуде тока в пучности  $I_{m \text{ пучн}}$  равно волновому сопротивлению линии. Распределение амплитуд тока и напряжения в короткозамкнутой линии показано на рис. 2.28.

В короткозамкнутой линии происходят колебания электромагнитной энергии на отдельных ее участках, разделенных узлами тока и узлами напряжения (рис. 2.29). Ток и напряжение стоячих волн взаимно сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ . В нечетных четвертях волн ток отстает от напряжения на  $90^\circ$ , а в четных четвертях — опережает напряжение на  $90^\circ$ .

Например, в пределах второй четверти волны ( $\frac{\lambda}{2} > y > \frac{\lambda}{4}$ )  $\cos my < 0$ , а  $\sin my > 0$ . Из уравнений (2.30) и (2.31) следует,

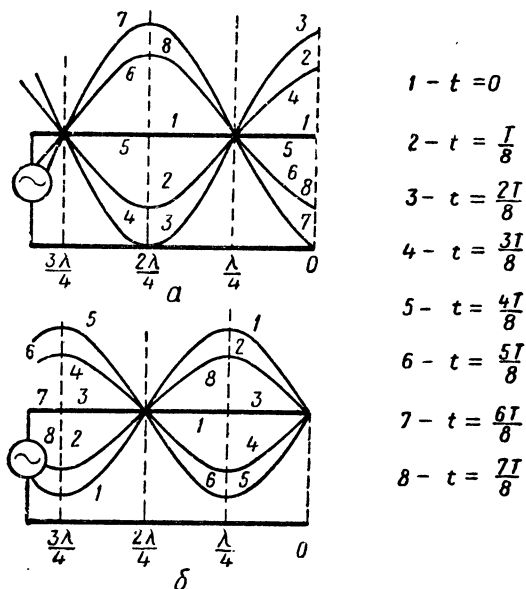


Рис. 2.29. Колебания в короткозамкнутой линии:

$a$  — тока;  $b$  — напряжения

что напряжение, изменяющееся со временем по косинусоидальному закону, отстает на  $90^\circ$  от тока, изменяющегося со временем по закону отрицательного синуса.

## 2. Входное сопротивление короткозамкнутой линии

Из уравнений (2.32) и (2.33) находим амплитуды входного напряжения и тока. Полагая, что  $y=l$ , имеем

$$U_{m \text{ вх}} = 2\rho I_{m \text{ пад}} \sin ml, \quad (2.34)$$

$$I_{m \text{ вх}} = 2I_{m \text{ пад}} \cos ml. \quad (2.35)$$

Отношение амплитуд напряжения и тока на входе линии равно входному сопротивлению, т. е.

$$Z_{\text{вх}} = \rho \operatorname{tg} ml. \quad (2.36)$$

Входное сопротивление короткозамкнутой линии без потерь

является реактивным и может иметь любую величину от  $-\infty$  до  $+\infty$ . В пределах нечетных четвертей волн сопротивление положительное, т. е. индуктивное, а в пределах четных четвертей волн — отрицательное, т. е. емкостное. При  $l = (2n+1)\frac{\lambda}{4}$ , где  $n=0, 1, 2, 3...$ , возникает «параллельный резонанс»,

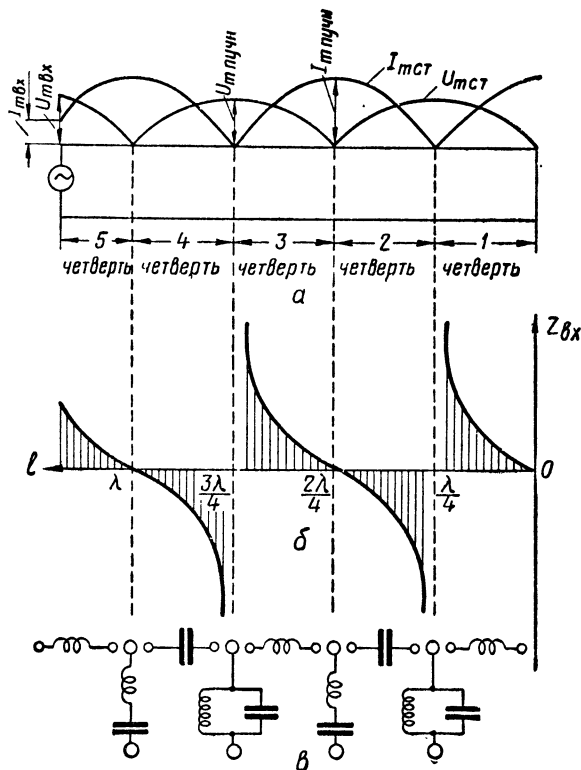


Рис. 2.30. Зависимость входного сопротивления короткозамкнутой линии от ее длины

т. е.  $Z_{вх} = \infty$ , а при  $l = n\frac{\lambda}{2}$ , где  $n=0, 1, 2, 3...$ , возникает «последовательный резонанс», т. е.  $Z_{вх} = 0$ . Зависимость входного сопротивления короткозамкнутой линии без потерь от ее длины показана на рис. 2.30, б. На рис. 2.30, в показаны эквивалентные схемы линии по характеру входного сопротивления. Эквивалентную емкость или индуктивность линии можно определить по формулам

$$C_{эКВ} [нф] = \frac{530\lambda [м]}{\rho \operatorname{tg} ml_1},$$

$$L_{эКВ} [мкгн] = \frac{\lambda [м] \operatorname{tg} ml_2}{1880}.$$

Реальная короткозамкнутая линия имеет активные потери; поэтому в такой линии, кроме стоячей волны, будет и затухающая бегущая волна, которая переносит необходимую для поддержания колебаний энергию. Входное сопротивление реальной короткозамкнутой линии состоит из активной и реактивной составляющих. Реактивная составляющая обращается в нуль при  $l = n \frac{\lambda}{4}$ ; активная составляющая мала при «последовательном резонансе» и велика при «параллельном».

### 3. Линия с индуктивной нагрузкой

Линия, нагруженная на конце индуктивностью, не потребляет электромагнитной энергии. В такой линии существует режим стоячих волн. Индуктивность можно заменить эквивалентной ей короткозамкнутой линией длиной  $l' < \frac{\lambda}{4}$ .

Действительно, входное сопротивление короткозамкнутой линии изменяется от нуля до  $+\infty$  при изменении длины линии от нуля до  $\frac{\lambda}{4}$ . Поэтому можно подобрать такую длину короткозамкнутой линии  $l'$ , входное сопротивление которой равно сопротивлению индуктивности  $L$ , т. е.  $\rho \operatorname{tg} ml' = X_L = \omega L$ . Отсюда находим длину эквивалентной линии

$$l' = \frac{1}{m} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{X_L}{\rho}.$$

После замены индуктивности эквивалентной линией длиной  $l'$  можно начертить распределение напряжения и тока вдоль эквивалентной и реальной линии (рис. 2.31). Входные ток и напряжение линии  $l'$  представляют собой ток и напряжение на конце линии, нагруженной индуктивностью. Распределение тока и напряжения в нагруженной линии такое же, как и на длине  $l$  эквивалентной линии. Из рис. 2.31 видно, что ближайший узел тока (и пучность напряжения) расположен на расстоянии  $l'' < \frac{\lambda}{4}$  от нагруженного конца линии.

Подключение индуктивности вызывает смещение стоячих волн на  $l'$  к концу линии по сравнению с положением стоячих волн короткозамкнутой линии той же длины, или смещение

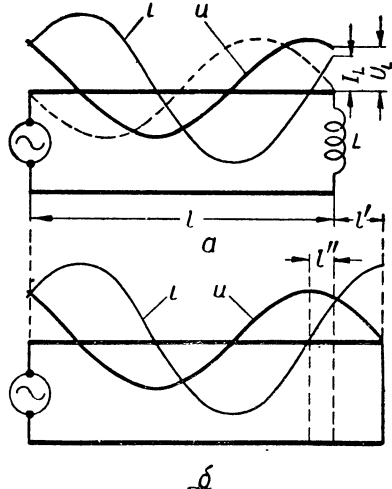


Рис. 2.31. Линия длиной  $l$ :  
а — нагруженная индуктивностью;  
б — эквивалентная схема



на  $l''$  к генератору по сравнению с положением стоячих волн в разомкнутой линии той же длины. На рис. 2.31 для сравнения пунктиром показано распределение напряжения в короткозамкнутой линии длиной  $l$ .

Входное сопротивление линии, нагруженной индуктивностью, определяется по формуле

$$Z_{\text{вх}} = \rho \operatorname{tg}(ml + ml').$$

В цепи (см. рис. 2.31) наблюдается резонанс при условии, если эквивалентная длина линии  $l + l'$  равна целому числу четвертей волн.

**Примеры.** 1. Амплитуда напряжения генератора 300 в. Генератор включен в короткозамкнутую линию с волновым сопротивлением 300 ом. Определить амплитуду напряжения в пучности, амплитуды падающих волн напряжения и тока, амплитуду тока в пучности и входное сопротивление линии, если  $l = 5\frac{\lambda}{4}$ .

Решение.

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{5\lambda}{4} = 2U_{m \text{ пад}} \sin \frac{\pi}{2};$$

$$300 \text{ в} = 2U_{m \text{ пад}};$$

$$U_{m \text{ пад}} = 150 \text{ в}; \quad U_{m \text{ пучн}} = 300 \text{ в};$$

$$I_{m \text{ пад}} = 0,5 \text{ а}; \quad I_{m \text{ пучн}} = 1 \text{ а};$$

$$Z_{\text{вх}} = \rho \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} = \infty.$$

2. Условия те же, что и в примере 1, но  $l = \frac{9\lambda}{8}$ .

Решение.

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{\text{пад}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{9\lambda}{8} = 2U_{m \text{ пад}} \sin \frac{\pi}{4};$$

$$300 \text{ в} = 2U_{m \text{ пад}} \cdot 0,7;$$

$$U_{m \text{ пад}} = 210 \text{ в}; \quad U_{m \text{ пучн}} = 420 \text{ в};$$

$$I_{m \text{ пад}} = \frac{2}{3} \text{ а}; \quad I_{m \text{ пучн}} = \frac{4}{3} \text{ а};$$

$$Z_{\text{вх}} = \rho \operatorname{tg} \frac{\pi}{4} = \rho.$$

3. Условия те же, что и в примере 1, но  $l = \frac{13}{24}\lambda$ .

Решение.

$$U_{m \text{ вх}} = 2U_{m \text{ пад}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{13\lambda}{24};$$

$$300 \text{ в} = 2U_{m \text{ пад}} \sin \frac{\pi}{12} = 0,5U_{m \text{ пад}};$$

$$U_{m \text{ пад}} = 600 \text{ в}; \quad U_{m \text{ пучн}} = 1200 \text{ в};$$

$$I_{m \text{ пад}} = 2 \text{ а}; \quad I_{m \text{ пучн}} = 4 \text{ а};$$

$$Z_{\text{вх}} = \rho \operatorname{tg} \frac{\pi}{12} = 78 \text{ ом}.$$

Из приведенных примеров можно сделать следующие выводы:

а) по мере приближения длины линии к целому четному числу четвертей волн амплитуда напряжения в пучности и амплитуда тока на конце линии увеличиваются;

б) при «последовательном резонансе» в идеальной линии и при бесконечно мощном источнике ( $R_i = 0$ )  $I_{m \text{ пучн}}$  и  $U_{m \text{ пучн}}$  неограниченно растут;

в) при «последовательном резонансе» в реальной линии и при реальном источнике амплитуда тока (напряжения) в пучности ограничена внутренним сопротивлением источника и активным сопротивлением линии.

## § 5. СМЕШАННЫЕ ВОЛНЫ В ЛИНИИ

### 1. Распределение амплитуд напряжения и тока

Смешанные волны образуются в линии, нагруженной активным сопротивлением, не равным волновому, или комплексным сопротивлением. Они возникают в результате сложения падающих волн с отраженными, имеющими меньшую амплитуду. Допустим, что амплитуды падающих волн напряжения и тока равны соответственно  $U_{m \text{ пад}}$  и  $I_{m \text{ пад}}$ . Выделим из них части, равные амплитудам отраженных волн, т. е. будем считать, что

$$U_{m \text{ пад}} = U'_{m \text{ бег}} + U''_{m \text{ бег}},$$

$$I_{m \text{ пад}} = I'_{m \text{ бег}} + I''_{m \text{ бег}},$$

причем

$$U''_{m \text{ бег}} = U_{m \text{ отр}},$$

$$I''_{m \text{ бег}} = I_{m \text{ отр}}.$$

В результате сложения отраженных волн с равными им по амплитудам падающими волнами образуются стоячие волны напряжения и тока с амплитудами в пучности  $2U_{m \text{ отр}}$  и  $2I_{m \text{ отр}}$ . Разность между амплитудами падающих и отраженных волн — это амплитуды чисто бегущих волн ( $U'_{m \text{ бег}}$ ,  $I'_{m \text{ бег}}$ ). Следовательно, смешанные волны в линии характеризуются наличием в ней бегущих и стоячих волн. Рассмотрим распределение амплитуд тока и напряжения в линии в режиме смешанных волн для трех случаев.

а) Сопротивление нагрузки чисто активное

и больше волнового ( $R_H > \rho$ ). В этом случае коэффициент отражения  $\rho = \frac{R_H - \rho}{R_H + \rho} > 0$ . Значит, отражение от нагруженного конца происходит аналогично отражению от разомкнутого конца, т. е. волна напряжения отражается без изменения фазы, а волна тока — с изменением фазы на  $180^\circ$ . Таким образом, напряжение на нагрузке равно сумме напряжений падающей и отраженной волн, а ток в нагрузке равен разности токов падающей и отраженной волн. На нагрузке получаются

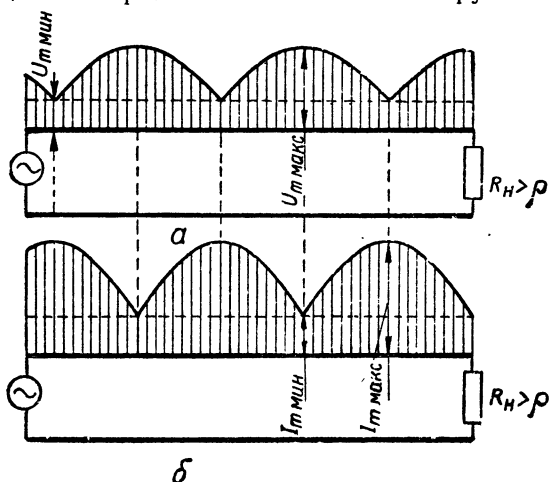


Рис. 2.32. Распределение напряжения и тока в линии при  $R_H > \rho$ :  
а — распределение напряжения; б — распределение тока

максимальное напряжение и минимальный ток (рис. 2.32). Максимумы напряжения (минимумы тока) расположены вдоль линии, начиная от ее конца через каждую половину длины волны. Амплитуды тока и напряжения в этих точках определяются по формулам:

$$I_{т\text{ мин}} = I_{т\text{ пад}} - I_{т\text{ отр}};$$

$$U_{т\text{ макс}} = U_{т\text{ пад}} + U_{т\text{ отр}}.$$

На расстоянии четверти волны от нагруженного конца линии падающая и отраженная волны напряжения имеют противоположные фазы, а падающая и отраженная волны тока совпадают по фазе, т. е. напряжение минимально, а ток максимален. Вдоль линии такие точки расположены через каждую половину длины волны; в этих точках амплитуды тока и напряжения определяются по формулам:

$$I_{т\text{ макс}} = I_{т\text{ пад}} + I_{т\text{ отр}};$$

$$U_{т\text{ мин}} = U_{т\text{ пад}} - U_{т\text{ отр}}.$$

В режиме смешанных волн независимо от характера и величины нагрузки во всех точках максимумов и минимумов напряжение и ток совпадают по фазе. Это можно объяснить следующим. В точках максимумов напряжения падающая и отраженная волны напряжения совпадают по фазе, т. е. результирующее (максимальное) напряжение имеет фазу падающей волны напряжения. В этих же точках ток минимален, т. е. падающая и отраженная волны токов противофазны, а результирующий (минимальный) ток имеет фазу падающей волны тока, поскольку ток падающей волны больше тока отраженной волны. Следовательно, в точках максимумов напряжения ток совпадает по фазе с напряжением. Аналогично доказывается синфазность тока и напряжения в точках минимумов напряжения. Режим смешанных волн принято характеризовать коэффициентом бегущей волны, т. е. отношением минимального напряжения к максимальному:

$$K = \frac{U_{\min}}{U_{\max}}. \quad (2.37)$$

При чисто бегущей волне  $K=1$ , при чисто стоячей волне  $K=0$ . Коэффициент бегущей волны можно определить и как отношение токов:

$$K = \frac{I_{\min}}{I_{\max}},$$

так как

$$U_{\min} = U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}} = \rho (I_{\text{пад}} - I_{\text{отр}}) = \rho I_{\min};$$

$$U_{\max} = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = \rho (I_{\text{пад}} + I_{\text{отр}}) = \rho I_{\max}.$$

Выразим максимальные и минимальные напряжения и токи через ток и напряжение на нагрузке. Из рис. 2.32 видно, что

$$U_{\max} = U_{\text{н}} = I_{\text{н}} R_{\text{н}};$$

$$I_{\min} = \frac{U_{\min}}{\rho} = I_{\text{н}}.$$

Далее находим

$$U_{\min} = I_{\min} \rho = I_{\text{н}} \rho;$$

$$I_{\max} = \frac{U_{\max}}{\rho} = \frac{U_{\text{н}}}{\rho} = I_{\text{н}} \frac{R_{\text{н}}}{\rho}.$$

Для определения коэффициента бегущей волны можно написать такую формулу:

$$K = \frac{U_{\min}}{U_{\max}} = \frac{\rho}{R_{\text{н}}}. \quad (2.38)$$

Коэффициент бегущей волны связан с коэффициентом отражения следующей формулой:

$$p = \frac{R_H - \rho}{R_H + \rho} = \frac{1 - \frac{\rho}{R_H}}{1 + \frac{\rho}{R_H}} = \frac{1 - K}{1 + K}.$$

б) Сопротивление нагрузки активное и меньше волнового ( $R_H < \rho$ ). Коэффициент отражения в этом случае меньше нуля. Это указывает на то, что отражение от нагруженного конца происходит аналогично отражению от ко-

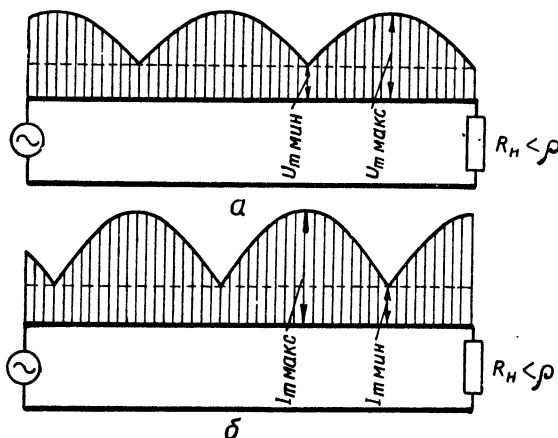


Рис. 2.33. Распределение напряжения и тока в линии при  $R_H < \rho$ :

а — распределение напряжения; б — распределение тока

роткозамкнутого конца. Волна напряжения отражается с изменением фазы на  $180^\circ$ , а волна тока — без изменения фазы. На нагрузке получаются минимальное напряжение и максимальный ток, а на расстоянии четверти волны от нагрузки — максимальное напряжение и минимальный ток. Распределение амплитуд напряжения и тока для этого случая показано на рис. 2.33.

При  $R_H < \rho$

$$\begin{aligned} U_{\text{макс}} &= \rho I_H; & U_{\text{мин}} &= U_H; \\ I_{\text{макс}} &= I_H; & I_{\text{мин}} &= \frac{U_{\text{мин}}}{\rho} = \frac{U_H}{\rho}; \\ p &= \frac{K - 1}{K + 1}; & K &= \frac{R_H}{\rho}. \end{aligned}$$

в) Сопротивление нагрузки комплексное. Коэффициент отражения в этом случае комплексный; это говорит о том, что падающая и отраженная волны напряжения (тока)

на нагрузке могут иметь любой сдвиг фаз в пределах  $360^\circ$ . Поэтому распределение амплитуд напряжения и тока иное, чем в случае чисто активной нагрузки. Оно зависит от величины и

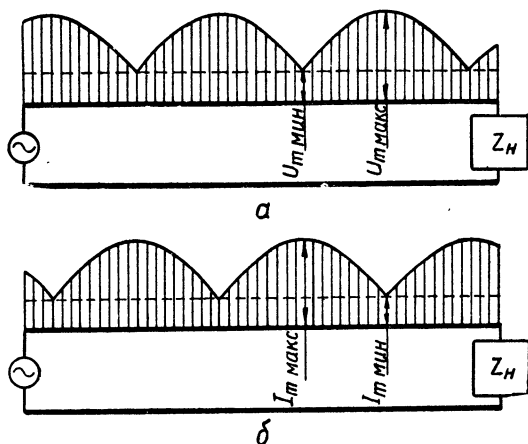


Рис. 2.34. Распределение напряжения и тока в линии при комплексной нагрузке:  
а — распределение напряжения; б — распределение тока

знака реактивной составляющей и величины активной составляющей сопротивления нагрузки. При любом значении  $Z_H$  ток и напряжение на нагрузке имеют некоторые промежуточные значения между максимальными и минимальными (рис. 2.34). Например, любую комплексную нагрузку  $Z_H$  можно заменить отрезком линии, нагруженным таким активным сопротивлением, при котором входное сопротивление отрезка равно сопротивлению нагрузки  $Z_H$ . Следовательно, входные напряжения и ток этого отрезка линии равны току и напряжению на нагрузке  $Z_H$ . Но так как длина эквивалентного отрезка линии, нагруженного активным сопротивлением, не равна целому числу четвертей волн, то на его входе (т. е. на  $Z_H$ ) не может быть максимума или минимума напряжения (тока).

Для измерения напряжения на линии служат линейные вольтметры различных конструкций. На рис. 2.35 показана схема линейного вольтметра в виде четвертьволнового отрезка линии с термогальванометром.

Для измерения напряжения такой вольтметр подключается к линии с помощью скользящих контактов. Ток в пучности, где включен термогальванометр, пропорционален напряжению в пучности, т. е. на входе вольтметра. Поэтому можно

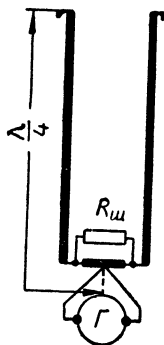


Рис. 2.35. Схема линейного вольтметра с термогальванометром

термогальванометр проградуировать по величине входного напряжения. Длина отрезка линии вместе с термогальванометром или шунтом должна составлять  $\frac{\lambda}{4}$ , чтобы входное сопротивление вольтметра было большим и не влияло на распределение напряжения и тока в линии.

На рис. 2.36, *а* показана схема линейного вольтметра другого типа. Небольшой отрезок провода с включенным в его середину полупроводниковым диодом укреплен на подставке перпендикулярно линии и вместе с подставкой перемещается вдоль линии. Вольтметр не имеет непосредственного контакта с линией; принцип его действия ясен из эквивалентной схемы (рис. 2.36, *б*), на которой линия показана в виде генератора.

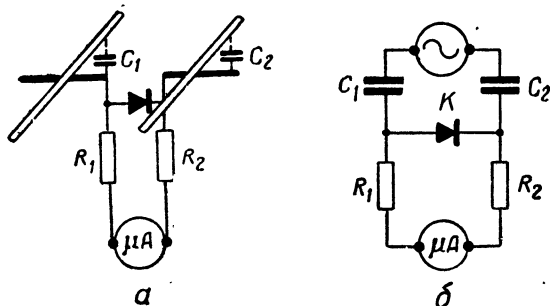


Рис. 2.36. Линейный вольтметр:  
*а* — схема; *б* — эквивалентная схема

Генератор связан с полупроводниковым выпрямителем и измерительным прибором через емкости  $C_1$  и  $C_2$ , образованные проводами линии и перпендикулярным к ним проводом вольтметра. Величина постоянного тока, проходящего через прибор, определяется напряжением генератора, т. е. напряжением на том участке линии, под которым находится вольтметр. Это позволяет проградуировать прибор по вольтам напряжения на линии. Для измерения напряжения на коаксиальной линии в ее внешнем проводе делают продольную щель длиной не меньше одной волны. Через эту щель в электромагнитное поле линии вводится штырь или виток, связанный с детектором и прибором. Продольная щель позволяет также применять линейный вольтметр со скользящими контактами.

## 2. Входное сопротивление

Входное сопротивление линии со смешанными волнами комплексное и зависит от ее длины. В общем случае при включении комплексной нагрузки  $Z_H$  входное сопротивление определяется по формуле

$$Z_{вх} = \rho \frac{Z_H \cos ml + j\rho \sin ml}{\rho \cos ml + jZ_H \sin ml}. \quad (2.39)$$

Если сопротивление нагрузки активное, то

$$Z_{\text{вх}} = \rho \frac{R_{\text{н}} \cos ml + j\rho \sin ml}{\rho \cos ml + jR_{\text{н}} \sin ml}. \quad (2.40)$$

Из формулы (2.40) можно получить выражение для активной  $R_{\text{вх}}$  и реактивной  $X_{\text{вх}}$  составляющих входного сопротивления:

$$R_{\text{вх}} = \frac{\rho^2 R_{\text{н}}}{\rho^2 \cos^2 ml + R_{\text{н}}^2 \sin^2 ml}, \quad (2.41)$$

$$X_{\text{вх}} = \frac{\rho (\rho^2 - R_{\text{н}}^2) \sin ml \cos ml}{\rho^2 \cos^2 ml + R_{\text{н}}^2 \sin^2 ml}. \quad (2.42)$$

Реактивная составляющая входного сопротивления обращается в нуль в точках максимумов и минимумов напряжения (тока), так как в этих точках ток и напряжение совпадают по фазе. Это же подтверждается формулой (2.42), из которой видно, что при  $l = n \frac{\lambda}{4}$   $X_{\text{вх}} = 0$ , т. е. в линии наступает «последовательный» или «параллельный» резонанс. Величину входного сопротивления такой резонансной линии можно определить из формулы (2.41) или из уравнений, связывающих максимальные и минимальные токи и напряжения с током и напряжением на нагрузке. В обоих случаях приходим к следующим результатам.

а) Если длина линии, нагруженной активным сопротивлением, составляет целое нечетное число четвертей волн, то ее входное сопротивление чисто активное и определяется по формуле

$$R_{\text{вх}} = \frac{\rho^2}{R_{\text{н}}}. \quad (2.43)$$

б) Если длина линии составляет целое четное число четвертей волн (целое число полуволн), то ее входное сопротивление во всех случаях равно сопротивлению нагрузки:

$$Z_{\text{вх}} = Z_{\text{н}}.$$

Следовательно, активная составляющая входного сопротивления линии в зависимости от ее длины изменяется от  $R_{\text{вх}} = \rho^2 / R_{\text{н}}$  до  $R_{\text{вх}} = R_{\text{н}}$ .

Характер (знак) реактивной составляющей входного сопротивления определяется отношением  $\frac{R_{\text{н}}}{\rho}$ . При  $R_{\text{н}} > \rho$  линия подобна разомкнутой и реактивная составляющая входного сопротивления так же зависит от длины линии, как и в разомкнутой линии. При  $R_{\text{н}} < \rho$  линия подобна короткозамкнутой и



зависимость  $X_{вх}$  от длины линии такая же, как и в короткозамкнутой линии (рис. 2.37 и 2.38).

Зависимость входного сопротивления разомкнутой или короткозамкнутой линии с потерями от ее длины имеет такой же характер, как показано на рис. 2.37 и 2.38. Различие состоит только в том, что в ненагруженной линии максимумы кривых  $R_{вх}$  и  $X_{вх}$  очень острые.

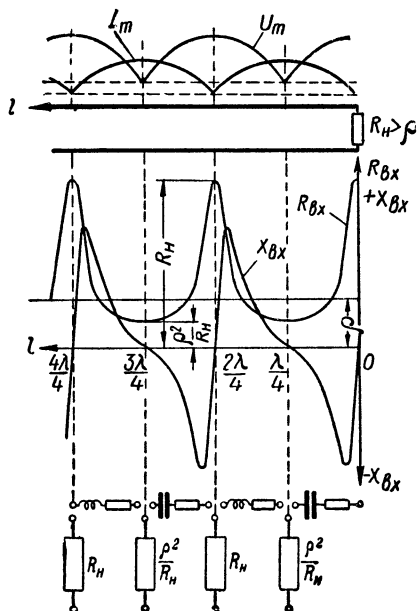


Рис. 2.37. Зависимость активной и реактивной составляющих входного сопротивления нагруженной линии ( $R_H > \rho$ ) от ее длины и эквивалентные схемы линии

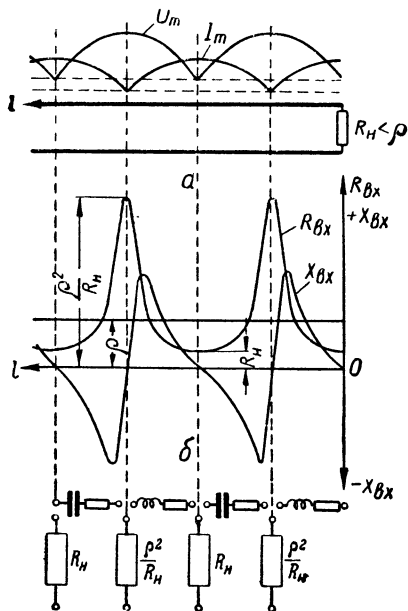


Рис. 2.38. Зависимость активной и реактивной составляющих входного сопротивления нагруженной линии ( $R_H < \rho$ ) от ее длины и эквивалентные схемы линии

При комплексной нагрузке зависимость  $R_{вх}$  и  $X_{вх}$  от длины линии имеет тот же характер, что и при активной нагрузке, однако длина резонансной линии не равна целому числу четвертей волн (см. рис. 2.34). Входное сопротивление в этом случае подсчитывается по общей формуле (2.39). В точках минимального напряжения  $R_{вх} = \rho K$ , в точках максимального напряжения  $R_{вх} = \frac{\rho}{K}$ .

$$\text{При } l = (2n + 1) \frac{\lambda}{4} \quad Z_{вх} = \frac{\rho^2}{Z_H};$$

$$\text{при } l = n \frac{\lambda}{2} \quad Z_{вх} = Z_H,$$

где  $K$  — коэффициент бегущей волны;

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

### 3. Трансформация сопротивлений с помощью линий

Резонансные линии можно использовать в качестве трансформаторов сопротивления. Линия длиной в целое число полуволн трансформирует сопротивление с коэффициентом трансформации 1:1, т. е. ее входное сопротивление равно сопротивлению нагрузки. Линия длиной в целое нечетное число четвертей волн применяется как трансформатор для повышения или понижения напряжения (тока). Использование ее в качестве трансформатора основано на свойстве четвертьволновой нагруженной линии. На рис. 2.39 изображено распределение амплитуд напряжения и тока на отрезке линии, равном четверти волны. Оно получается в результате сложения падающих и отраженных волн. Из рис. 2.39, а видно, что при  $R_H > \rho$  линия подобна повышающему трансформатору: напряжение на ее выходе (на нагрузке) больше, чем на входе, а ток в нагрузке меньше входного тока. Отношение выходного напряжения к входному можно назвать коэффициентом трансформации. Коэффициент трансформации тем больше, чем больше сопротивление нагрузки. Наибольший коэффициент трансформации имеет четвертьволновая разомкнутая линия ( $R_H = \infty$ ). Он определяется по формуле

$$n = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{8\rho f}{v_0 R_1},$$

где  $R_1$  — погонное сопротивление в ом/м;  
 $v_0 = 3 \cdot 10^8$  м/сек;  
 $f$  — частота колебаний генератора.

Из рис. 2.39, б видно, что при  $R_H < \rho$  линия подобна понижающему трансформатору: выходное напряжение ее меньше входного, а выходной ток больше входного.

Входное сопротивление четвертьволновой нагруженной линии определяется формулой (2.43), из которой видно, что большее сопротивление нагрузки ( $R_H > \rho$ ) трансформируется в малое входное сопротивление линии и наоборот. Четвертьволно-

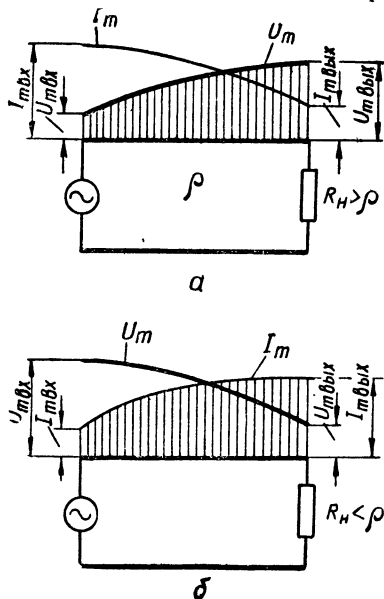


Рис. 2.39. Трансформирующие свойства четвертьволновой нагруженной линии

вая линия трансформирует любое комплексное входное сопротивление, так как в общем случае

$$Z_{\text{вх}} = \frac{\rho^2}{Z_{\text{н}}}.$$

Например,  $\rho = 100 \text{ ом}$ ,  $Z_{\text{н}} = -j \cdot 10 \text{ ом}$ ,  $Z_{\text{вх}} = \frac{10^4}{-j \cdot 10} = j \cdot 1000 \text{ ом}$ , т. е. емкостное сопротивление  $10 \text{ ом}$  трансформируется в индуктивное входное сопротивление  $1000 \text{ ом}$ .

В качестве трансформатора может быть использована линия любой длины. Однако чаще всего применяются четверть-волновые трансформаторы, так как они имеют наибольший коэффициент трансформации и трансформируют активное сопротивление нагрузки в активное же входное сопротивление.

#### 4. Баланс мощности в нагруженной линии

Падающая волна переносит мощность

$$P_{\text{пад}} = \frac{1}{2} I_{m \text{ пад}} U_{m \text{ пад}} = \frac{1}{2} I_{m \text{ пад}}^2 \rho.$$

Часть этой мощности поглощает активное сопротивление нагрузки, а часть ее отражается. Мощность отраженной волны

$$P_{\text{отр}} = \frac{1}{2} I_{m \text{ отр}} U_{m \text{ отр}} = \frac{1}{2} \rho I_{m \text{ отр}}^2.$$

Мощность, потребляемая нагрузкой, представляет собой разность мощностей падающей и отраженной волн:

$$P_{\text{н}} = P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}}. \quad (2.44)$$

При чисто активной нагрузке

$$\frac{P_{\text{отр}}}{P_{\text{пад}}} = \frac{I_{m \text{ отр}}^2}{I_{m \text{ пад}}^2} = \frac{U_{m \text{ отр}}^2}{U_{m \text{ пад}}^2} = p^2 = \frac{(K-1)^2}{(K+1)^2}.$$

Из уравнения (2.44) получается следующая формула для определения мощности в нагрузке:

$$P_{\text{н}} = \frac{U_{\text{пад}}^2}{\rho} - \frac{U_{\text{отр}}^2}{\rho} = \frac{1}{\rho} (U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}}) (U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}}),$$

т. е.

$$P_{\text{н}} = \frac{U_{\text{макс}} U_{\text{мин}}}{\rho}. \quad (2.45)$$

Из формулы (2.45) видно, что при заданном максимальном напряжении по линии можно передать наибольшую мощность только при отсутствии стоячих волн. В этом случае  $U_{\text{мин}} =$

$$= U_{\text{макс}} \text{ и } P_{\text{н, макс}} = \frac{U_{\text{макс}}^2}{\rho}.$$

Максимальное допустимое напряжение на линии определяется ее электрической прочностью.

В заключение следует отметить, что при работе линии в режиме смешанных волн амплитуда падающей волны напряжения зависит не только от напряжения питающего генератора, но и от длины линии. Напряжение на входе линии равно геометрической сумме напряжений падающей и отраженной волн, т. е. напряжению генератора. При заданной сумме двух векторов их величины определяются фазовым углом, т. е. длиной линии и коэффициентом отражения.

**Примеры:** 1. Генератор с напряжением 500 в включен в линию, нагруженную активным сопротивлением  $R_n = 2000$  ом и имеющую волновое сопротивление  $\rho = 500$  ом. Определить напряжение и ток падающей и отраженной волн и мощность в нагрузке, если длина линии  $l = n \frac{\lambda}{2}$ .

**Решение.**

а) Определяем коэффициент отражения

$$p = \frac{R_n - \rho}{R_n + \rho} = \frac{2000 - 500}{2000 + 500} = \frac{3}{5}.$$

б) На входе линии падающая и отраженная волны при  $l = n \frac{\lambda}{2}$  совпадают по фазе. Поэтому

$$500 \text{ в} = U_{\text{вх}} = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = U_{\text{пад}} + \frac{3}{5} U_{\text{пад}};$$

$$U_{\text{пад}} = 312 \text{ в}; \quad U_{\text{отр}} = 188 \text{ в};$$

$$I_{\text{пад}} = \frac{312}{500} \text{ а}; \quad I_{\text{отр}} = \frac{188}{500} \text{ а}.$$

$$\text{в) } U_n = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = 500 \text{ в}; \quad I_n = \frac{500}{2000} = 0,25 \text{ а}; \quad P_n = U_n I_n = 125 \text{ вт}.$$

2. Условия те же, что и в примере 1, но длина линии

$$l = n \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{8}.$$

**Решение.**

$$\text{а) } p = \frac{3}{5}.$$

$$\text{б) } \vec{U}_{\text{пад}} + \frac{3}{5} \vec{U}_{\text{пад}} = 500 \text{ в}.$$

При указанной длине линии падающая и отраженная волны на входе линии сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ . Поэтому

$$U_{\text{пад}}^2 + \left( \frac{3}{5} U_{\text{пад}} \right)^2 = 500^2;$$

$$U_{\text{пад}} = 424 \text{ в}; \quad U_{\text{отр}} = 254 \text{ в};$$

$$I_{\text{пад}} = \frac{424}{500} \text{ в}; \quad I_{\text{отр}} = \frac{254}{500} \text{ а}.$$

$$\text{в) } P_{\text{н}} = I_{\text{н}} U_{\text{н}} = \frac{678}{500} \cdot 678 = 920 \text{ вт}.$$

3. Условия те же, что и в примере 1, но  $l = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}$ .

Решение.

$$\text{а) } p = \frac{3}{5}.$$

б) при  $l = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}$  падающая и отраженная волны на входе линии противофазны. Поэтому

$$U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}} = 500 \text{ в};$$

$$U_{\text{пад}} - \frac{3}{5} U_{\text{пад}} = 500 \text{ в};$$

$$U_{\text{пад}} = 1250 \text{ в}; \quad U_{\text{отр}} = 750 \text{ в};$$

$$I_{\text{пад}} = 2,5 \text{ а}; \quad I_{\text{отр}} = 1,5 \text{ а}.$$

$$\text{в) } P_{\text{н}} = U_{\text{н}} I_{\text{н}} = 2000 \text{ в} \cdot 1 \text{ а} = 2000 \text{ вт}.$$

Из примеров можно сделать вывод, что при заданном напряжении генератора в нагрузку  $R_{\text{н}} > p$  можно передать наибольшую мощность с помощью резонансной линии («последовательный резонанс»). Но резонансная линия большой длины не используется; так как этот режим неустойчив: небольшое изменение частоты генератора вызывает уход от «последовательного резонанса» и резкое падение мощности в нагрузке. Максимальная же мощность отдается генератором в нагрузку при определенном соотношении между сопротивлением нагрузки и внутренним сопротивлением генератора, что не учитывалось в приведенных примерах. На практике желательно, чтобы длина линии не влияла на работу генератора и величину мощности в нагрузке. Для этого применяется режим бегущих волн.

## § 6. СОГЛАСОВАНИЕ ЛИНИЙ

### 1. Необходимость согласования линий

Под согласованием линии понимают трансформацию сопротивления нагрузки в активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии. Согласование необходимо для получения бегущих волн в линии. Передача электромагнитной энергии высокой частоты от генератора к нагрузке с помощью чисто бегущих волн имеет следующие достоинства.

а) Одна и та же мощность в режиме бегущих волн передается с более высоким КПД, чем в режиме смешанных волн. Чем меньше коэффициент бегущей волны, тем больше должна

быть мощность падающей и отраженной волн, чтобы их разность составляла заданную мощность в нагрузке. Но обе волны, и падающая и отраженная, затухают. Поэтому потери в линии тем больше, чем меньше коэффициент бегущей волны. Диэлектрические потери в линии пропорциональны квадрату напряжения. Следовательно, максимумы напряжения в несогласованной линии значительно увеличивают диэлектрические потери, понижают максимальную передаваемую мощность и увеличивают опасность пробоя изоляции. Отсутствие перенапряжения на отдельных участках линии составляет важное преимущество режима бегущих волн.

б) В режиме смешанных волн входное сопротивление линии — комплексное и изменяется в больших пределах при небольших изменениях частоты генератора или длины линии. При этом мощность в нагрузке так же резко изменяется.

В режиме бегущих волн входное сопротивление линии и мощность в нагрузке мало чувствительны к небольшим изменениям частоты и нечувствительны к изменениям длины линии.

в) Согласованная линия меньше влияет на частоту колебаний генератора, чем несогласованная, так как она вносит в контур генератора только активное сопротивление.

г) Наибольшая энергия импульсных сигналов высокой частоты поступает на вход приемника в том случае, если входное сопротивление приемника равно волновому сопротивлению фидера, т. е. если фидер согласован. При отсутствии согласования часть энергии каждого импульса отражается от входа приемника, что уменьшает мощность на входе.

Согласующее устройство, или трансформатор сопротивления, включается возможно ближе к нагрузке, чтобы по всей длине линии была чисто бегущая волна. Рассмотрим основные типы согласующих устройств.

## 2. Согласующие трансформаторы с сосредоточенными индуктивностями

Схема согласующего устройства такого типа показана на рис. 2.40, а. Согласующим трансформатором служат индуктивности  $L_1$  и  $L_2$ , которые могут быть одновитковыми и разделенными для устранения емкостной связи электростатическим экраном. Вторичная цепь представлена на рис. 2.40, б эквивалентной схемой при  $R_n = \rho_2$ . Элементы вторичной цепи  $L_2$ ,  $C_2$ ,  $C_2'$  выбираются так, чтобы она была настроена в резонанс. Вторичная цепь вносит в первичную чисто активное сопротивление

$$\Delta R = \frac{\omega^2 M^2}{R_n}.$$

Первичный контур  $C_1 L_1 C_1'$  также настраивается в резонанс. При этом его сопротивление (в точках а — б) является чисто

активным, равным сумме собственного активного сопротивления и вносимого. Собственным активным сопротивлением контура  $C_1 L_1 C_1'$  можно пренебречь, и потому линия с волновым сопротивлением  $\rho_1$  оказывается нагруженной на конце вносимым сопротивлением  $\Delta R$  (рис. 2.40, в). Можно так подобрать величину взаимной индуктивности, чтобы вносимое сопротивление

$\Delta R$  стало равным волновому сопротивлению линии  $\rho_1$ , и линия будет согласована. Такой способ согласования применяется в диапазоне метровых волн.

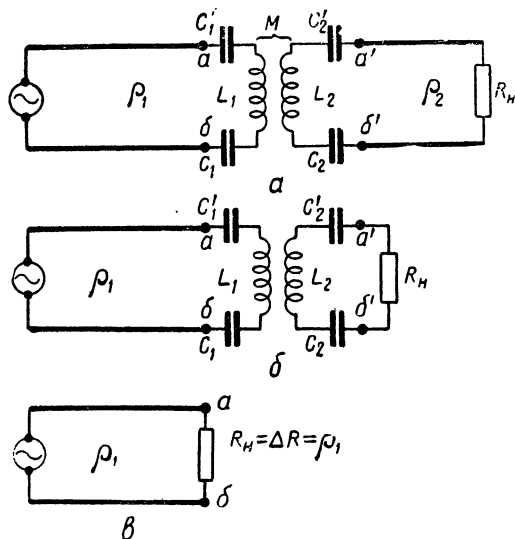


Рис. 2.40. Согласующий трансформатор:  
а — схема; б и в — эквивалентные схемы

### ✓ 3. Четвертьволновый трансформатор

В § 5, п. 3 показано, что четвертьволновая линия трансформирует сопротивления. Это свойство используется для согласования линий. Если сопротивление нагрузки активное и не равно волновому, то его можно подключить к линии с помощью четверть-

волнового трансформатора (рис. 2.41). Волновое сопротивление трансформатора  $\rho_T$  подбирается так, чтобы его входное сопротивление было равно волновому сопротивлению линии  $\rho$ . Тогда во всей линии от генератора до входа трансформатора будут чисто бегущие волны. Необходимая величина  $\rho_T$  определяется по формуле

$$\rho_T = \sqrt{\rho R_H}$$

Смешанные волны на четвертьволновом трансформаторе образуются от сложения падающей волны с волной, отраженной от нагрузки  $R_H$ . Последняя не попадает в линию, так как она компенсируется на входе трансформатора его отраженной волной.

Если сопротивление нагрузки комплексное, то нагрузку нельзя непосредственно подключить к четвертьволновому трансформатору, потому что входное сопротивление трансформатора будет комплексным и согласования не получится. При комплексной нагрузке четвертьволновый трансформатор включают в линию так, чтобы его нагрузкой было чисто активное вход-

ное сопротивление в точках минимального напряжения, т. е. резонансная линия (рис. 2.42). Поскольку входное сопротивление в таких точках меньше волнового сопротивления линии, то необходимое для согласования волновое сопротивление трансформатора можно получить утолщением проводов линии на участке длиной в четверть волны. Этот способ подключения согласующего трансформатора можно применять и для согласования активных нагрузок.

#### 4. Одиночный шлейф

Для согласования воздушных двухпроводных линий в простейшем случае применяется отрезок короткозамкнутой или разомкнутой линии, называемый шлейфом согласователем. Идея такого согласователя была предложена в 1931 г. профессором В. В. Татариновым. Она состоит в следующем.

Когда линия не согласована ( $R_H \neq \rho$ ), ее входное сопротивление и входная проводимость состоят из активных и реактивных составляющих, изменяющихся в зависимости от длины линии в больших пределах. Допустим, что в точках  $a$ — $b$  (рис. 2.43,  $a$ ) ак-

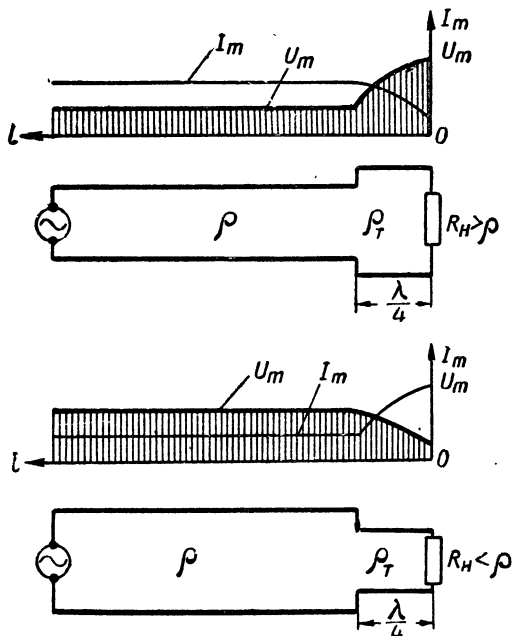


Рис. 2.41. Распределение амплитуд напряжения и тока в линии, согласованной четверть-волновым трансформатором

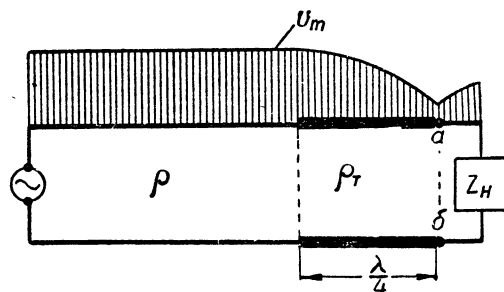


Рис. 2.42. Согласование линии при комплексной нагрузке

тивная составляющая входной проводимости линии равна  $\frac{1}{\rho}$ , а реактивная составляющая имеет емкостный характер. Общая проводимость равна сумме активной и реактивной проводимости



стей (известно, что общая проводимость параллельного соединения сопротивлений равна сумме проводимостей параллельных ветвей). Следовательно, участок линии  $aZ_{\text{н}}b$  (см. рис. 2.43, а) можно заменить эквивалентной схемой (рис. 2.43, б), на которой  $C_{\text{экв}}$  — емкость, проводимость которой равна реактивной составляющей входной проводимости линии в точках  $a-b$ , а  $R_{\text{вх}} = \rho$ , так как по принятому выше условию активная составляющая входной проводимости в точках  $a-b$  равна  $\frac{1}{\rho}$ .

Для согласования линии необходимо скомпенсировать реактивную составляющую входной проводимости линии в точках

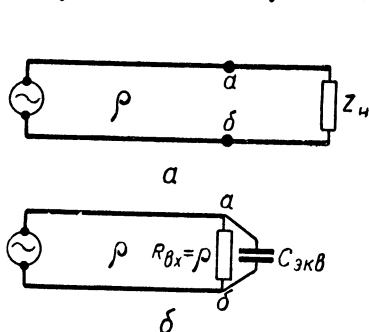


Рис. 2.43. Нагруженная линия (а) и ее эквивалентная схема (б) в точках  $a-b$

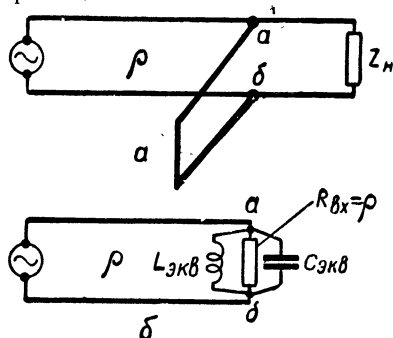


Рис. 2.44. Согласование линии: а — подключение согласующего шлейфа к линии; б — эквивалентная схема в точках подключения шлейфа

$a-b$ , т. е. скомпенсировать сопротивление емкости  $C_{\text{экв}}$ . Это можно выполнить с помощью шлейфного согласователя (рис. 2.44, а). К точкам  $a-b$  линии подключается шлейф, т. е. отрезок короткозамкнутой линии длиной  $l < \frac{\lambda}{4}$ , чтобы его входное сопротивление было индуктивным и по величине равным емкостному сопротивлению конденсатора  $C_{\text{экв}}$ . Эти два равные по величине и противоположные по знаку сопротивления образуют параллельный резонансный контур, эквивалентное сопротивление которого  $Z_{\text{к. рез}}$  очень велико (из-за малых потерь энергии в линии). Поэтому можно считать, что нагрузкой линии в точках  $a-b$  служит активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии (рис. 2.44, б), т. е. линия согласована.

Вблизи нагрузки  $Z_{\text{н}}$  можно найти и такие точки  $a'-b'$ , в которых реактивная составляющая входной проводимости имеет индуктивный характер, а активная составляющая равна  $\frac{1}{\rho}$ . Для согласования линии в этих точках необходимо подключить отрезок разомкнутой линии длиной  $l' < \frac{\lambda}{4}$ , имеющий емкостное входное сопротивление.

Пример распределения амплитуд напряжения в согласованной шлейфом линии показан на рис. 2.45. В шлейфе существуют стоячие волны, а на участке между шлейфом и нагрузкой образуются смешанные волны. Можно считать, что этот участок линии и шлейф выполняют роль трансформатора сопротивлений: сопротивление нагрузки трансформируется к точкам  $a$ — $b$  как чисто активное и равное волновому сопротивлению линии. Физическая сущность согласования состоит в том, что волны, отраженные от нагрузки  $Z_H$  и короткозамкнутого конца шлейфа, взаимно компенсируются в точках  $a$ — $b$ .

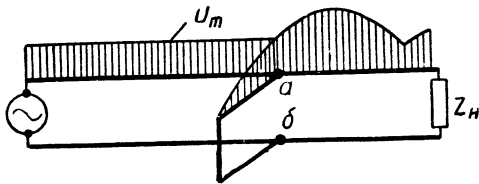


Рис. 2.45. Пример распределения амплитуд напряжения в линии, согласованной одиночным шлейфом

Для согласования линии шлейфом необходимо решить две задачи: определить на линии положение точек, в которых следует компенсировать реактивное сопротивление, и определить длину шлейфа.

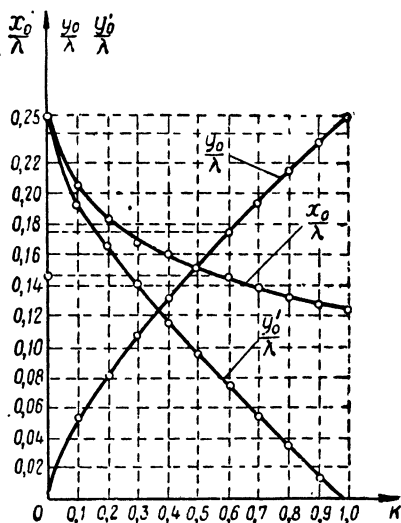


Рис. 2.46. Графики для определения длин и мест подключения согласующих шлейфов

Обе задачи на практике решаются с помощью графиков (рис. 2.46). Для согласования выбираются точки, лежащие около ближайшего к нагрузке максимума напряжения (не считая максимума на самой нагрузке), чтобы укоротить участок линии со смешанными волнами. Расстояние от максимума напряжения до точек подключения шлейфа определяется по формуле

$$\operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} x_0 = \sqrt{K},$$

где  $K$  — коэффициент бегущей волны несогласованной линии. По этой формуле построена кривая на рис. 2.46,

где дана зависимость  $\frac{x_0}{\lambda}$  от  $K$ . Коэффициент бегущей волны измеряется линейным вольтметром (см. § 5). Компенсировать реактивное сопротивление можно короткозамкнутым (индуктив-

ным) или разомкнутым (емкостным) шлейфом. Длина короткозамкнутого шлейфа  $y_0$  определяется по формуле

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} y_0 = \frac{\sqrt{K}}{1-K},$$

а длина разомкнутого шлейфа  $y'_0$  — по формуле

$$\operatorname{ctg} \frac{2\pi}{\lambda} y'_0 = \frac{\sqrt{K}}{1-K}$$

или по соответствующим кривым рис. 2.46. Как видно из рис. 2.37 и 2.38, индуктивный шлейф необходимо подключить на расстоянии  $x_0$  от максимума напряжения в сторону генератора, а емкостный шлейф — на расстоянии  $x_0$  от максимума напряжения в сторону нагрузки. Обычно применяется индуктивный шлейф, так как он проще в изготовлении и имеет меньшие потери. Приведенные выше формулы и графики (см. рис. 2.46) справедливы при условии, что волновое сопротивление шлейфа равно волновому сопротивлению согласуемой линии.

Покажем на примере, как пользоваться графиками рис. 2.46 при согласовании линии шлейфом. Допустим, длина волны генератора равна 2 м, а коэффициент бегущей волны несогласованной линии равен 0,6. Из графика находим, что при  $K=0,6$   $\frac{y_0}{\lambda} = 0,175$ ,  $\frac{x_0}{\lambda} = 0,145$ , т. е.  $y_0 = 0,175 \cdot 2 \text{ м} = 35 \text{ см}$ ,  $x_0 = 0,145 \cdot 2 \text{ м} = 29 \text{ см}$ .

Следовательно, для согласования линии надо подключить к ней короткозамкнутый шлейф длиной 35 см на расстоянии 29 см от ближайшего к нагрузке максимума напряжения в сторону генератора. Если при этом коэффициент бегущей волны окажется ниже требуемого, что может быть из-за погрешностей при определении положения точек максимального напряжения на линии и по ряду других причин, то следует экспериментально, наблюдая за величиной коэффициента бегущей волны, уточнить длину шлейфа и место его подключения.

## 5. Согласование двумя шлейфами

Одиночный шлейф неудобен для согласования коаксиальной линии. Профессор В. В. Татарinov предложил применять вместо него два неподвижных короткозамкнутых шлейфа с регулируемой длиной (рис. 2.47), укрепленных на расстоянии  $\frac{3}{8}\lambda$  друг от друга. При изменении длины первого шлейфа, ближайшего к нагрузке, изменяется его эквивалентная емкость или индуктивность, а поэтому изменяется распределение стоячих волн, т. е. перемещаются максимумы и минимумы напряжения, что эквивалентно перемещению второго шлейфа. Можно подо-

брать такую длину первого шлейфа, при которой второй шлейф окажется подключенным в точках линии, где активная составляющая параллельного входного сопротивления равна волно-

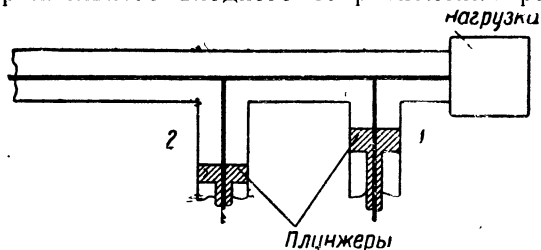


Рис. 2.47. Схема согласования линии с помощью двух неподвижных шлейфов

вому сопротивлению линии. Вторым шлейфом компенсируется реактивная составляющая входного сопротивления линии, поэтому на участке между генератором и вторым шлейфом образуются чисто бегущие волны. Длина шлейфов изменяется с помощью закорачивающих поршней (плунжеров).

Участок линии между вторым шлейфом и нагрузкой и сами шлейфы составляют трансформатор сопротивления. Этот трансформатор пересчитывает сопротивление нагрузки к точкам подключения шлейфа 2 как чисто активное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии.

Согласующие шлейфы и четвертьволновые трансформаторы обладают частотной избирательностью, т. е. условия согласования выполняются лишь на одной частоте. При изменении частоты изменяются реактивные сопротивления трансформаторов и согласование нарушается. Согласование с точностью до 10% в полосе частот  $\pm 20\%$  от расчетной можно получить с помощью устройств, показанных на рис. 2.48.

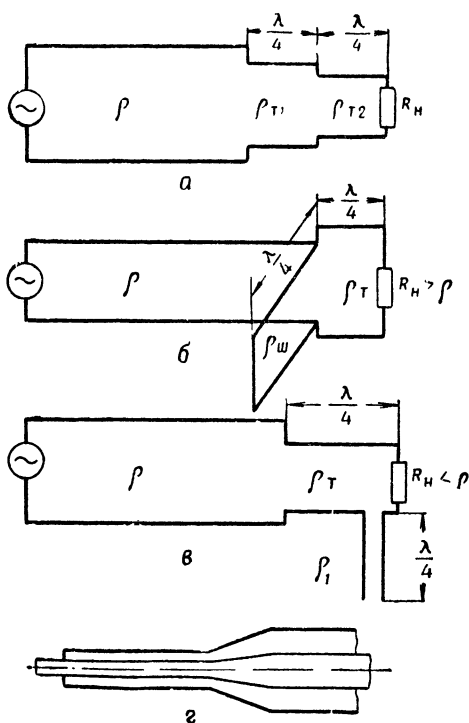


Рис. 2.48. Диапазонные согласующие устройства (а, б, в) и конический переход (г)

При последовательном включении двух и более четверть-волновых трансформаторов (рис. 2.48, а) отношения  $\rho_{T1} : \rho$ ,  $\rho_{T2} : \rho_{T1}$ ,  $R_n : \rho_{T2}$  увеличиваются, приближаясь к единице, что расширяет диапазонность согласования. При подключении четвертьволновых линий к трансформаторам (рис. 2.48, б, в) в некотором диапазоне частот происходит компенсация реактивного входного сопротивления трансформатора реактивным сопротивлением линии, благодаря чему сохраняется согласование.

При согласовании линий с различными волновыми сопротивлениями применяются те же согласующие устройства, что и при подключении нагрузок. Для сочленения коаксиальных линий с одинаковыми волновыми сопротивлениями, но разными сечениями, используются конусообразные переходы, которые устраняют отражение волн от сочленений (рис. 2.48, г). Конусообразный переход представляет собой коническую линию, оба конуса которой имеют общую вершину, а потому и определенное неизменяющееся по длине волновое сопротивление.

## § 7. ПЕРЕХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА

### 1. Симметричные и несимметричные линии

В радиотехнических устройствах используются двухпроводные симметричные линии. Токи и потенциалы обоих проводов симметричной линии в любом ее поперечном сечении в каждый момент времени соответственно равны по величине и противоположны по знаку. Чтобы двухпроводная линия была симметричной, необходимо питать ее от симметричного генератора и располагать оба провода в одинаковых условиях. Генератор называется симметричным, если потенциалы его выходных зажимов в каждый момент времени равны по величине и противоположны по знаку. Условия расположения проводов будут одинаковыми, если короткие участки  $\Delta l$  каждого из проводов равноудалены от земли. При нарушении этих условий линия становится несимметричной. Несимметрия линии выражается в неравенстве амплитуд токов и потенциалов проводов в поперечном сечении линии или несимметричном расположении минимумов и максимумов напряжения (тока) на проводах линии. На рис. 2.49, а показан пример несимметрии двухпроводной линии. Волна в линии представляет собой сумму двух волн: обычной двухфазной, или двухтактной (рис. 2.49, б), и однофазной (рис. 2.49, в), для которой линия служит прямым проводом, а земля — обратным. Несимметричная двухпроводная линия непригодна для питания симметричных антенн; кроме того, она является излучающей системой.

Излучение двухпроводной линии и несимметричное питание антенны приводит к искажению характеристики направленности антенны и нарушению нормальных условий работы радио-

технического устройства. Поэтому необходимо принимать специальные меры для симметрирования двухпроводных линий. К таким мерам относятся: тщательное симметрирование генератора высокой частоты, расположение проводов линии в одинаковых условиях и фильтрация однофазной волны в начале линии. Для отфильтровывания однофазной волны оба провода линии соединяются с землей (корпусом) конденсаторами малой емкости или четвертьволновым короткозамкнутым отрезком линии.

В ряде практических случаев возникает необходимость перехода от коаксиальной линии к симметричной двухпроводной линии и обратно. Известно, что коаксиальная линия несимметрична. Чтобы на внешней поверхности оболочки такой линии не было токов и зарядов, ее подключают к заземленному полюсу несимметричного генератора. Благодаря отсутствию токов и зарядов на внешней поверхности оболочки упрощаются условия прокладки линии, так как не требуется изолировать внешний провод от земли.

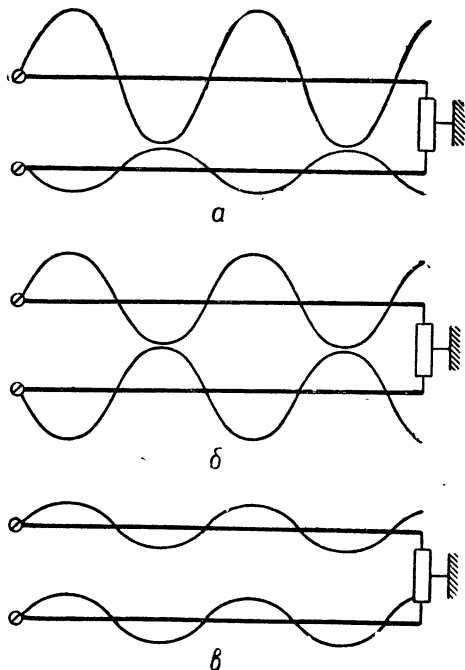


Рис. 2.49. Несимметричные волны в линии и их составляющие

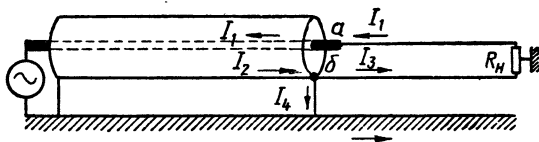


Рис. 2.50. Появление асимметрии в двухпроводной линии при ее соединении с коаксиальной линией

Из сказанного ясно, что непосредственное соединение коаксиальной линии с двухпроводной приведет к нарушению симметрии двухпроводной линии, так как один из ее проводов окажется соединенным с землей (рис. 2.50).

Для соединения коаксиальной линии с двухпроводной или для питания симметричной антенны с помощью коаксиальной линии применяются специальные переходные (симметрирующие) устройства.

## 2. Четвертьволновый экран

Допустим, требуется соединить коаксиальную линию с двухпроводной, не нарушая симметрии последней. Если эти линии соединить так, как показано на рис. 2.50, то двухпроводная линия не будет симметричной. Действительно, ток  $I_2$ , текущий по внутренней поверхности оболочки кабеля, в точке  $b$  будет

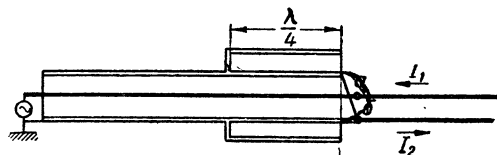


Рис. 2.51. Применение четвертьволнового экрана при соединении коаксиальной и двухпроводной линий

разветвляться. Часть его  $I_4$  будет протекать по внешней поверхности оболочки и уходить в землю, а часть  $I_3$  будет протекать в проводе линии. Следовательно, в проводах линии будут протекать неравные токи  $I_1$  и  $I_3$ .

Чтобы не нарушать симметрии двухпроводной линии, необходимо устранить утечку тока  $I_4$  в землю. Для этого используется четвертьволновый экран — отрезок металлической трубы, расположенный поверх коаксиальной линии (рис. 2.51). Внутренняя поверхность экрана и внешняя поверхность оболочки фидера образуют четвертьволновую короткозамкнутую линию, входное сопротивление которой в точке  $b$  очень велико. В этой линии как в параллельном резонансном контуре происходят колебания электромагнитной энергии, поддерживаемые током  $I_4$ . Поскольку потери энергии при колебаниях очень малы, ток  $I_4$  близок к нулю и можно считать, что ток  $I_2$  целиком идет в линию. Таким образом, и второй провод линии оказывается изолированным от внешней поверхности кабеля и экрана, т. е. от земли.

Если волновое сопротивление двухпроводной и коаксиальной линий не равны, то, кроме экрана, необходимо применять четвертьволновый согласующий трансформатор.

Описанное симметрирующее устройство хорошо работает только на той волне, для которой длина экрана равна четверти волны, при расстройках не больше  $\pm 2\%$ . Применяется такое устройство на дециметровых и сантиметровых волнах при питании симметричных антенн с помощью коаксиальных линий.

## 3. Симметрирующий трансформатор

На метровых волнах для перехода от коаксиальной линии к симметричной двухпроводной и обратно применяется специальный симметрирующий трансформатор, или U-колени. Этот

трансформатор позволяет питать симметричную нагрузку от несимметричного генератора и несимметричную нагрузку от симметричного генератора. Он представляет собой отрезок коаксиальной линии, электрическая длина которого равна половине волны или волне. Называется он симметрирующим трансформатором потому, что трансформирует несимметричную волну коаксиальной линии в симметричную волну двухпроводной линии и обратно. Иначе говоря, при соединении коаксиальной и двухпроводной линий с помощью симметрирующего трансформатора не нарушается симметрия двухпроводной линии и происходит трансформация токов и напряжений.

Рассмотрим принцип действия симметрирующего трансформатора длиной в половину волны (рис. 2.52). На рисунке показана схема питания симметричной нагрузки  $Z_{н.д}$  от несимметричного генератора.

В самых общих чертах работа устройства состоит в следующем. Несимметричные волны напряжения и тока

распространяются вдоль коаксиальной линии. В точке  $a$  они разветвляются и поступают в двухпроводную линию, вдоль которой распространяются в виде симметричных волн. Покажем, что такое соединение линий позволяет получить симметричную волну в двухпроводной линии и трансформировать напряжения и токи. Двухпроводная линия не соединена с заземленной оболочкой коаксиальной линии, а присоединена в точках  $a—b$  к внутреннему проводу коаксиальной линии. Электрическая длина отрезка коаксиальной линии между точками  $a$  и  $b$ , т. е. длина трансформатора (трансформатор в этом случае конструктивно представляет собой продолжение коаксиальной линии), равна половине волны. Известно, что потенциалы точек, расположенных на внутреннем проводе коаксиальной линии на расстоянии половины волны, равны по величине и противофазны. Следовательно, потенциалы точек  $a—b$  (на входе двухпроводной линии) в любой момент времени и при любой нагрузке линии  $Z_{н.д}$  равны по величине и противофазны. Они создают на

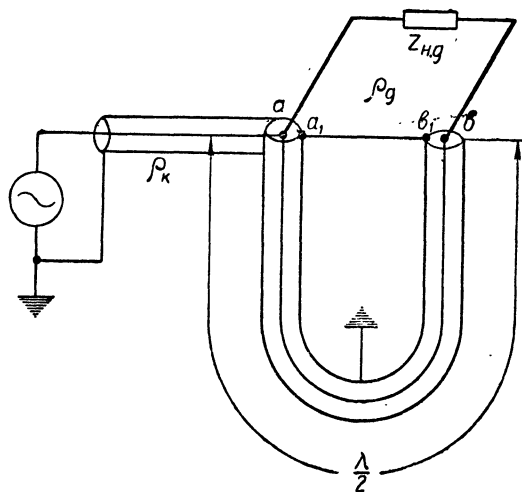


Рис. 2.52. Переход от коаксиальной линии к симметричной двухпроводной с помощью симметрирующего трансформатора длиной в половину волны



входе двухпроводной линии равные по величине и противофазные токи, так как оба провода одинаковы и расположены в равных условиях. Следовательно, вдоль двухпроводной линии распространяются симметричные волны, т. е. линия симметрична.

Очевидно, что разность потенциалов между точками  $a$  и  $b$ , т. е. входное напряжение двухпроводной линии, вдвое больше потенциала точки  $a$  коаксиальной линии. Ток на входе вдвое меньше тока коаксиальной линии в точке  $a$ . Это объясняется тем, что ток, протекающий по внутреннему проводу коаксиальной линии, в точке  $a$  разветвляется на две равные части, так как к точке  $a$  присоединены оба провода двухпроводной линии, один непосредственно (см. рис. 2.52), а другой — через полуволновый трансформатор. Но входное сопротивление полуволнового трансформатора в точках  $a - a_1$  равно сопротивлению нагрузки в точках  $b - b_1$ , а поэтому можно считать, что и второй провод двухпроводной линии как бы непосредственно присоединен к точке  $a$ . Ток, протекающий по внешнему проводу коаксиальной линии, на входе трансформатора также разветвляется на две равные части. Половина его протекает по внутренней поверхности внешнего провода трансформатора, а половина — по короткозамыкающей перемычке  $a_1 b_1$ , соединяющей концы внешнего провода трансформатора.

Будем считать, что ток коаксиальной линии в точке  $a$  равен  $I_k$ , а потенциал точки  $a$  равен  $U_k$ . Следовательно, сопротивление нагрузки коаксиальной линии в точках  $a - a_1$  равно

$$Z_{н. к} = \frac{U_k}{I_k}.$$

Входное сопротивление двухпроводной линии

$$Z_{вх. д} = \frac{U_{вх. д}}{I_{вх. д}} = \frac{2U_k}{\frac{1}{2} I_k} = 4 \frac{U_k}{I_k} = 4Z_{н. к},$$

или

$$Z_{н. к} = \frac{Z_{вх. д}}{4}.$$

Следовательно, входное сопротивление двухпроводной линии в точках  $a - b$  трансформируется в сопротивление нагрузки для коаксиальной линии в точки  $a - a_1$  как  $\frac{Z_{вх. д}}{4}$ .

Если входное сопротивление двухпроводной линии чисто активное и  $\frac{1}{4} Z_{вх. д}$  равно волновому сопротивлению коаксиальной линии  $\rho_k$  (т. е.  $Z_{вх. д} = 4\rho_k$ ), то коаксиальная линия будет согласованной. Для согласования обеих линий необходимо согласовать двухпроводную линию и так подобрать волновые сопро-

тивления двухпроводной  $\rho_d$  и коаксиальной  $\rho_k$  линий, чтобы выполнялось условие

$$\rho_d = 4\rho_k.$$

При этом волновое сопротивление трансформатора  $\rho_t$  может быть любым. Если оно окажется равным  $\frac{1}{2}\rho_d$ , в трансформаторе будут чисто бегущие волны, в противном случае в трансформаторе будут смешанные волны.

Для питания несимметричной нагрузки от симметричного генератора необходимо включить генератор в двухпроводную линию вместо  $Z_{н.д.}$ , а нагрузку подключить к коаксиальной линии вместо несимметричного генератора (рис. 2.52). Принцип работы трансформатора при этом остается тем же. Для согласования обеих линий в этом случае надо согласовать коаксиальную линию и выполнить условие

$$\rho_d = 4\rho_k.$$

Если это условие нельзя выполнить из-за отсутствия линий

с необходимыми величинами волновых сопротивлений, то для согласования линий применяется трансформатор длиной в одну волну (рис. 2.53). Такой трансформатор состоит из полуволнового симметрирующего трансформатора и четвертьволнового согласующего трансформатора. Симметрирующий трансформатор представляет собой участок коаксиальной линии между точками  $a-b$ , электрическая длина которого равна половине волны. Работа этого трансформатора ничем не отличается от работы схемы рис. 2.52. Токи и потенциалы в точках  $a-b$  соответственно равны по величине и противофазны. Они трансформируются четвертьволновым трансформатором  $ac, bd$  в соответственно равные и противофазные токи и потенциалы на входе двухпроводной линии. Поэтому линия симметрична.

Отрезки коаксиальной линии  $ac$  и  $bd$  можно рассматривать

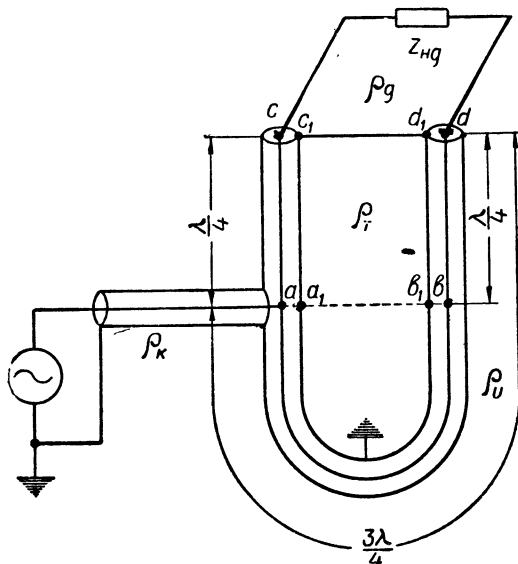


Рис. 2.53. Переход от коаксиальной линии к симметричной двухпроводной с помощью симметрирующего трансформатора длиной в одну волну

как четвертьволновый симметричный трансформатор, провода которого заключены в экраны. Погонная емкость такой линии вдвое меньше, а погонная индуктивность вдвое больше погонных емкости и индуктивности коаксиальной линии. Следовательно, волновое сопротивление двухпроводного симметричного трансформатора  $\rho_T = 2\rho_U$  (см. рис. 2.53). Нагрузкой симметричного трансформатора служит входное сопротивление двухпроводной линии  $Z_{вх.д}$ . Входное сопротивление трансформатора в точках  $a - b$

$$Z_{вх.т} = \frac{\rho_T^2}{Z_{вх.д}} = \frac{4\rho_U^2}{Z_{вх.д}}$$

трансформируется полуволновым трансформатором в сопротивление нагрузки коаксиальной линии в точки  $a - a_1$ :

$$Z_{н.к} = \frac{1}{4} Z_{вх.т} = \frac{\rho_U^2}{Z_{вх.д}}.$$

Коаксиальная линия будет согласована, если  $Z_{вх.д}$  чисто активное и

$$\frac{\rho_U^2}{Z_{вх.д}} = \rho_k.$$

Если двухпроводная линия согласована, т. е.  $Z_{вх.д} = \rho_d$ , то условием согласования коаксиальной линии будет равенство

$$\frac{\rho_U^2}{\rho_d} = \rho_k,$$

т. е.

$$\rho_U = \sqrt{\rho_d \rho_k}. \quad (2.46)$$

Трансформатор длиной в одну волну, как и полуволновый трансформатор, можно применять для питания несимметричной нагрузки от симметричного генератора.

В обеих рассмотренных схемах двухпроводной линии может и не быть. В этом случае симметричная нагрузка или симметричный генератор подключается к точкам  $a - b$  (см. рис. 2.52) или  $c - d$  (см. рис. 2.53).

#### 4. Диапазонные переходные устройства

Рассмотренные в разд. 2 и 3 симметрирующие устройства не обладают диапазоностью. При изменении волны более чем на  $\pm 2\%$  симметрирующие свойства теряются. Для работы в значительном диапазоне волн применяются устройства, показанные на рис. 2.54. Расширение диапазона симметрирования этих устройств обеспечено тем, что к обоим проводам симметричной

линии подключаются равные реактивные сопротивления, которые имеют одинаковую частотную зависимость.

Роль реактивных сопротивлений выполняют разомкнутые или короткозамкнутые линии. На резонансной частоте их сопротивления очень велики, а при отходе от резонанса они уменьшаются в равной мере и потому симметрия не нарушается. Диапазон симметрирования ограничен только величиной утечки мощности.

На рис. 2.54, *а* показано простейшее устройство открытого типа, недостатком которого является излучение энергии. Этот недостаток устраняется применением экрана (рис. 2.54, *б*) или двух четвертьволновых коаксиальных линий (рис. 2.54, *в*). Наибольшей диапазонностью обладает устройство, показанное на рис. 2.54, *г*. Это обеспечивается подключением к симметричной линии в точках *А* — *Б* сдвоенных колебательных контуров, образованных внутренними разомкнутыми линиями ( $\rho_p$ ) и внешними короткозамкнутыми линиями ( $\rho_k$ ). Если необходимо уменьшать длину чет-

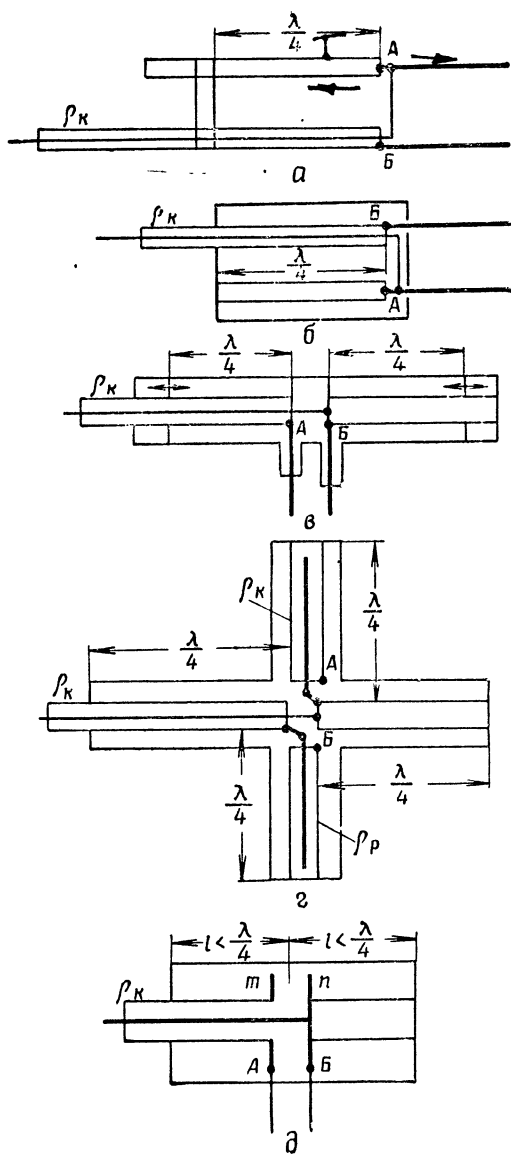


Рис. 2.54. Диапазонные переходные устройства:

*а* — открытого типа; *б* — экранированное; *в* — на коаксиальных линиях; *г* — со сдвоенными резонансными линиями; *д* — с укороченными коаксиальными линиями;  $\lambda$  — длина расчетной волны; *А* — *Б* — симметричный выход

вертьволновой линии, то применяют дисковый конденсатор  $C$  (рис. 2.54,  $\partial$ ). К точкам  $A—B$  можно подключать не только симметричную линию, но и симметричный генератор, если необходимо передавать его энергию по коаксиальной линии ( $\rho_K$ ), или симметричную нагрузку, к которой энергия подводится по коаксиальной линии.

### 5. Вращающиеся сочленения в коаксиальных линиях

Чтобы антенна могла вращаться или качаться, в питающей ее линии должно быть вращающееся сочленение. Применение скользящих контактов во вращающихся сочленениях линий имеет тот недостаток, что постепенный их износ вызывает ухудшение электрического контакта и искрение, вследствие чего

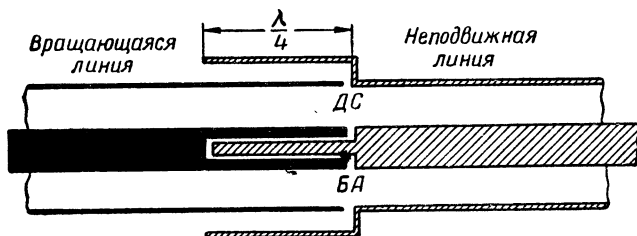


Рис. 2.55. Вращающееся сочленение коаксиальной линии

сочленение быстро выходит из строя. Поэтому в линиях применяются бесконтактные вращающиеся сочленения индуктивного или емкостного типа. В двухпроводных симметричных линиях удобно применять индуктивные вращающиеся сочленения, или так называемые высокочастотные токосъемники. Для коаксиальных линий лучше всего использовать емкостные сочленения.

Вращающееся сочленение должно обеспечить такое согласование, при котором падающие волны не отражаются от элементов сочленения. Потеря мощности во вращающемся сочленении должна быть минимальной, в нем не должно быть искрений, и в некоторых случаях оно должно обеспечить герметичность коаксиальной линии. В местах разрыва вращающегося и неподвижного проводников должно создаться малое последовательное сопротивление, благодаря которому будет устранено искрение, уменьшится утечка и не будет нарушаться согласование линий.

Принцип работы емкостного сочленения поясняется на рис. 2.55.

В центральном проводнике вращающейся линии высверлено цилиндрическое углубление длиной  $\frac{\lambda}{4}$ . Центральный провод неподвижной линии заканчивается стержнем длиной  $\frac{\lambda}{4}$ . Стержень входит в цилиндрическое углубление, но не касается его

стенок и дна. Стержень и углубление образуют дополнительную коаксиальную линию внутри центрального проводника. Эта линия разомкнута и имеет длину  $\frac{\lambda}{4}$ , поэтому ее входное сопротивление в точках  $A$ — $B$  очень мало. Таким образом, зазор  $AB$  в центральном проводнике замкнут на малое последовательное сопротивление, равное сопротивлению потерь четвертьволновой разомкнутой линии. Можно также считать, что зазор замкнут очень большой емкостью с малыми активными потерями. Зазор на внешнем проводнике тоже замыкается дополнительной коаксиальной разомкнутой линией длиной  $\frac{\lambda}{4}$ . Эта линия образована внешней поверхностью вращающейся линии и внутренней поверхностью концентрической муфты.

Из схемы видно, что четвертьволновые разомкнутые линии не влияют на передачу энергии от генератора к нагрузке, так как они эквивалентны малым (сотым долям ома) активным сопротивлениям, последовательно включенным между точками  $A$ — $B$  и  $C$ — $D$ . В дополнительных линиях образуются стоячие волны, т. е. возникают колебания электромагнитной энергии, которые поддерживаются током главной линии. Распределение напряжения и тока на одном проводе линии для различных моментов времени показано на рис. 2.56. Напряжение между точками  $A$ — $B$  или  $C$ — $D$  очень мало, а напряжение на разомкнутом конце дополнительной линии равно произведению ее волнового сопротивления на ток в пучности, т. е. ток главной линии. Это напряжение может вызвать пробой, что ограничивает величину передаваемой по фидеру мощности.

Разомкнутый конец на внешней дополнительной линии нежелателен, так как он нарушает герметичность линии и излучает электромагнитную энергию. Металлической или диэлектрической прокладкой воспользоваться нельзя, потому что первая закорачивает линию, а вторая вносит значительные диэлек-

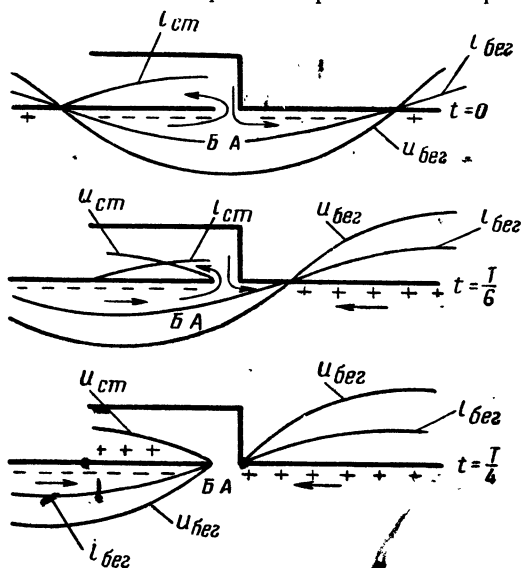


Рис. 2.56. Распределение напряжения и тока в фидере и вращающемся сочленении

трические потери. Этот недостаток можно устранить, если сочленение во внешнем проводе выполнить по схеме рис. 2.57, а. В этой схеме нет первоначальной четвертьволновой разомкнутой линии. Она соединена со вторым четвертьволновым короткозамкнутым отрезком  $BГМ$ . Можно считать, что зазор  $CD$  во внешнем проводе замкнут закороченной полуволновой линией  $СВГМНД$  (рис. 2.57, б). В точках  $М—В$  в этой линии находятся узлы тока. Между точками  $М$  и  $Н$  нет разности потенциалов.

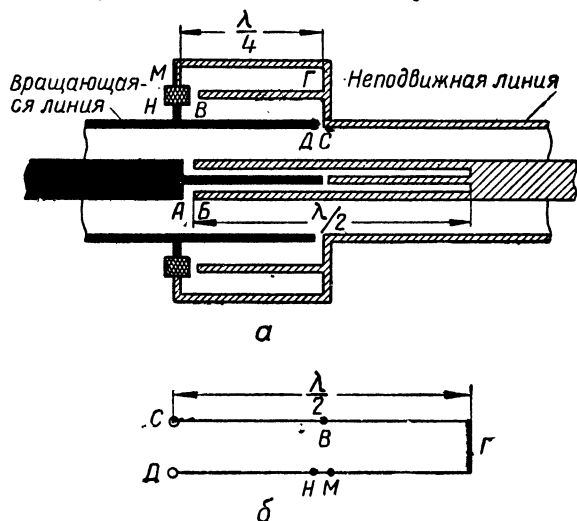


Рис. 2.57. Сочленение коаксиальной линии:  
а — вращающееся сочленение коаксиальной линии; б — эквивалентная схема дополнительной линии во внешнем проводе

Поэтому отверстие  $МН$  можно закрыть, т. е. сделать коаксиальную линию герметичной. Это выполняется с помощью резиновой прокладки при медленном вращении и с помощью угольной прокладки при быстром вращении. На рис. 2.57, а уплотняющая прокладка показана заштрихованным прямоугольником.

Вращающееся сочленение во внутреннем проводе коаксиальной линии обычно выполняют аналогично сочленению во внешнем проводе (см. рис. 2.57, а). Зазор в центральном проводе замкнут закороченной полуволновой линией, а трущийся контакт находится в узле тока.

## § 8. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ

### 1. Применение линий в качестве колебательных контуров

Обычные колебательные контуры непригодны в диапазоне сверхвысоких частот, потому что с укорочением волны уменьшаются добротность и резонансное сопротивление контура.

Для укорочения собственной длины волны контура необходимо уменьшать его емкость и индуктивность. Однако есть предел уменьшения емкости. Минимальная емкость контура определяется внутриламповыми емкостями, она составляет 5—10 пф. Поэтому при укорочении волны неизбежно придется уменьшать индуктивность контура, что приведет к уменьшению волнового сопротивления, резонансного сопротивления и добротности контура, а также к увеличению потерь на излучение. При низком резонансном сопротивлении трудно получить большую колебательную мощность в генераторах. Резонансная кривая контура становится очень «тупой», и практически теряются его избирательные свойства. Обычные контуры могут применяться на волнах до 0,5 м в маломощных генераторах, собранных на специальных лампах, имеющих малые междуэлектродные емкости. Индуктивность контура в таких случаях представляет собой один виток диаметром 10—15 мм из медной проволоки или ленты.

Очень удобны и легко выполнимы для волн короче 2 м колебательные контуры в виде короткозамкнутых или разомкнутых линий (рис. 2.58). Рассмотрим особенности таких контуров. В § 4 и 5 было показано, что в ненагруженной линии длиной в целое число четвертей волн происходят колебания электромагнитной энергии, причем максимальное количество электрической энергии равно максимальному количеству магнитной энергии, т. е. такая линия является резонансной колебательной системой. В качестве колебательных контуров в симметричных схемах применяются четвертьволновые короткозамкнутые двухпроводные линии, а в несимметричных — коаксиальные линии.

Входное сопротивление четвертьволновой короткозамкнутой линии очень большое и чисто активное. Его величину можно вычислить по формуле

$$R_{\text{вх}} = \frac{8\rho^2}{R_1\lambda_0}, \quad (2.47)$$

где  $\rho$  — волновое сопротивление;  
 $R_1$  — погонное сопротивление линии;  
 $\lambda_0$  — длина волны.

На частотах, близких к резонансной, входное сопротивление

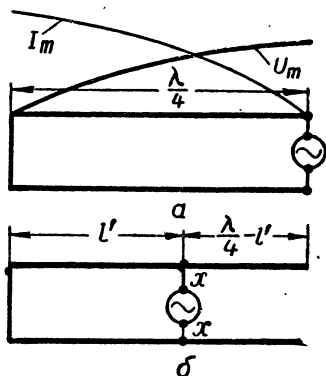


Рис. 2.58. Включение контура:

$a$  — полное;  автотрансформаторное



короткозамкнутой четвертьволновой линии является комплексным и может быть определено по формуле:

$$\dot{Z}_{\text{вх}} = \frac{R_{\text{вх}}}{1 + 2jQ_0 \frac{\Delta\omega}{\omega_0}},$$

где  $R_{\text{вх}}$  — входное сопротивление на резонансной частоте;

$Q_0$  — добротность контура, эквивалентного линии;

$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$  — относительная расстройка.

Частотная зависимость входного сопротивления короткозамкнутой четвертьволновой линии такая же, как и параллельного контура, а разомкнутой — как последовательного контура. Приравнивая сопротивление контура, состоящего из катушки  $L_k$  и конденсатора  $C_k$ , сопротивлению линии, а также учитывая равенство их резонансных частот, можно установить, что короткозамкнутая линия длиной  $l$  с волновым сопротивлением  $\rho$  эквивалентна параллельному колебательному контуру с параметрами

$$L_k = \frac{8l\rho}{\pi^2\nu_0},$$

$$C_k = \frac{\pi}{4\rho\omega_0},$$

$$Q_0 = \frac{2\pi\rho}{R_1\lambda_0}, \quad (2.48)$$

где  $\nu_0 = 3 \cdot 10^8$  м/сек;

$\omega_0$  — резонансная частота, на которой  $l = \frac{\lambda}{4}$ .

Наоборот, параллельный контур с параметрами  $L_k$ ,  $C_k$ ,  $Q$  может быть заменен короткозамкнутой линией с волновым сопротивлением  $\rho = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{L_k}{C_k}}$ , длиной  $l = \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi\nu_0}{2} \sqrt{L_k C_k}$  и таким сопротивлением  $R_1$ , чтобы  $Q_0$ , определяемое из формулы (2.48), было бы равно заданному  $Q$ .

Аналогично последовательный контур  $L_k$ ,  $C_k$  может быть заменен разомкнутой линией длиной  $l = \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi\nu_0}{2} \sqrt{L_k C_k}$  с волновым сопротивлением  $\rho = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{L_k}{C_k}}$ , а разомкнутая четвертьволновая линия длиной  $l$  с волновым сопротивлением  $\rho$  эквивалентна последовательному контуру с параметрами  $L_k = \frac{\pi\rho}{4\omega_0}$ ,

$C_k = \frac{8l}{\pi^2\nu_0\rho}$ .

Добротность  $Q_0$  разомкнутой четвертьволновой линии порядка  $10^3$ , т. е. значительно выше, чем у обычных контуров.

При необходимости уменьшить входное сопротивление кон-

тура применяют неполное включение его (рис. 2.58, б). Левый участок линии имеет индуктивное сопротивление  $\rho \operatorname{tg} ml'$ , а правый участок — емкостное сопротивление  $\rho \operatorname{ctg} m \left( \frac{\lambda}{4} - l' \right) = -\rho \operatorname{tg} ml'$ .

В точках  $x-x$  подключены два равных и противоположных по знаку реактивных сопротивления. Поэтому входное сопротивление должно быть бесконечно большим. Однако для реальной линии с потерями оно будет конечным и активным. Величина его зависит от положения на линии точек  $x-x$  и изменяется от нуля до  $\frac{8\rho^2}{R_1\lambda_0}$  при перемещении этих точек от короткозамкнутого конца до разомкнутого.

Очень часто в реальных схемах линии используются в качестве индуктивности колебательного контура. Это объясняется тем, что линия нагружается входной емкостью лампы и для получения резонанса длину ее надо брать несколько меньше четверти волны. Добротность и резонансное сопротивление такого контура меньше, чем у четвертьволновой линии, и для подсчета этих величин уже нельзя пользоваться формулами (2.47) и (2.48).

## 2. Металлические изоляторы

Четвертьволновые короткозамкнутые линии применяются на метровых и главным образом на дециметровых и сантиметро-

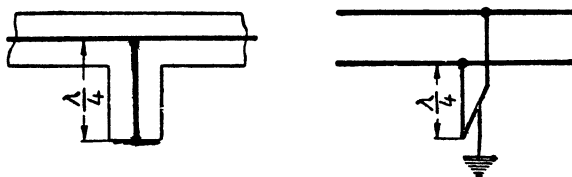


Рис. 2.59. Металлические изоляторы

вых волнах в качестве металлических изоляторов (рис. 2.59). Возможность такого применения объясняется большим входным сопротивлением этих линий.

Металлические изоляторы имеют следующие преимущества перед обычными изоляторами. Металлические изоляторы не создают неоднородностей в линии, т. е. не отражают волн; потери в них на СВЧ меньше. Они имеют большую механическую прочность, заземляют провода линии по постоянному току и току низкой частоты и пропускают только волны определенной длины. Кроме того, в двухпроводной линии металлические изоляторы препятствуют распространению одноконтурной волны.

Недостатком металлических изоляторов является их недиапазонность. Они обеспечивают изоляцию только на той частоте, при которой их длина составляет целое нечетное число четвертей волн. При изменении частоты генератора входное сопротивление металлического изолятора уменьшается и становится комплексным, что приводит к появлению отраженной волны и увеличению потерь в линии. Любой радиопередатчик работает в полосе частот, и желательно в ее пределах сохранить согласование линии, т. е. избежать отражения волн. Чтобы добиться

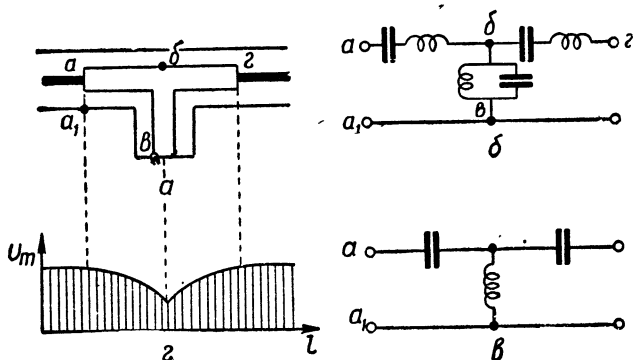


Рис. 2.60. Расширение диапазонаности металлического изолятора:

$a$  — схема;  $b$  — эквивалентная схема на резонансной частоте;  $v$  — эквивалентная схема на частоте меньше резонансной;  $z$  — распределение амплитуд напряжения при резонансной частоте

этого и несколько расширить полосу частот, металлические изоляторы нужно включать в линию с помощью полуволновых трансформаторов. Такой способ включения показан на рис. 2.60,  $a$ , а его эквивалентная схема на резонансной частоте на рис. 2.60,  $b$ . Если частота генератора несколько понизится по сравнению с резонансной, то сопротивление параллельно включенного контура станет индуктивным, а сопротивление последовательных контуров — емкостным (рис. 2.60,  $v$ ). В небольшом диапазоне частот (около резонансной) эти сопротивления взаимно компенсируются, и полное сопротивление в точках  $a - a_1$  остается чисто активным и равным сопротивлению нагрузки  $R_H = r$ . Кроме того, в середине линии  $ag$ , т. е. на входе изолятора, образуется минимум напряжения, что способствует уменьшению потерь в изоляторе.

С помощью линии можно измерить длину волны генератора. Для этого необходимо возбудить в линии стоячие волны и измерить их длину индикатором напряжения, описанным в § 5, или другим индикатором. Связь линии с генератором должна быть слабой, чтобы она не влияла на частоту колебаний генератора.

## § 9. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЛИНИИ

### 1. Включение постоянного напряжения в разомкнутую линию

Допустим, что линия без потерь, имеющая длину  $l$ , в момент времени  $t=0$  подключена к источнику постоянного напряжения  $E$ . Под действием этого напряжения заряжается распреде-

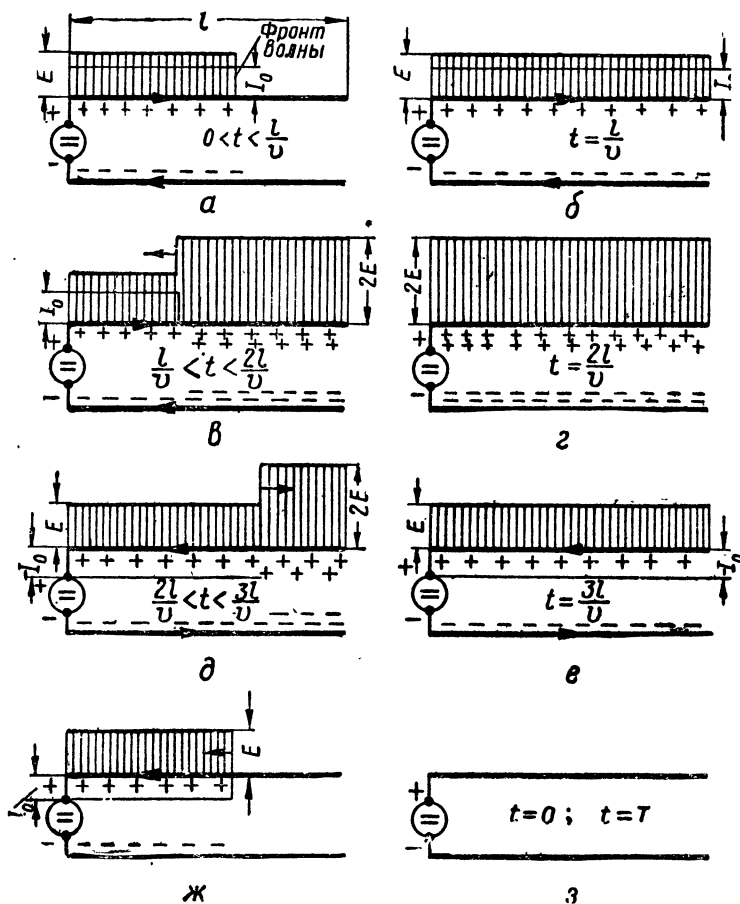


Рис. 2.61. Распространение волн в разомкнутой линии при включении постоянного напряжения

ленная емкость линии, и в цепи течет постоянный ток. От генератора в линию распространяется волна напряжения  $E$  и тока  $I_0 = \frac{E}{\rho}$  (рис. 2.61, а). Эту волну можно считать прямоугольной, так как каждая элементарная емкость заряжается до напряжения  $E$  мгновенно. По мере перемещения волны к концу линии

элементы верхнего провода один за другим приобретают некоторый положительный заряд, а от соответствующих элементов нижнего провода отнимается такой же положительный заряд. Противоположные заряды элементов линии образуют электрическое поле между проводами. Возникновение электрического поля на каждом элементе линии сопровождается появлением тока и магнитного поля. Следовательно, линия запасает электромагнитную энергию. Энергия каждой единицы длины линии, по которой течет ток  $I_0$ , состоит из электрической и магнитной энергии, т. е.

$$W_l = \frac{C_1 E^2}{2} + \frac{L_1 I_0^2}{2}.$$

Значения электрической и магнитной энергии падающей волны равны между собой. Действительно,

$$I_0 = \frac{E}{\rho},$$

$$W_{lm} = \frac{L_1}{2} I_0^2 = \frac{L_1}{2} \cdot \frac{E^2}{\rho^2} = \frac{C_1 E^2}{2} = W_{lep},$$

так как

$$\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

В момент времени  $t = \frac{l}{v}$  волны напряжения  $E$  и тока  $I_0$  доходят до разомкнутого конца линии (рис. 2.61, б) и отражаются от него. Энергия на конце линии не потребляется, и потому отраженная волна равна падающей (коэффициент отражения равен единице). Физически отражение объясняется следующим. Когда волна достигает конца линии у фронта волны, ток мгновенно спадает от  $I_0$  до нуля, и этот перепад последовательно распространяется от конца линии к началу. Пока перепад не достигает начала линии, ток генератора  $I_0$  остается неизменным, т. е. энергия от генератора поступает в линию. При уменьшении  $I_0$  до нуля энергия магнитного поля и поступающая в линию энергия превращаются в электрическую энергию, за счет чего напряжение на линии удваивается. Этот процесс удобно представлять как движение двух встречных волн — падающей и равной ей отраженной. Сумма падающей и отраженной волн напряжения равна  $2E$ , так как волна напряжения при отражении не изменяет знака. Сумма падающей и отраженной волн тока равна нулю, так как направление тока при отражении изменяется на противоположное (рис. 2.61, в).

В момент времени  $t = \frac{2l}{v}$  отраженная волна достигает гене-

ратора. Ток во всей линии становится равным нулю, а напряжение удваивается (рис. 2.61, *з*). В линии оказывается запасенной электрическая энергия

$$W_{эл} = \frac{C_1 l}{2} (2E)^2 = 2C_1 l E^2 = \frac{E^2}{\sqrt{\frac{L_1}{C_1}}} \cdot \frac{2l}{\frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}} = EI_0 \frac{2l}{v},$$

равная энергии, доставленной источником за время распространения волны от генератора к концу линии и обратно, т. е. за время  $t = \frac{2l}{v}$ .

Генератор поддерживает постоянное напряжение  $E$ . Поэтому, как только отраженная волна доходит до генератора ( $t = \frac{2l}{v}$ ), напряжение фронта волны мгновенно падает от  $2E$  до  $E$ . Этот перепад напряжения распространяется со скоростью  $v$  от генератора к концу линии (рис. 2.61, *д*). Линия разряжается: ток в линии имеет направление, противоположное тому, которое было при заряде. Накопленная в линии энергия возвращается источнику. Уменьшение напряжения от  $2E$  до  $E$  можно представить как распространение от генератора к концу линии волны напряжения ( $-E$ ) и тока ( $-I_0$ ). В момент времени  $t = \frac{3l}{v}$  эта волна доходит до конца линии. Напряжение во всех точках линии в это время равно  $E$ , ток равен  $-I_0$  (рис. 2.61, *е*); половина энергии линии возвращена генератору.

Как только волна  $-E$ ,  $-I_0$  достигает конца линии, ток на конце мгновенно спадает до нуля, и этот перепад распространяется от конца линии к генератору. Магнитный поток исчезает, напряжение на линии падает до нуля, и происходит разряд линии от конца к началу (рис. 2.61, *ж*). Этот процесс можно рассматривать как распространение от конца линии к началу отраженной волны  $-E$ ,  $I_0$ .

В момент времени  $t = \frac{4l}{v}$  отраженная волна  $-E$ ,  $I_0$  достигает генератора (см. рис. 2.61, *з*); на этом заканчивается первый период и начинается второй, в котором указанные процессы повторяются, и т. д.

Таким образом, при включении постоянного напряжения в разомкнутой линии без потерь происходят периодические колебания тока и напряжения. Период колебаний  $T = \frac{4l}{v}$ . Напряжение в начале линии остается неизменным и равным  $E$ , а ток скачками изменяется от  $I_0$  до  $-I_0$  и от  $-I_0$  до  $I_0$  через каждые  $\frac{2l}{v}$  сек. В середине линии напряжение и ток скачками изменяются через каждые  $\frac{2l}{v}$  сек. Ток  $I_0$  и напряжение  $E$  появ-

ляются в середине линии через  $\frac{l}{2v}$  сек после включения генератора и остаются неизменными до возвращения к середине линии отраженной от конца волны. С приходом этой волны ток в середине падает до нуля, а напряжение удваивается и таким остается до возвращения от генератора волны  $E, -I_0$ . С приходом волны  $-E, -I_0$  напряжение спадает от  $2E$  до  $E$ , а ток принимает значение  $-I_0$ . При разряде правой половины линии ток и напряжение в середине спадают до нуля и затем вновь принимают значения  $E$  и  $I_0$  с приходом следующей волны и т. д.

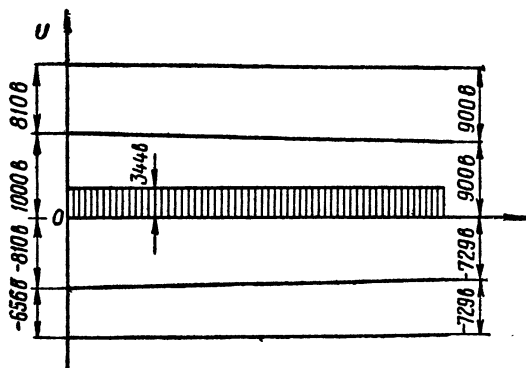


Рис. 2.62. Затухание колебаний в реальной линии:

$e^{-\beta l} = 0,9$ ;  $E = 1000$  в. Напряжение на линии в конце первого периода колебания показано штрихами

Ток на конце линии всегда равен нулю, а напряжение скачками принимает значение  $2E$  и  $0$  через каждые  $\frac{2l}{v}$  сек.

В реальной разомкнутой линии колебания затухают из-за потерь и вся линия быстро заряжается до напряжения, равного э. д. с. источника.

Для пояснения этого приведем следующий пример. Пусть э. д. с. источника  $E = 1000$  в, а его вну-

треннее сопротивление близко к нулю, так что его можно не учитывать. Пусть реальная линия длиной  $l$  имеет множитель затухания  $e^{-\beta l} = 0,9$ . В момент включения генератор посылает в линию волну напряжения  $E = 1000$  в. По мере распространения вдоль линии волна эта затухает, и на конце ее значение будет равно  $Ee^{-\beta l} = 1000 \cdot 0,9 = 900$  в. В момент времени  $t = \frac{2l}{v}$  отраженная от конца линии волна достигает генератора и ее величина равна  $900 \cdot 0,9 = 810$  в (рис. 2.62). В этот же момент у генератора появляется отраженная волна напряжения  $-810$  в. Она движется к концу линии. Ее значение на конце равно  $-810 \cdot 0,9 = -729$  в, а когда волна опять приходит к генератору, ее значение равно  $-729 \cdot 0,9 = -656$  в. В результате в конце первого периода напряжение на входе линии достигает 344 в и генератор посылает в линию новую волну  $E' = E - E_{\text{л}} = 1000 - 344 = 656$  в. В конце второго периода напряжение на входе линии становится равным 849 в и генератор посылает в линию волну напряжения 151 в и т. д.

## 2. Включение постоянного напряжения в короткозамкнутую линию

При включении постоянного напряжения в короткозамкнутую линию без потерь, имеющую длину  $l$ , от источника тока к концу линии распространяется волна напряжения  $E$  и тока  $I_0 = \frac{E}{\rho}$ , как и в случае разомкнутой линии (см. рис. 2.61, а).

В момент  $t = \frac{l}{v}$  эта волна достигает конца линии; при этом фронт волны напряжения на конце линии мгновенно спадает до нуля, так как провода линии закорочены. Этот перепад напряжения от  $E$  до нуля распространяется от конца линии к ее началу, причем энергия электрического поля вместе с энергией, непрерывно поступающей от генератора, превращается в энергию магнитного поля, за счет чего ток удваивается. Падающая волна напряжения отражается от короткозамкнутого конца с обратным знаком, а падающая волна тока — с тем же знаком. Во всех точках линии, через которые прошла отраженная волна, напряжение равно нулю, а ток равен  $2I_0$  (рис. 2.63, а).

В момент времени  $t = \frac{2l}{v}$  отраженная волна  $-E$ ,  $I_0$  достигает начала линии. В этот момент генератор посылает в линию новую волну напряжения  $E$  и тока  $I_0$ , так как он стремится поддерживать в линии напряжение  $E$ . Вторая падающая волна тока накладывается на уже текущий в линии ток  $2I_0$ , в результате чего ток в линии принимает значение  $3I_0$  (рис. 2.63, б). В момент времени  $t = \frac{3l}{v}$  вторая падающая волна тока отражается от конца линии и ток принимает значение  $4I_0$ , а напряжение спадает до нуля (рис. 2.63, в) и т. д.

Таким образом, при включении постоянного напряжения в короткозамкнутую линию ток равными ступенями увеличи-

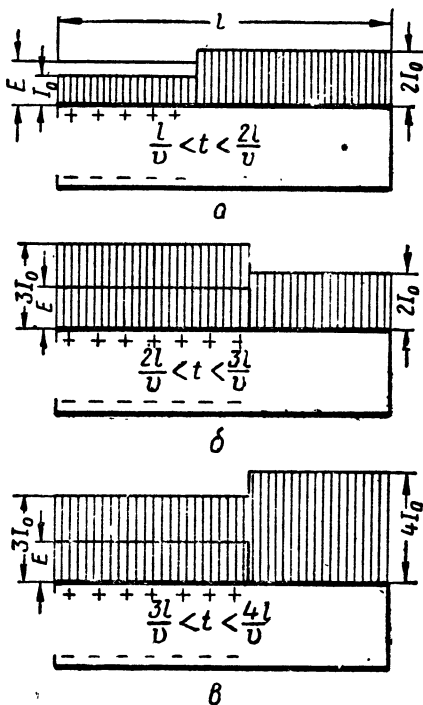


Рис. 2.63. Распространение волн в короткозамкнутой линии при включении постоянного напряжения



вается через промежутки времени  $\frac{2l}{v}$ . Напряжение во всех точках линии (кроме конца и начала) периодически изменяется от  $E$  до 0. Если напряжение источника остается неизменным при увеличении тока (при бесконечно мощном источнике), то ток возрастает до бесконечности. В действительности из-за потерь в линии и источнике скачки тока в линии уменьшаются и ток принимает свое предельное значение

$$I_{\text{пр}} = \frac{E}{R_i + R_l},$$

где  $R_i$  — внутреннее сопротивление источника;  
 $R_l$  — сопротивление линии.

### 3. Включение постоянного напряжения в нагруженную линию

При включении постоянного напряжения в нагруженную линию от генератора к нагрузке распространяется волна напряжения  $E$  и тока  $I_0 = \frac{E}{\rho}$ . В момент времени  $t = \frac{l}{v}$  она достигает нагрузки  $R_n$ . Если  $R_n = \rho$ , то вся энергия падающей волны поглощается нагрузкой и в линии устанавливается стационарный ток. Если  $R_n$  не равно  $\rho$ , то часть энергии падающей волны отражается и от конца линии к ее началу распространяется отраженная волна напряжения  $E' = \rho E$  и тока  $I'_0 = \rho I_0$ , где  $\rho = \frac{R_n - \rho}{R_n + \rho}$  — коэффициент отражения.

Допустим, что  $R_n > \rho$  и, значит,  $\rho > 0$ . Тогда в момент времени  $t = \frac{2l}{v}$  напряжения во всех точках линии и на нагрузке будут равны  $E(1 + \rho)$ , а ток будет равен  $I_0(1 + \rho)$ . Но поскольку генератор может поддерживать в линии только напряжение  $E$ , то в момент времени  $t = \frac{2l}{v}$  от генератора к концу линии начнет распространяться волна напряжения  $-\rho E$  и соответственно волна тока  $-\rho I_0$ . Во всех точках линии, через которые пройдет эта волна, напряжение примет значение  $E$ , а ток  $-I_0(1 - 2\rho)$ . В момент времени  $t = \frac{3l}{v}$  волна  $-\rho E$ ,  $-\rho I_0$  достигнет нагрузки и отразится от нее. От нагрузки к генератору начнет распространяться волна  $-\rho^2 E$ ,  $\rho^2 I_0$ . Во всех точках линии, через которые она пройдет, напряжение примет значение  $E(1 - \rho^2)$ , а ток  $-I_0(1 - 2\rho + \rho^2)$ .

Если дальше проследить за изменением тока нагрузки, то придем к выводу, что он стремится к значению

$$I_n = I_0(1 - 2\rho + 2\rho^2 - 2\rho^3 + 2\rho^4 - 2\rho^5 + \dots).$$

Заменив  $I_0$  на  $2I_0 - I_0$ , получим

$$I_n = -I_0 + 2I_0(1 - \rho + \rho^2 - \rho^3 + \rho^4 - \rho^5 + \dots).$$

Выражение в скобках является геометрической прогрессией со знаменателем  $-p$ . Так как  $|p| < 1$ , то

$$1 - p + p^2 - p^3 + p^4 - p^5 + \dots = \frac{1}{1+p}.$$

Поэтому

$$I_H = -I_0 + 2I_0 \frac{1}{1+p} = \frac{1-p}{1+p} I_0.$$

Подставив в это выражение значение  $p$  и сделав некоторые преобразования, получим

$$I_H = \frac{\rho I_0}{R_H} = \frac{E}{R_H}.$$

Таким образом, при включении постоянного напряжения  $E$  в нагруженную линию при  $R_H \neq \rho$  напряжение и ток в нагрузке (и линии) скачками приближаются к стационарным значениям  $E$  и  $\frac{E}{R_H}$  (рис. 2.64).

Аналогично можно показать, что при включении в несогласованную линию источника переменного тока в течение первых нескольких периодов происходят переходные процессы, т. е. амплитуды падающих и отраженных волн изменяются и достигают своих стационарных значений.

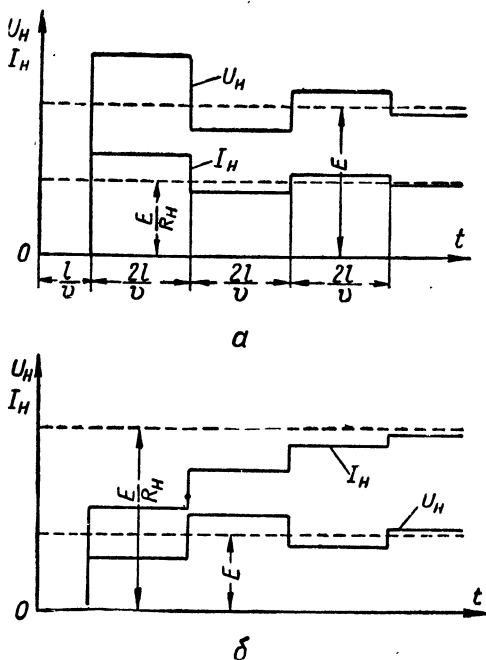


Рис. 2.64. Установление напряжения и тока в нагрузке:

$a$  — при  $R_H > \rho$ ;  $b$  — при  $R_H < \rho$

#### 4. Разряд линии через сопротивление

Пусть линия длиной  $l$  заряжена до напряжения  $E$  (рис. 2.65,  $a$ ). Рассмотрим процессы, происходящие при разряде этой линии через активное сопротивление  $R_H$ . Допустим, что сопротивление нагрузки равно волновому сопротивлению линии  $\rho$ . При замыкании ключа  $K$  в момент времени  $t=0$  линия начинает разряжаться и от нагруженного конца распространяется волна напряжения и соответствующая ей волна тока. Сопротивление

цепи разряда состоит из сопротивления нагрузки и волнового сопротивления линии, и потому ток можно определить по формуле

$$I_0 = \frac{E}{R_H + \rho} = \frac{E}{2R_H}.$$

На сопротивлении нагрузки создается напряжение

$$U_H = I_0 R_H = \frac{E}{2}.$$

Следовательно, при замыкании ключа напряжение на нагруженном конце линии мгновенно падает от  $E$  до  $\frac{1}{2} E$ , и этот

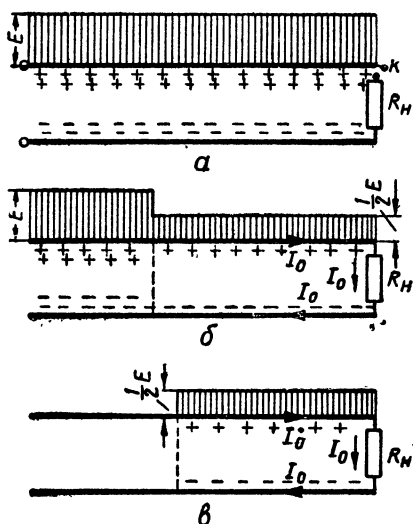


Рис. 2.65. Распространение волн в линии при ее разряде через сопротивление  $R_H = \rho$

спад напряжения распространяется вдоль линии. Значит, элементарные емкости линии поочередно разряжаются от  $E$  до  $\frac{E}{2}$ . Можно считать, что от  $R_H$  к разомкнутому концу линии распространяется волна

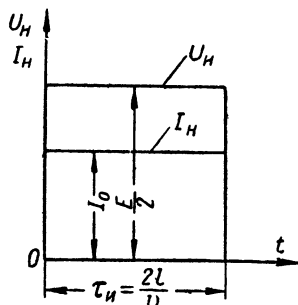


Рис. 2.66. Импульс напряжения и тока на сопротивлении  $R_H = \rho$  при разряде линии

напряжения  $-\frac{E}{2}$  и соответствующая ей волна тока  $+I_0$ . Эта волна разряжает линию от  $E$  до  $\frac{E}{2}$  (рис. 2.65, б).

В момент времени  $t = \frac{l}{v}$  волна  $-\frac{E}{2}$ ,  $I_0$  достигает разомкнутого конца линии и отражается от него. В результате отражения возникает волна  $-\frac{E}{2}$ ,  $-I_0$ , которая распространяется от разомкнутого конца к нагрузке. По мере распространения отраженной волны напряжение и ток в линии становятся равными нулю (рис. 2.65, в).

В момент времени  $t = \frac{2l}{v}$  отраженная волна  $-\frac{E}{2}$ ,  $-I_0$  достигает нагруженного конца линии. В этот момент напряжение и ток по всей линии равны нулю: линия разрядилась. Энергия, запасенная в электрическом поле линии, была поглощена сопротивлением  $R_H$  в течение  $\frac{2l}{v}$  сек.

При разряде линии на активном сопротивлении создается прямоугольный импульс напряжения, длительность которого

$\tau_H = \frac{2l}{v} = 2l\sqrt{L_1 C_1}$  равна времени распространения волны в оба конца (рис. 2.66).

Если сопротивление нагрузки не равно волновому, то происходит ступенчатый, или колебательный разряд линии (рис. 2.67). Это объясняется тем, что волны отражаются не только от разомкнутого, но и от нагруженного конца линии. У нагрузки возникает новая волна каждый раз, когда к ней приходит волна, отраженная от разомкнутого конца. Характер колебаний напряжения в линии и нагрузке определяется величиной и знаком коэффициента отражения от нагруженного конца. Запасенную в линию энергию поглощает сопротивление нагрузки, и потому амплитуда каждой последующей волны, возникающей у нагрузки, меньше предыдущей, т. е. колебания затухают.

Разряд линии через сопротивление, равное волновому, используется в импульсной технике для формирования импульсов напряжения. Однако для этих целей применяется не реальная линия, а искусственная, которая состоит из звеньев  $L$  и  $C$  конечной величины.

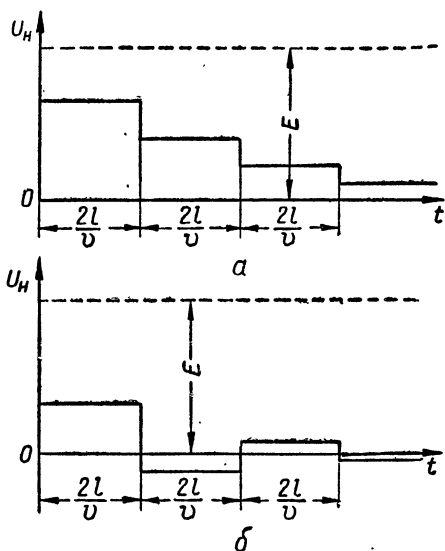


Рис. 2.67. Графики напряжения на нагрузке при разряде линии:

а — при  $R_H > \rho$ ; б — при  $R_H < \rho$

## ГЛАВА 3

# ВОЛНОВОДЫ И ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

## § 1. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

### 1. Назначение волноводов

Сантиметровые волны (1—10 см) начали широко применяться в радиолокации после изобретения специального генератора — многорезонаторного магнетрона. Для передачи энергии сантиметровых волн от генератора к антенне с малыми поте-

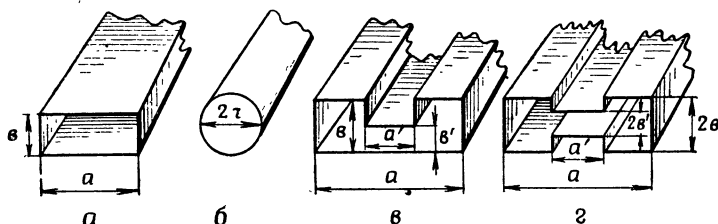


Рис. 3.1. Типы волноводов:

$a$  — прямоугольный;  $b$  — круглый;  $v$  — П-образный;  $z$  — И-образный

рями потребовались специальные передающие линии, так как воздушные линии непригодны для этих целей из-за больших потерь на излучение, а коаксиальные линии — из-за потерь в их внутреннем проводе. Можно сконструировать коаксиальную линию с малыми активными потерями, но в этом случае ее размеры будут слишком большими, и потому в них будут возникать волны неосновного типа.

В качестве передающих линий в диапазоне сантиметровых волн применяются волноводы — полые металлические трубы прямоугольного или круглого сечения; в соответствии с этим волноводы называются прямоугольными или круглыми (рис. 3.1). Электромагнитная энергия распространяется внутри волновода. По сравнению с коаксиальной линией волноводы об-

ладают рядом преимуществ, обусловивших их применение в диапазоне сантиметровых волн. В волноводе нет внутреннего провода и поддерживающих его изоляторов, поэтому потери энергии в нем меньше, чем в коаксиальной линии. При одинаковых размерах волновод позволяет передать большую мощность без опасности пробоя. Это видно из сравнения «линий пробоя» коаксиального фидера и волновода (рис. 3.2). К достоинствам волновода относится также полная экранировка передаваемой по нему электромагнитной энергии, исключая потери на излучение и воздействие внешних полей.

Одним из недостатков волноводов является невозможность передачи энергии волн любой длины. Внутри волновода могут распространяться волны короче некоторой предельной (критической) волны. Длина предельной волны связана с размерами поперечного сечения волновода и типом волны; для простейших типов волн она примерно равна полупериметру волновода.

Длина наибольшей предельной волны прямоугольного волновода (рис. 3.1, а) равна  $2a$ . Волноводы сложной формы, например П- и Н-образные (рис. 3.1, г, в), в зависимости от их размеров имеют предельные длины волн до  $6a$ .

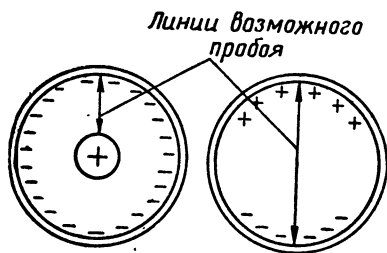


Рис. 3.2. Сравнение линий пробоя коаксиального фидера и круглого волновода

## 2. Основные свойства электромагнитного поля

В волноводе могут распространяться различные типы волн, различающиеся между собой конфигурацией электромагнитного поля. Тип волны определяется свойствами поля, граничными условиями, способом возбуждения, размерами и формой волновода.

Электромагнитное поле состоит из двух взаимно связанных полей: электрического и магнитного. Простейшее электромагнитное поле бегущей волны, распространяющейся вдоль двухпроводной линии, было рассмотрено в гл. 2. Электрическое поле создается зарядами, а магнитное — токами в проводниках, т. е. токами проводимости. Теория показывает, что магнитное поле создается не только токами проводимости, но и токами смещения, которые пропорциональны скорости изменения электрического поля. Если электрическое поле между пластинами А и Б (рис. 3.3) изменяется, то вокруг него создается переменное магнитное поле. Величина, направление и распределение этого поля такие, как если бы в направлении электрического поля прохо-

дил распределенный переменный ток, плотность которого везде пропорциональна скорости изменения напряженности электрического поля  $E$  или электрического смещения  $D = \epsilon E$ . Можно считать, что в схеме рис. 3.3 замкнутую цепь тока составляют ток проводимости на участке  $АГБ$  и ток смещения на участке  $БА$ .

Ток смещения существует там, где изменяется электрическое поле, т. е. в вакууме и диэлектрике. В проводнике ток смещения можно не учитывать, так как он значительно меньше тока проводимости.

Ток смещения подобен току проводимости тем, что оба они одинаково возбуждают магнитное поле. Существенное различие

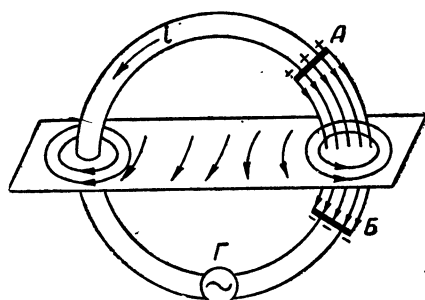


Рис. 3.3. Магнитное поле тока смещения

между ними состоит в том, что току проводимости соответствует движение зарядов, а току смещения в вакууме соответствует только изменение напряженности электрического поля. Ток смещения в вакууме не сопровождается выделением тепла, а ток смещения в диэлектрике сопровождается выделением тепла, подчиняющимся совершенно иным законам, чем выделение теп-

ла в проводнике при прохождении через него тока проводимости.

Теперь можно сформулировать следующую очень важную закономерность: магнитные силовые линии всегда бывают замкнутыми и окружают ток проводимости или ток смещения.

Поместим в переменное магнитное поле контур  $АБВГ$  (рис. 3.4); согласно закону электромагнитной индукции в активных отрезках контура  $АГ$  и  $БВ$ , которые пересекаются магнитным полем, возникает э. д. с. взаимной индукции. Величина ее пропорциональна скорости изменения магнитного потока, т. е. скорости изменения напряженности магнитного поля  $H$ . Образование э. д. с. в контуре — это результат действия электрических сил вдоль сторон  $АГ$  и  $БВ$ . Следовательно, с помощью контура  $АБВГ$  можно обнаружить электрическое поле в пространстве, где изменяется магнитное поле. Очевидно, что это изменяющееся электрическое поле существует независимо от того, есть в пространстве контур  $АБВГ$  или нет его. Из этого следует, что переменное магнитное поле индуцирует переменное электрическое поле. Исследования показывают, что силовые линии электрического поля, индуцированного изменяющимся магнитным полем в свободном пространстве, замкнуты и охватывают силовые линии магнитного поля.

Таким образом, всякое изменяющееся магнитное поле создает переменное электрическое поле, силовые линии которого замкнуты и охватывают силовые линии создающего его магнитного поля (рис. 3.5, а). Напряженность индуктированного электрического поля пропорциональна скорости изменения магнитного поля. Этот закон электромагнитной индукции можно сформулировать так: всякое изменяющееся электрическое поле (ток смещения) создает переменное магнитное поле, силовые линии которого замкнуты и охватывают силовые линии создающего его электрического поля (рис. 3.5, б); величина напряженности индуктированного магнитного поля пропорциональна скорости

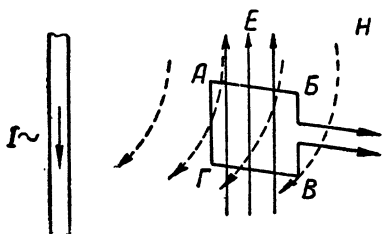


Рис. 3.4. Индуктирование переменного электрического поля  $E$  переменным магнитным полем  $H$

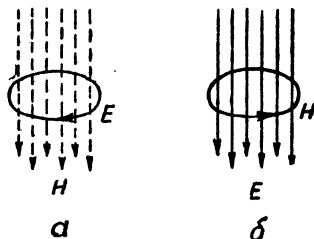


Рис. 3.5. Взаимосвязь электрического и магнитного полей

изменения электрического поля. Это важнейшее свойство взаимной индукции полей объясняет природу распространения волн в свободном пространстве, где нет ни токов проводимости, ни зарядов.

Электромагнитные волны, распространяющиеся в пространстве, в некоторой степени подобны волнам, распространяющимся в двухпроводной линии. Их магнитное и электрическое поля совпадают по фазе; в любой точке пространства электрические и магнитные силовые линии (векторы  $E$  и  $H$ ) взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной направлению движения энергии.

Следует заметить, что в пространстве с проводниками силовые электрические линии могут быть и незамкнутыми; они могут начинаться и оканчиваться на зарядах, индуктируемых полем в проводнике.

Электромагнитное поле на границе проводника и диэлектрика, т. е. на поверхности проводника, определяется двумя граничными условиями. Первое из них заключается в том, что тангенциальная (касательная) составляющая электрического поля на поверхности идеального проводника равна нулю. Другими словами, силовые линии электрического поля всегда перпендикулярны поверхности идеального проводника. Это положение можно доказать следующим образом.

Допустим, что силовые линии электрического поля наклон-



ны к поверхности идеального проводника. Тогда поле на поверхности проводника можно разложить на две составляющие: нормальную  $E_n$  и тангенциальную (касательную)  $E_t$ . Тангенциальная составляющая  $E_t$  вызовет в проводнике бесконечно большой ток, который создаст бесконечно большое магнитное поле, а последнее в свою очередь создаст бесконечно большую э. д. с. самоиндукции, что невозможно. Следовательно, эта составляющая электрического поля на поверхности идеального проводника равна нулю. На поверхности же реального проводника она имеет некоторое значение, зависящее от величины активного сопротивления проводника. Поэтому силовые электрические линии электромагнитного поля несколько наклонены к поверхности реального проводника. Стенки волновода имеют очень малое активное сопротивление, и поэтому можно считать, что силовые электрические линии практически перпендикулярны к ним.

Второе граничное условие состоит в том, что нормальная составляющая магнитного поля на поверхности идеального проводника равна нулю, т. е. магнитные силовые линии параллельны поверхности идеального проводника. Если магнитное поле пронизывает проводник под некоторым углом, то в проводнике индуцируется ток, магнитное поле которого компенсирует нормальную составляющую внешнего поля, и результирующее поле получается параллельным поверхности проводника.

Из граничных условий следует, что электромагнитное поле не может проникать в толщу идеального проводника. Действительно, внутри идеального проводника не может существовать электрическое поле по тем же причинам, что и тангенциальная составляющая на его поверхности. Магнитное поле высокой частоты также не может проникнуть внутрь идеального проводника, так как иначе в проводнике создались бы переменное электрическое поле (вследствие взаимоиндукции полей), бесконечно большой ток, бесконечно большое магнитное поле и бесконечно большая э. д. с. самоиндукции, что невозможно. Значит, если на идеальный проводник действует электромагнитное поле, то на его поверхности (на которую действует поле) течет ток, создающий такое магнитное поле и такую э. д. с. самоиндукции, которые полностью нейтрализуют нормальную составляющую внешнего магнитного поля и тангенциальную составляющую внешнего электрического поля, в результате чего внутри проводника нет никаких полей, токов и зарядов.

В отличие от идеального проводника в проводнике с потерями возможно существование небольшого тангенциального электрического поля на поверхности; это поле преодолевает активное сопротивление проводника. Внутри проводника с потерями электромагнитное поле и ток высокой частоты проникают на небольшую глубину, причем с увеличением глубины они уменьшаются по экспоненциальному закону.

Плотность тока будет равна нулю на глубине

$$d [\text{м}] = \frac{K}{\sqrt{f}},$$

где  $K$  — коэффициент, зависящий от проводимости металла;  
 $f$  — частота поля в герцах.

Для меди  $K=0,33$  и при частоте  $f=3 \cdot 10^9$  гц ( $\lambda=10$  см)  $d=6$  микрон (на глубине  $d'=1$  микрон плотность тока примерно втрое меньше, чем на поверхности). Из этого примера видно, что сантиметровые волны практически не проникают в толщу металла.

Из граничных условий следует, что если волна встречает на своем пути препятствия в виде идеальной проводящей плоскости, то она отражается от этой плоскости. При наличии только одной падающей волны не могут быть удовлетворены граничные условия — равенство нулю в любой момент времени тангенциальной составляющей электрического поля и нормальной составляющей магнитного поля. С другой стороны, электромагнитная энергия падающей волны не может проникнуть сквозь проводящую поверхность, так как составляющая вектора Пойнтинга, перпендикулярная поверхности проводника, равна нулю вследствие равенства нулю тангенциальной составляющей электрического поля. Следовательно, энергия падающей волны отражается от проводящей поверхности.

Отраженная волна имеет такую фазу поля, при которой удовлетворяются граничные условия. Если, например, электрическое поле падающей волны параллельно отражающей поверхности, то отраженная волна у проводящей поверхности будет иметь фазу электрического поля, противоположную фазе падающей волны. Вообще фазы тангенциальных составляющих электрических полей и нормальных составляющих магнитных полей падающей и отраженной волн на проводящей поверхности противоположны. Отсюда вытекают известные оптические законы отражения: а) угол падения равен углу отражения и б) лучи падающей и отраженной волн и перпендикуляр к отражающей поверхности в точке падения луча лежат в одной плоскости.

### **3. Волны поперечные, поперечно-электрические и поперечно-магнитные**

Предположим, что из некоторого центра (излучателя) равномерно во все стороны распространяются электромагнитные волны. Направления распространения радиоволн называются лучами; в однородной среде лучи являются прямыми линиями. Радиоволны, силовые электрические и магнитные линии которых взаимно перпендикулярны и перпендикулярны лучу, называются поперечными и обозначаются символом *ТЕМ*.

Поверхность, во всех точках которой радиоволна имеет одну

и ту же фазу, называется фронтом волны. Когда радиоволна распространяется равномерно во все стороны от некоторого излучателя, то фронтом волны будет сферическая поверхность, центр которой лежит в пункте излучения радиоволн. При большом удалении от излучателя небольшие участки сферической поверхности можно считать плоскостями. Волна называется плоской, если ее фронт представляет собой плоскость. Во всех

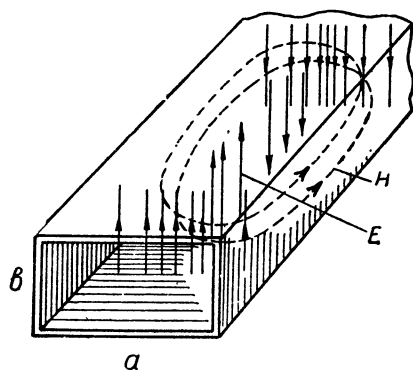


Рис. 3.6. Поперечно-электрическая (TE) волна в волноводе

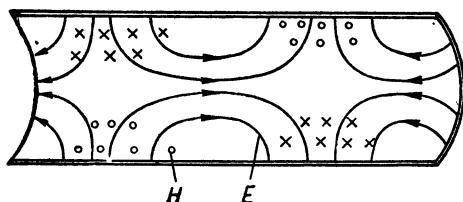


Рис. 3.7. Поперечно-магнитная (TM) волна в волноводе

точках фронта плоской волны электрические (магнитные) силовые линии между собой параллельны.

Направление распространения волны всегда перпендикулярно фронту волны.

Поперечная плоская волна — это простейший тип волны. Существуют и другие, более сложные типы волн, например поперечно-электрические и поперечно-магнитные. Они образуются в результате сложения (интерференции) плоских волн. В волноводах не может существовать одна поперечная волна. Действительно, предположим, что в волноводе образуется только поперечное электрическое поле волны (рис. 3.6). Тогда магнитное поле ее обязательно должно иметь продольную составляющую, так как оно должно охватывать поперечный ток смещения и

у стенок волновода должно быть параллельно им. Такие волны в волноводе называются поперечно-электрическими и обозначаются символом TE. Эти же волны называются магнитными и обозначаются буквой H, что подчеркивает наличие продольной составляющей магнитного поля.

Предположим, что переменное магнитное поле расположено целиком в поперечном сечении волновода (рис. 3.7). Такое поле может быть создано продольными токами проводимости или продольными токами смещения. Внутри волновода нет проводников, и токи проводимости, текущие по стенкам волновода, не могут создать внутри волновода магнитное поле. Таким образом, поперечное магнитное поле в волноводе создается продольными токами смещения, т. е. электрическое поле волны

имеет продольную составляющую. Такие волны называются поперечно-магнитными и обозначаются символом  $TM$ , эти же волны называются электрическими и обозначаются буквой  $E$ .

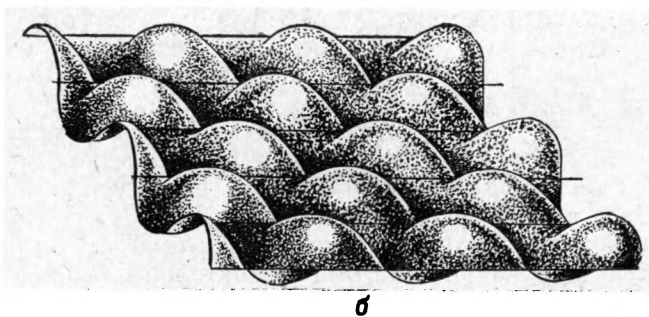
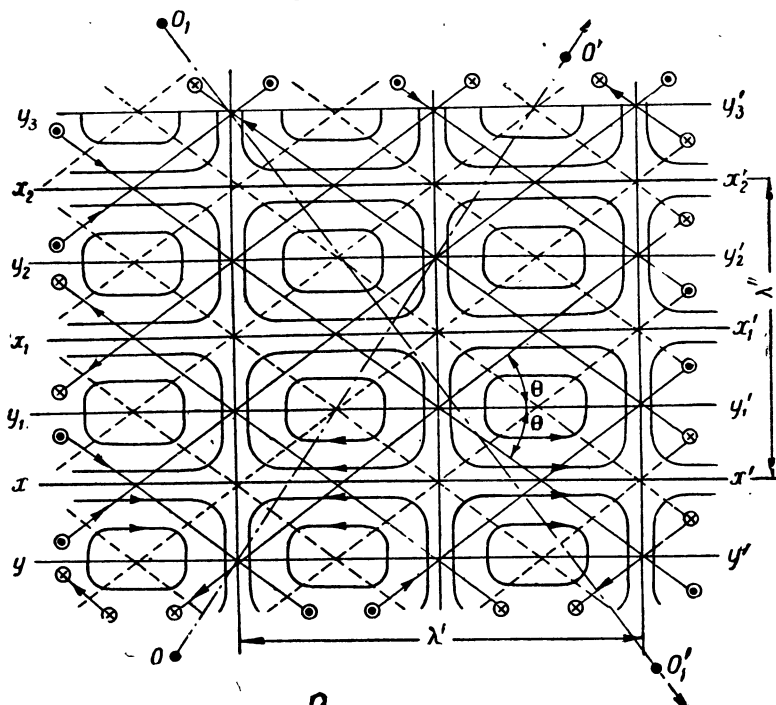


Рис. 3.8. Образование магнитной ( $H$ ) волны при сложении двух плоских поперечных волн (а) и пространственная картина волны (б)

Рассмотрим образование  $TE$  волны на следующем простейшем примере. Пусть в свободном пространстве распространяются плоские поперечные ( $TEM$ ) радиоволны с одинаковыми частотами и амплитудами в направлениях  $OO'$  и  $O_1O_1'$  (рис. 3.8). Будем считать, что магнитные силовые линии парал-

лельны плоскости чертежа, а электрические — перпендикулярны.

На рисунке сплошными линиями показаны магнитные силовые линии в местах максимальной напряженности поля. Эти линии можно считать фронтами плоских волн. Расстояние между двумя сплошными линиями одной и той же радиоволны равно половине длины волны. Пунктирные линии соответствуют точкам на плоскости, в которых в данный момент напряженность поля равна нулю. Направление электрических силовых линий обозначено крестиками (от нас к чертежу) и точками (от чертежа к нам).

Электрические силовые линии обеих плоских поперечных волн параллельны друг другу, и напряженность электрического поля результирующей волны равна алгебраической сумме напряженностей полей составляющих волн. Силовые электрические линии результирующей волны перпендикулярны плоскости чертежа.

Магнитное поле результирующей волны в каждой точке равно геометрической сумме составляющих волн. В точках пересечения сплошных линий результирующее магнитное поле направлено по биссектрисе угла между направлениями магнитных силовых линий плоских волн, а в точках пересечения сплошных и пунктирных линий оно имеет направление сплошной линии. Если определить направление магнитного поля во всех точках плоскости чертежа, то обнаружим, что магнитные силовые линии имеют форму замкнутых петель. Центрами этих петель служат точки пересечения пунктирных линий, в которых напряженность электрического и магнитного полей равны нулю. Электрическое поле в плоскостях  $xx'$ ,  $x_1x_1'$ ,  $x_2x_2'$  и т. д., перпендикулярных плоскости чертежа, равно нулю, а магнитное поле результирующей волны у этих плоскостей им параллельно. Электрическое поле результирующей волны максимально в плоскостях  $yy'$ ,  $y_1y_1'$  и т. д. (см. рис. 3.8) в точках пересечения сплошных линий (фронт) составляющих волн. Напряженность электрического поля в этих точках равна удвоенной напряженности поля плоской волны. Магнитное поле у плоскостей  $yy'$ ,  $y_1y_1'$  и т. д. им перпендикулярно.

Пространственная геометрическая картина результирующей волны показана на рис. 3.8, б. Горизонтальные линии на этом рисунке соответствуют линиям  $xx'$ ,  $x_1x_1'$  и т. д. верхней части рисунка, а горбы и впадины соответствуют максимумам электрического поля. Горбы и впадины перемещаются как бы между вертикальными стенками, обозначенными на этом рисунке горизонтальными линиями.

Плоские волны распространяются в направлениях  $OO'$  и  $O_1O_1'$  со скоростью  $3 \cdot 10^8$  м/сек. Результирующая волна распространяется по направлению  $xx'$  с некоторой скоростью  $v_\phi$ , которая называется фазовой скоростью.

Фазовую скорость можно определить как скорость перемещения точки в пространстве с заданной фазой результирующего поля. Если бы наблюдатель мог перемещаться в пространстве с фазовой скоростью результирующей волны, то он наблюдал бы постоянные электрическое и магнитное поля.

Фазовую скорость следует отличать от групповой скорости  $v_{гр}$ , под которой понимают скорость распространения электромагнитной энергии. Групповая и фазовая скорость поперечной волны (*TEM*) одна и та же и в свободном пространстве равна  $3 \cdot 10^8$  м/сек. Фазовая скорость является условным

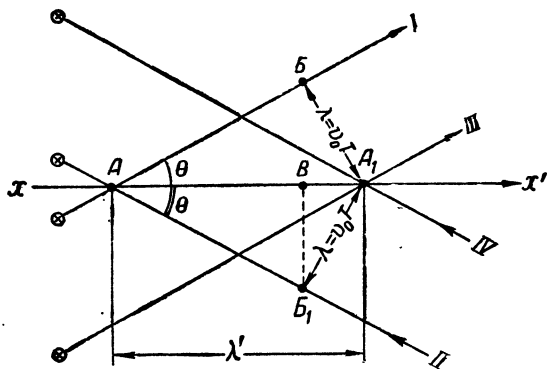


Рис. 3.9. Метод определения фазовой скорости *TE*-волны

понятием в том смысле, что она не определяет скорости распространения энергии. В нашем примере энергию переносят две плоские волны в направлениях  $OO'$  и  $O_1O_1'$ . Однако длина результирующей волны в направлении  $xx'$  зависит от скорости ее распространения, т. е. от фазовой скорости.

Для подсчета фазовой скорости результирующей волны воспользуемся рис. 3.9. Допустим, что в момент  $t=0$  фронты волн занимают положения I и II. Через промежуток времени  $t=T$  фронты займут положения III и IV, а точка пересечения фронтов A переместится по линии  $xx'$  и займет новое положение A1. В момент  $t=0$  в точке A электрическое поле было максимальным, равным сумме полей составляющих волн, и направлено от нас к чертежу, а результирующее магнитное поле было направлено по биссектрисе тупого угла. К моменту времени  $t=T$  это поле переместится в точку A1. Отрезок AA1 равен длине результирующей волны  $\lambda'$ , распространяющейся в направлении  $xx'$  (см. рис. 3.8), а отрезок  $A_1B=A_1B_1$  равен длине поперечной (*TEM*) волны  $\lambda$ . Из прямоугольного треугольника AA1B найдем

$$\lambda = \lambda' \sin \theta,$$

или

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\sin \theta}. \quad (3.1)$$

Так как  $\lambda = v_0 T$ , а  $\lambda' = v_\Phi T$ , то из формулы (3.1) получаем

$$v_\Phi = \frac{v_0}{\sin \theta}. \quad (3.2)$$

При изменении угла  $\theta$  от 0 до  $90^\circ$   $v_\Phi$  изменяется от  $\infty$  до  $v_0$ , а  $\lambda'$  — от  $\infty$  до  $\lambda$ .

Скорость распространения энергии в направлении  $xx_1$ , т. е. групповая скорость результирующей волны, равна проекции вектора скорости  $v_0$  на это направление. Из рис. 3.9 видно, что  $A_1 B = A_1 B_1 \sin \theta$ , или

$$v_{гр} T = v_0 T \sin \theta,$$

т. е.

$$v_{гр} = v_0 \sin \theta. \quad (3.3)$$

Из формулы (3.3) видно, что групповая скорость имеет максимальное значение  $v_0$  при  $\theta = 90^\circ$ , когда результирующая волна распространяется в одном направлении с составляющими. При  $\theta = 0$   $v_{гр} = 0$ , т. е. вдоль фронта плоской волны энергия не распространяется.

Из формул (3.2) и (3.3) следует, что

$$v_{гр} v_\Phi = v_0^2 = \text{const}. \quad (3.4)$$

Результирующая волна — магнитная, так как ее электрическое поле целиком лежит в плоскости, перпендикулярной направлению ее распространения, а магнитное поле имеет продольную составляющую. Из рис. 3.8 видно, что электрическое поле максимально в тех точках, где максимальна поперечная составляющая магнитного поля, т. е. поперечные составляющие электрического и магнитного полей  $H$ -волны совпадают по фазе. Из рис. 3.8 также видно, что расстояние между соседними плоскостями  $xx_1$  и  $x_1 x_1'$  равно половине длины волны ( $\lambda''$ ) в направлении, перпендикулярном ее распространению, причем  $\lambda'' \neq \lambda'$ .

## § 2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ВОЛНОВОДАХ

### 1. Волна $H_{10}$ в прямоугольном волноводе

Основным типом волны в прямоугольном волноводе является магнитная волна  $H_{10}$ , поле которой образовано сложением плоских поперечных волн. Представим себе (см. рис. 3.8) что вместо плоскостей  $xx'$  и  $x_1 x_1'$  поставлены тонкие проводящие стенки, служащие боковыми стенками волновода, и две проводящие стенки, параллельные плоскости чертежа. Расположенные та-

ким образом стенки образуют прямоугольный волновод, в котором распространяется магнитная волна  $H_{10}$ . Проводящие стенки не изменяют конфигурации поля между плоскостями  $xx'$  и  $x_1x_1'$ . Для стенок, поставленных вместо плоскостей  $xx'$  и  $x_1x_1'$ , выполняются граничные условия: электрическое поле вдоль этих стенок равно нулю, а магнитное поле параллельно им. Выполняются граничные условия и для двух других стенок воображаемого волновода: электрические силовые линии перпендикулярны им, а магнитные силовые линии параллельны. Можно считать, что волна  $H_{10}$  образуется плоской поперечной волной, распространяющейся в волноводе под углом  $\theta$  к его оси и многократно отражающейся от его боковых стенок (рис. 3.10).

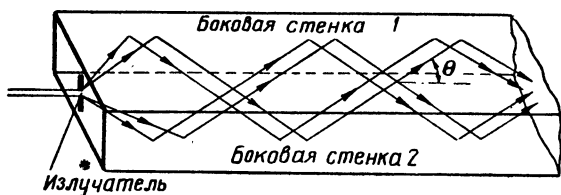


Рис. 3.10. Распространение плоских волн в прямоугольном волноводе

Конфигурация поля волны  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе для некоторого момента времени  $t_1$  показана на рис. 3.11. Силовые электрические линии начинаются на положительных зарядах одной горизонтальной стенки и оканчиваются на отрицательных зарядах другой горизонтальной стенки. Заряды на внутренней поверхности волновода индуцирует распространяющаяся в нем волна. В средней части поперечного сечения волновода напряженность электрического поля наибольшая, а у боковых стенок она равна нулю. Вертикальное электрическое поле создает вертикальные токи смещения в волноводе, которые окружены магнитными силовыми линиями, лежащими в горизонтальных плоскостях. Волна называется магнитной и обозначается буквой  $H$  потому, что имеет продольную (направленную по оси волновода) составляющую магнитного поля и поперечное электрическое поле.

Простейшая волна обозначается индексами 10 (читается один — ноль) потому, что вдоль широкой (большой) стороны  $a$  поперечного сечения волновода укладывается только один максимум поля (индекс 1), а вдоль узкой (меньшей) стороны сечения  $b$  поле не изменяется (индекс 0). В общем случае волна обозначается  $H_{mn}$  или  $E_{mn}$ . Индекс  $m$  указывает число максимумов поля, укладываемых вдоль стороны  $a$ , индекс  $n$  — число максимумов, укладываемых вдоль стороны  $b$  волновода.



На рис. 3.12 показана волна  $H_{10}$  в момент времени  $t_2 = t_1 + \frac{T}{4}$ . Из сравнения рис. 3.12 и 3.11 следует, что поперечная составляющая магнитного поля изменяется в фазе с электрическим полем, а продольная составляющая сдвинута на четверть периода. Произведение напряженности электрического поля на напряженность поперечной составляющей магнитного поля

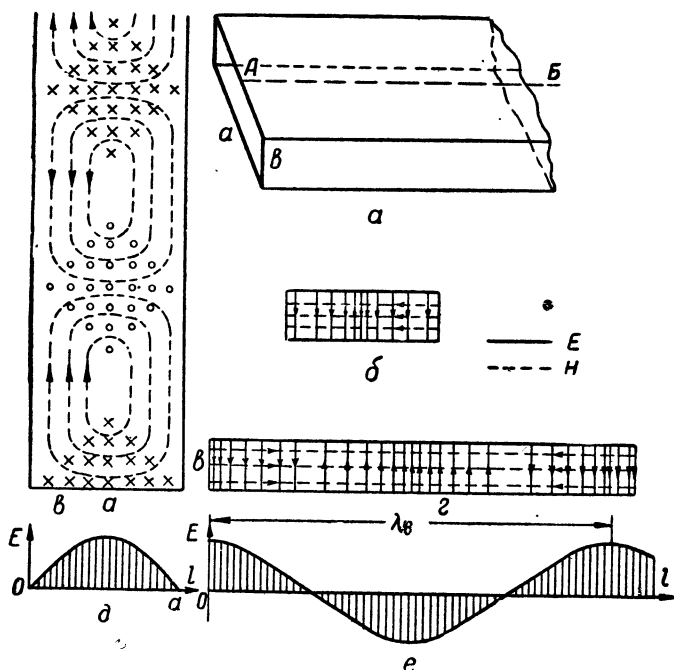


Рис. 3.11. Электромагнитное поле волны  $H_{10}$  для момента времени  $t_1$ :

$a$  — волновод;  $b$  — поле в поперечном сечении волновода;  $c$  — поле в горизонтальном сечении волновода (вид сверху);  $d$  — поле в вертикальном сечении волновода  $AB$ ;  $e$  — распределение напряженности электрического поля вдоль стороны  $a$ ;  $f$  — распределение напряженности электрического поля по оси волновода

определяет плотность потока энергии вдоль оси волновода, т. е. равно продольной составляющей вектора Пойнтинга. Продольное магнитное поле не участвует в переносе энергии вдоль оси волновода, а его наличие указывает на то, что энергия совершает колебания в поперечном сечении волновода, так как составляющая вектора Пойнтинга направлена перпендикулярно оси волновода.

К выводу о том, что в поперечном сечении волновода должны происходить колебания электромагнитной энергии, можно прийти в результате следующих рассуждений. Представим себе

двухпроводную симметричную линию, вдоль которой распространяется волна  $TEM$  (рис. 3.13). Подключим к этой линии с обеих ее сторон четвертьволновые короткозамкнутые шлейфы.

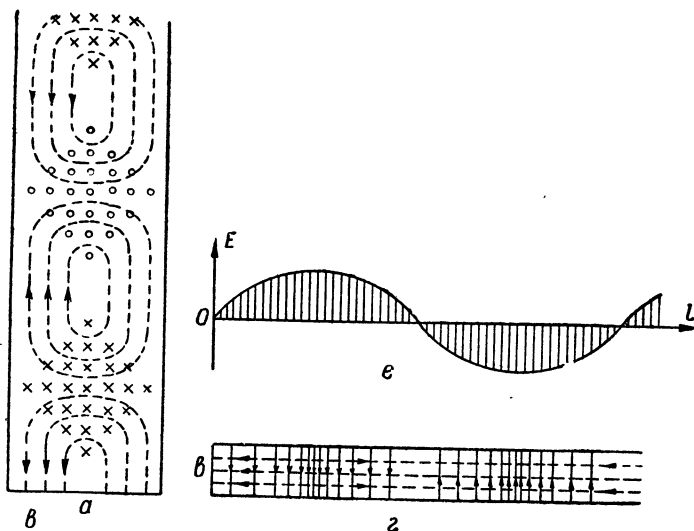


Рис. 3.12. Электромагнитное поле волны  $H_{10}$  для момента времени  $t_2 = t_1 + \frac{T}{4}$

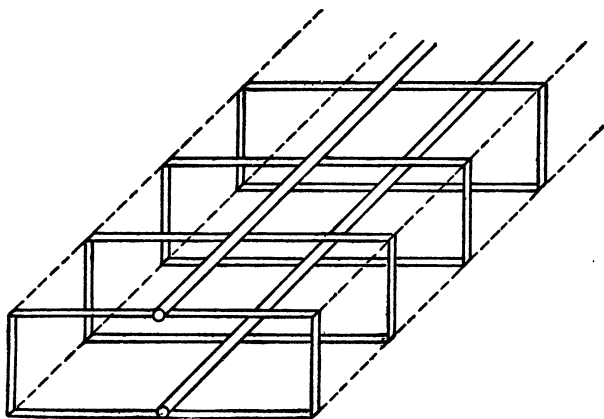


Рис. 3.13. Схема превращения двухпроводной линии в волновод

Это не повлияет на распространение энергии вдоль линии (потери в шлейфах пренебрегаем). В шлейфах будут стоячие волны напряжения и тока, т. е. колебания энергии. Если число шлейфов взять достаточно большим, то они образуют сплошную поверхность прямоугольного волновода. При этом, конечно,

изменится и структура поля, и волна  $ТЕМ$  в линии превратится в волну  $H_{10}$  в волноводе. Следовательно, колебания энергии в поперечном сечении волновода можно представить себе как колебания в четвертьволновых короткозамкнутых шлейфах, образующих стенки волновода.

Электромагнитная волна, распространяющаяся внутри волновода, наводит на его внутренней поверхности электрический ток. Поперечное электрическое поле (или поперечное магнитное

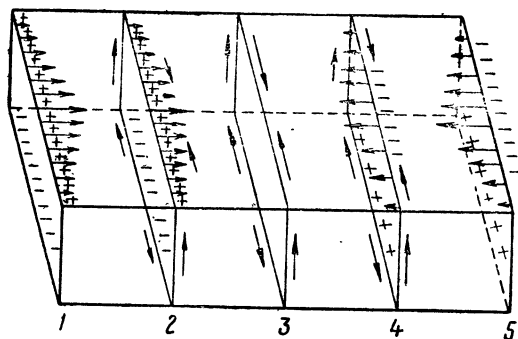


Рис. 3.14. Распределение токов на внутренней поверхности отрезка волновода длиной  $l = \frac{1}{2} \lambda_g$  (величины токов пропорциональны длинам стрелок)

поле) создает в верхней и нижней стенках продольные токи (рис. 3.14). Продольная составляющая магнитного поля вызывает поперечный электрический ток, который можно также представить как ток, замыкающий противоположные заряды верхней и нижней стенок волновода. Плотность токов на различных участках пропорциональна длинам стрелок, показывающих направление

этих токов. Продольные токи показаны только в верхней стенке; в нижней стенке они имеют такое же распределение и соответственно противоположную фазу.

Перейдем теперь к изучению некоторых количественных соотношений для волны  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе.

## 2. Предельная волна. Фазовая и групповая скорости волн в волноводах

Волна  $H_{10}$  возникает в результате сложения двух плоских волн, поэтому для нее можно применить выводы, полученные в § 1. Для большей наглядности воспользуемся рис. 3.15. Пусть в прямоугольном волноводе распространяется плоская волна, луч которой показан на рисунке тонкой сплошной линией. Сплошными толстыми линиями показаны фронты волны, соответствующие максимальному значению поля, а пунктирными линиями — фронты волны, соответствующие нулевому значению поля. Будем считать, что электрическое поле вдоль фронтов  $I$  и  $II$  направлено от чертежа к нам. Тогда электрическое поле фронтов  $III$  и  $IV$  имеет противоположную фазу, так как эти фронты удалены от  $I$  и  $II$  на расстояние  $\frac{\lambda}{2}$ . У стенок волново-

да электрическое поле равно нулю, так как оно складывается из двух равных и противоположных по фазе полей фронтов II, III и I, IV, т. е. граничное условие у стенок волновода выполняется.

Из прямоугольного треугольника  $OBB$  находим

$$OB = OB \cos \theta,$$

или

$$\frac{\lambda}{4} = \frac{a}{2} \cos \theta,$$

т. е.

$$\lambda = 2a \cos \theta. \quad (3.5)$$

Из формулы (3.5) видно, что при заданной ширине волновода  $a$  угол падения плоской волны должен быть тем меньше,

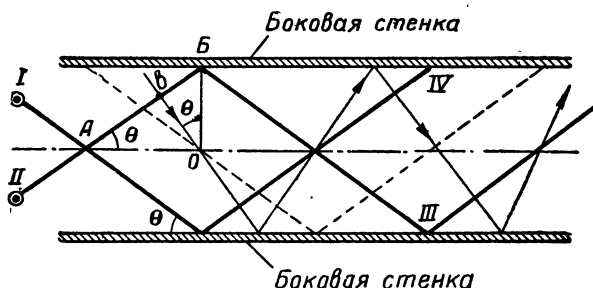


Рис. 3.15. Метод определения длины волны и фазовой скорости в волноводе

чем длиннее волна. Наибольшая длина волны, которая еще удовлетворяет уравнению (3.5), называется предельной волной и определяется по формуле

$$\lambda_{\text{пр}} = 2a. \quad (3.6)$$

Волна предельная и волна длиннее предельной в волноводе распространяться не могут. Действительно, при  $\lambda = \lambda_{\text{пр}} \cos \theta = 1$ , т. е.  $\theta = 0^\circ$ , а это означает, что фронт плоской волны параллелен оси волновода, т. е. плоская волна совершает колебания между боковыми стенками волновода, и вдоль оси волновода энергия распространяться не будет. При  $\lambda > \lambda_{\text{пр}} = 2a$  уравнение (3.5) не может быть удовлетворено. Это означает, что невозможно указать такой угол падения плоской волны, при котором энергия распространялась бы вдоль оси волновода.

Образование волны  $H_{10}$  в волноводе по существу не отличается от рассмотренного на рис. 3.8 сложения плоских волн в свободном пространстве. Поэтому можно утверждать, что длина волны в волноводе  $\lambda_{\text{в}}$  больше длины волны в свободном пространстве  $\lambda$ . В волноводе длину волны измеряют вдоль его оси, т. е. вдоль направления распространения волны.

В общем случае эта длина волны не равна длине волны в поперечном сечении волновода  $\lambda'_b$ , которая для волны  $H_{10}$  всегда составляет  $2a$  независимо от угла падения  $\theta$ . Если при заданной ширине волновода  $a$  изменить длину плоской волны  $\lambda$  в небольших пределах, то, как следует из уравнения (3.5), изменяется угол падения  $\theta$  и длина волны  $\lambda_b$ , но на стороне  $a$  будет укладываться половина волны  $\frac{\lambda'_b}{2}$ . Если при заданной длине волны в свободном пространстве  $\lambda$  изменять размер  $a$  волновода в небольших пределах, то будут изменяться угол падения и длины волн  $\lambda_b$  и  $\lambda'_b = 2a$ . В обоих случаях для существования волны в волноводе необходимо выполнение условия  $\lambda < \lambda_{\text{пр}}$ .

Из прямоугольного треугольника  $ABO$  (см. рис. 3.15) находим

$$BO = AO \sin \theta,$$

$$\frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda_b}{4} \sin \theta,$$

т. е.

$$\lambda_b = \frac{\lambda}{\sin \theta}. \quad (3.7)$$

Умножив правую и левую части уравнения (3.7) на частоту  $f$ , которая не изменяется при переходе из свободного пространства в волновод (и наоборот), получим уже известную нам формулу (3.2).

Скорость распространения энергии вдоль оси волновода, т. е. групповая скорость волны в волноводе, равна проекции вектора скорости плоской волны  $v_0$  на ось волновода. Ее можно определить по формуле (3.3).

Из треугольника  $OBV$  находим

$$\cos \theta = \frac{1}{4} \lambda : \frac{a}{2} = \frac{\lambda}{2a} = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}};$$

$$\sin \theta = \sqrt{1 - \cos^2 \theta} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}. \quad (3.8)$$

Пользуясь выражением (3.8), можно преобразовать формулы (3.2), (3.3) и (3.7) следующим образом:

$$\lambda_b = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}}; \quad (3.9)$$

$$v_{\Phi} = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}}; \quad (3.10)$$

$$v_{\text{гр}} = v_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}. \quad (3.11)$$

Фазовая и групповая скорости и длина волны в волноводе заметно отличаются от скорости света  $v_0$  и длины волны в свободном пространстве в том случае, когда длина волны  $\lambda$  возбуждающего волновод источника близка к предельной волне  $\lambda_{\text{пр}}$ , так как в этом случае  $\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}$  значительно меньше единицы. Если же длина волны возбуждающего источника значительно меньше длины предельной волны, то  $\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{пр}}}\right)^2}$  можно считать равным единице и  $v_{\text{ф}} \approx v_{\text{гр}} \approx v_0$ , а  $\lambda_{\text{в}} = \lambda$ . При  $\lambda \ll \lambda_{\text{пр}}$  угол  $\theta$  между фронтом волны и осью волновода, как это следует из формулы (3.5), приближается к  $90^\circ$ , т. е. волна типа *TEM* распространяется в волноводе, как в свободном пространстве.

### 3. Другие типы волн в прямоугольном волноводе

В прямоугольном волноводе может распространяться множество магнитных ( $H_{mn}$ ) или электрических ( $E_{mn}$ ) волн. Обычно используется основная волна прямоугольного волновода  $H_{10}$ , так как она имеет наибольшую предельную волну.

Второй после  $H_{10}$  простейшей волной является волна  $H_{01}$ . Поле ее показано на рис. 3.16. Предельная длина этой волны  $\lambda_{\text{пр}} = 2b$ , т. е. меньше, чем предельная волна  $H_{10}$ . Волна  $H_{01}$  обычно на практике не применяется.

Простейшей электрической ( $E$ ) волной в прямоугольном волноводе является волна  $E_{11}$ . Поле ее показано на рис. 3.17. Предельная длина волны  $E_{11}$  определяется по формуле

$$\lambda_{\text{пр}} = \frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}. \quad (3.12)$$

Поперечное магнитное поле волны  $E_{11}$  образовано продольными токами смещения. Магнитное поле имеет максимальное значение там, где возникает максимальная (в данный момент) скорость изменения продольной составляющей электрического поля.

Поперечные составляющие магнитного и электрического полей для любых типов бегущих волн в волноводах совпадают по фазе. Их произведением определяется плотность потока мощности вдоль оси волновода.

Волны  $E_{01}$  и  $E_{10}$  в прямоугольном волноводе не существуют.

На рис. 3.18 показано поле волны  $H_{11}$  в прямоугольном волноводе. Предельная длина волны этого типа определяется по формуле (3.12).

Волны, у которых один из индексов,  $m$  или  $n$ , больше единицы, принято называть волнами высших порядков. Предельная

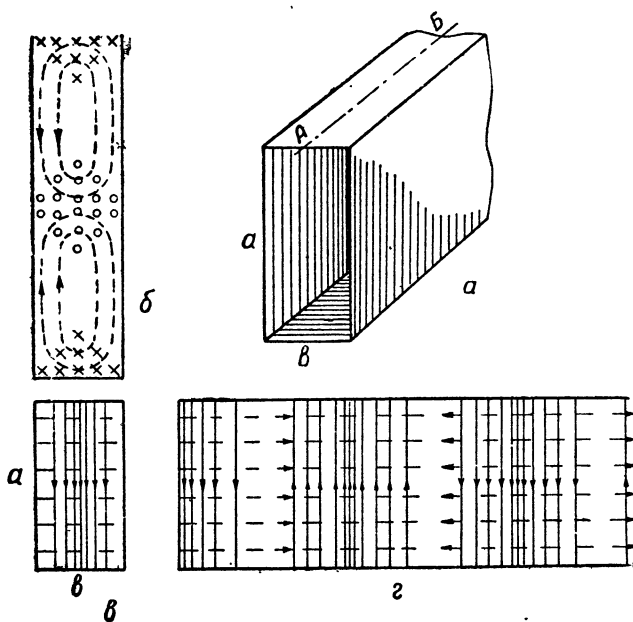


Рис. 3.16. Поле волны  $H_{01}$  в прямоугольном волноводе: а — волновод; б — поле в горизонтальном сечении; в — поле в поперечном сечении; г — поле в вертикальном сечении  $AB$

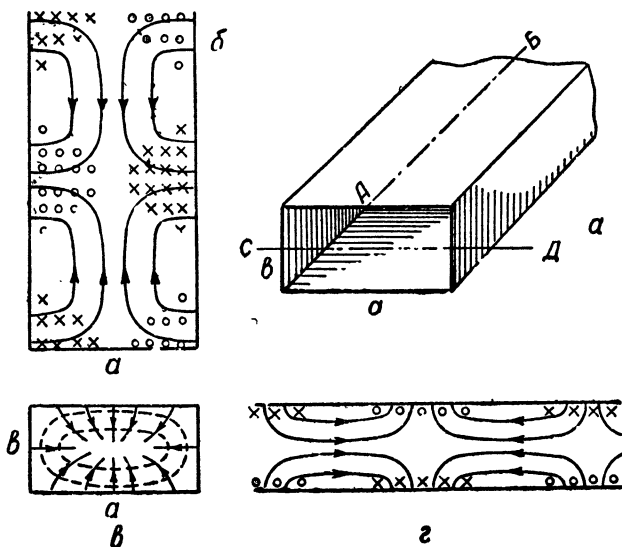


Рис. 3.17. Поле волны  $E_{11}$  в прямоугольном волноводе: а — волновод; б — поле в горизонтальном сечении; в — поле в поперечном сечении; г — поле в вертикальном сечении по  $AB$

волна любого типа волн в прямоугольном волноводе определяется по формуле

$$\lambda_{\text{пр}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}, \quad (3.13)$$

где  $m$  и  $n$  — индексы волны, т. е. любые целые положительные числа;

$a$  и  $b$  — поперечные размеры волновода.

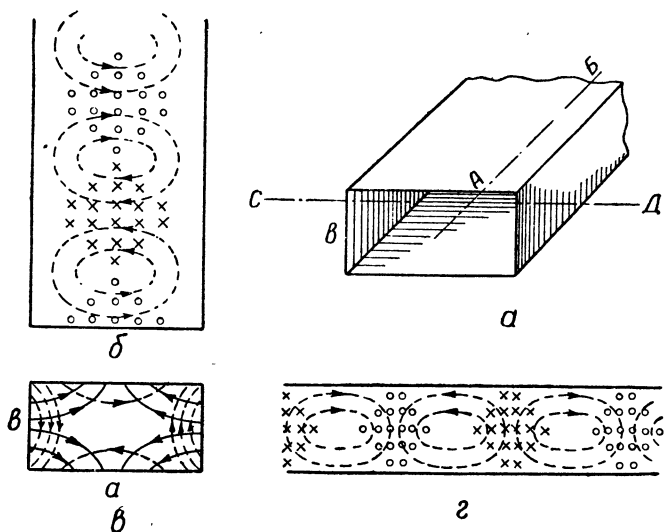


Рис. 3.18. Поле волны  $H_{11}$  в прямоугольном волноводе:  $a$  — волновод;  $b$  — поле в горизонтальном сечении;  $a$  — поле в поперечном сечении;  $z$  — поле в вертикальном сечении по  $AB$

Из этой формулы следует, что предельные волны имеют прерывистый спектр, т. е. каждый тип волны имеет свою предельную волну определенной длины. Так, например, для волны  $H_{20}$  (рис. 3.19) длина предельной волны равна  $a$ , а для волны  $H_{21}$  и  $E_{21}$  (рис. 3.20) предельная волна определяется по формуле

$$\lambda_{\text{пр}} = \frac{2ab}{\sqrt{4b^2 + a^2}}.$$

Выясним теперь, какими должны быть размеры волновода, чтобы в нем распространялась только основная волна  $H_{10}$ . Выполнение этого условия необходимо потому, что нагрузка волновода обычно рассчитывается для одного простейшего типа волны. При этом нагрузка не может поглощать энергии волн высших порядков, и распространение их надо предотвратить, чтобы исключить излишние потери энергии в волноводе. Это можно сделать подбором размеров волновода, от которых за-



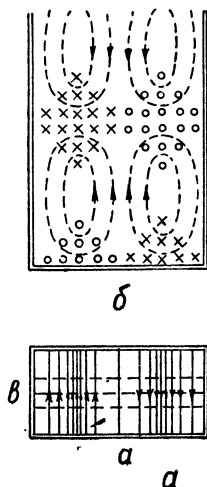
висят предельные волны всех типов. Если длина волны возбуждателя (длина плоской волны)  $\lambda$  задана, то для распространения в волноводе волны  $H_{10}$  необходимо, чтобы размер  $a$  волновода удовлетворял условию

$$\lambda_{\text{пр}} = 2a > \lambda,$$

или

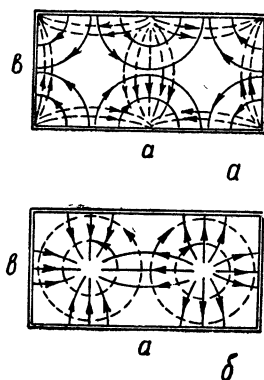
$$a > \frac{\lambda}{2},$$

т. е. длина волны в свободном пространстве должна быть меньше предельной волны типа  $H_{10}$ . Размер  $a$  волновода не должен



**Рис. 3.19.** Поле волны  $H_{20}$  в прямоугольном волноводе:

$a$  — в поперечном сечении;  $b$  — в горизонтальном сечении (вид сверху)



**Рис. 3.20.** Поле волны  $H_{21}(a)$  и поле волны  $E_{21}(b)$  в поперечном сечении прямоугольных волноводов

превышать длины волны, иначе в нем будут распространяться волны  $H_{20}$ , для которых  $\lambda_{\text{пр}} = a$ .

Таким образом, при заданной длине волны  $\lambda$  ширина волновода  $a$  выбирается из условия

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda.$$

На практике применяются прямоугольные волноводы, ширина которых  $a = 0,7\lambda$ . Чтобы предотвратить распространение волны  $H_{01}$ , для которой  $\lambda_{\text{пр}} = 2b$ , размер  $b$  волновода должен быть меньше  $\frac{\lambda}{2}$ . Обычно его выбирают из условия

$$b = 0,5a = 0,35\lambda.$$

Значит, в волноводе, размеры которого выбраны из условий

$$a = 0,7\lambda,$$

$$b = 0,35\lambda,$$

может распространяться только волна  $H_{10}$ .

От поперечных размеров волновода зависят максимальная передаваемая мощность и коэффициент затухания. Максимальная передаваемая мощность  $P_{\text{макс}}$  определяется пробивным напряжением; она тем меньше, чем меньше высота  $b$  волновода. Пробой волновода может произойти только в его середине, где образуются максимальная напряженность электрического поля и максимальная разность потенциалов.

В стенках волновода, обладающих конечной проводимостью, теряется часть энергии волн на тепло; поэтому их амплитуды уменьшаются вдоль оси волновода. Коэффициент затухания приблизительно пропорционален отношению внутреннего периметра волновода к площади его поперечного сечения. Это вытекает из того, что энергия запасается во всем объеме волновода, а теряется в объеме поверхностного слоя.

С уменьшением высоты волновода  $b$  коэффициент затухания возрастает. Это можно объяснить следующим образом. Если уменьшить сторону  $b$  на величину  $\Delta b$ , а напряженность электрического и магнитного полей оставить без изменения, то токи в стенках волновода не изменятся, а потери уменьшатся пропорционально уменьшению периметра. Но при этом и передаваемая мощность уменьшится пропорционально уменьшению площади поперечного сечения (так как плотность потока мощности не изменится). Отношение мощности потерь к передаваемой мощности возрастет, т. е. коэффициент затухания увеличится.

Выбор размера  $b$  волновода определяется не только условием  $b < \frac{\lambda}{2}$ , но и величинами передаваемой мощности и допустимого коэффициента затухания. Затухание волны в волноводе зависит не только от его поперечных размеров, но и от типа волны, ее длины, проводимости стенок и заполнения волновода.

#### 4. Основные типы волн в круглых волноводах

В круглом волноводе могут распространяться магнитные ( $H_{mn}$ ) и электрические ( $E_{mn}$ ) волны. Каждый тип волны в круглом волноводе характеризуется двумя индексами  $m$  и  $n$ . Индекс  $m$  показывает число максимумов поля, укладываемых вдоль полукруглости, индекс  $n$  — число максимумов поля, укладываемых вдоль диаметра.

Основной волной круглого волновода является волна типа  $H_{11}$  (рис. 3.21). Электрическое поле ее лежит в плоскости поперечного сечения, а магнитное поле имеет поперечную и продольную составляющие. По конфигурации поля волна  $H_{11}$  в круглом волноводе подобна волне  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе. Электромагнитное поле вызывает в стенках волновода продольные и поперечные токи, распределенные подобно токам волны  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе. Волна  $H_{11}$  в круглом волноводе имеет наибольшую предельную волну из всех типов волн, могущих распространяться в волноводе данного диаметра.

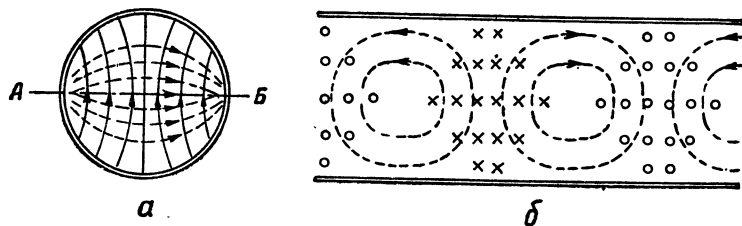


Рис. 3.21. Поле волны  $H_{11}$  в круглом волноводе: а — в поперечном сечении; б — в осевом сечении АБ

Предельная длина волны  $H_{11}$  определяется по формуле

$$\lambda_{\text{пр}} = 3,4r,$$

где  $r$  — радиус волновода.

Значит, для распространения волны  $H_{11}$  в волноводе необходимо выполнение условия

$$r > \frac{\lambda}{3,4}.$$

Если, например,  $\lambda = 10$  см, то диаметр круглого волновода должен быть не менее 7 см.

Расчеты показывают, что наименьшее затухание волны  $H_{11}$  в круглом волноводе будет при  $r = 0,6\lambda$ . Однако на практике при выборе радиуса трубы стремятся не только получить минимальное затухание, но и предотвратить распространение волн других типов. Длина ближайшей к  $3,4r$  предельной волны (типа  $E_{01}$ ) равна  $2,6r$ . Поэтому для выполнения условия распространения только волны  $H_{11}$  радиус волновода выбирают исходя из неравенства

$$\frac{\lambda}{3,4} < r < \frac{\lambda}{2,6}.$$

Вторым типом волны, которая применяется в некоторых волноводных системах, является волна  $E_{01}$  (рис. 3.22). Поле этой

волны подобно полю волны  $E_{11}$  в прямоугольном волноводе. Волна  $E_{01}$  имеет круговую симметрию, и потому направление ее электрического поля не изменяется при прохождении волны через вращающиеся сочленения; поэтому волна эта применяется в основном во вращающихся сочленениях волновода. Короткая предельная волна ( $\lambda_{\text{пр}} = 2,6r$ ) затрудняет широкое применение этого типа волны.

Круглые волноводы используются значительно реже, чем прямоугольные. Это объясняется тем, что при нарушении формы круглого волновода (вследствие деформации или неточной об-

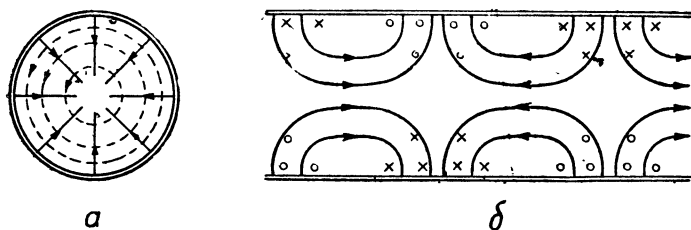


Рис. 3.22. Поле волны  $E_{01}$  в круглом волноводе:  
а — в поперечном сечении; б — в осевом сечении

работки) в нем возникают и распространяются волны других типов; поэтому круглые волноводы труднее согласовывать с нагрузками, чем прямоугольные.

## 5. Волновое сопротивление волновода

При решении ряда задач теории волноводов (ступенчатые и плавные переходы, фильтры и др.) применяется понятие о волновом сопротивлении волновода. Это понятие аналогично понятию о волновом сопротивлении двухпроводной (коаксиальной) линии, что позволяет на эквивалентных схемах заменять волновод двухпроводной линией. Однако такое определение волнового сопротивления для волновода не является однозначным, как для линии. Это объясняется тем, что ток и напряжение имеют различные величины в различных точках поперечного сечения волновода. При наличии в прямоугольном волноводе чисто бегущей волны  $H_{10}$  применимы следующие определения волнового сопротивления:

1. Волновым сопротивлением по напряжению и току  $\rho_{U1}$  называется отношение максимальной амплитуды напряжения  $U_m$  к амплитуде суммарного продольного тока в широкой стенке. Под максимальной амплитудой напряжения понимается максимальная разность потенциалов между широкими стенками на осевом сечении волновода.

2. Волновым сопротивлением по мощности и напряжению

$\rho_{PU}$  называется отношение квадрата максимальной амплитуды напряжения  $U_m^2$  к удвоенной мощности бегущей волны.

3. Волновым сопротивлением по мощности и току  $\rho_{PI}$  называется отношение удвоенной мощности бегущей волны к квадрату амплитуды суммарного продольного тока.

Во все формулы для расчета волновых сопротивлений волновода входит множитель  $\rho_0$ , называемый удельным волновым сопротивлением волновода. На любой волне удельное волновое сопротивление волновода определяется как отношение абсолютных значений векторов поперечных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей, взятых в одной точке в режиме бегущей волны.

Удельное волновое сопротивление можно выразить через волновое сопротивление свободного пространства  $\rho_n$ , под которым понимается отношение напряженности электрического поля волны ТЕМ к напряженности магнитного поля и которое определяется по формуле:

$$\rho_n = \frac{E}{H} = 377 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \text{ [OM]}.$$

Удельное волновое сопротивление для волн  $H_{mn}$  и  $E_{mn}$  в прямоугольном волноводе определяется соответственно по формулам:

$$\rho_0 = \rho_n \frac{\lambda_B}{\lambda} = 377 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \frac{\lambda_B}{\lambda},$$

$$\rho_0 = \rho_n \frac{\lambda}{\lambda_B} = 377 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \frac{\lambda}{\lambda_B}.$$

Для волноводов с воздушным наполнением эти формулы принимают вид:

$$\rho_0 = 377 \frac{\lambda_B}{\lambda} \text{ для волн } H_{mn},$$

$$\rho_0 = 377 \frac{\lambda}{\lambda_B} \text{ для волн } E_{mn}.$$

Волновое сопротивление прямоугольного волновода на волне  $H_{10}$  можно определить по формулам:

$$\rho_{UI} = \rho_0 \frac{\pi b}{2a} \text{ [OM]},$$

$$\rho_{PU} = \rho_0 \frac{2b}{a} \text{ [OM]},$$

$$\rho_{PI} = \rho_0 \frac{\pi b}{4a} \text{ [OM]}.$$

Для круглого волновода с основной волной  $H_{11}$ :

$$\rho_{PU} = \frac{754}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \text{ [ом]}.$$

Близким к понятию волнового сопротивления является входное сопротивление волновода, или сопротивление волновода в данном сечении. Оно определяется аналогично волновому сопротивлению, но в любом режиме равно отношению максимального напряжения к суммарному продольному току. В режиме чисто бегущих волн входное сопротивление имеет активный характер и равно волновому сопротивлению, в режиме смешанных волн оно комплексно, а при наличии только стоячих волн (при отсутствии потерь) — чисто реактивное (емкостного или индуктивного характера). Если реактивное входное сопротивление в данном сечении волновода является емкостным, то это означает, что в данном сечении преобладает поперечное электрическое поле и электрическая энергия больше магнитной и, наоборот, при индуктивном характере сопротивления в данном сечении волновода там преобладает поперечное магнитное поле и энергия магнитного поля больше энергии электрического поля.

Распределение сопротивления волновода вдоль его оси аналогично распределению входного сопротивления линии по ее длине.

### § 3. ВОЗБУЖДЕНИЕ, СОГЛАСОВАНИЕ И СОЧЛЕНЕНИЕ ВОЛНОВОДОВ

#### 1. Возбуждение волн в волноводах

Процесс передачи электромагнитной энергии от источника внутрь волновода называют возбуждением волновода. В качестве возбудителей применяются специальные устройства, которые получают электромагнитную энергию высокой частоты от генераторов обычно с помощью коаксиальной линии (фидера). Возбудитель, таким образом, передает энергию от коаксиального фидера в волновод. В коаксиальном фидере энергия распространяется в виде поперечных электромагнитных ( $ТЕМ$ ) волн, а в волноводе — в виде поперечно-электрических ( $ТЕ$ ) или поперечно-магнитных ( $ТМ$ ) волн. Задача возбуждения волновода состоит в том, чтобы поперечную электромагнитную волну преобразовать (трансформировать) в электрическую или магнитную волну. Эту задачу и выполняет возбудитель, который является переходным устройством от коаксиального фидера к волноводу, т. е. элементом связи между ними. Возбудитель создает в волноводе электрическое или магнитное поле, тождественное с соответствующим полем возбуждаемой волны. Рассмотрим основные способы возбуждения волноводов.

## Возбуждение петель

Внутри волновода через его боковую или торцовую стенку (рис. 3.23) вводится петля (виток), посредством которой осуществляется магнитная (индуктивная) связь коаксиального фидера с волноводом. Петля располагается в волноводе так, чтобы она подобно обмотке трансформатора пронизывалась магнитным полем возбуждаемой волны. Только при этом условии энергия будет передаваться от петли в волновод. Петля питается током высокой частоты, и вокруг нее образуется магнитное поле, имеющее продольную составляющую. Этим создаются благоприятные условия для возбуждения магнитной волны.

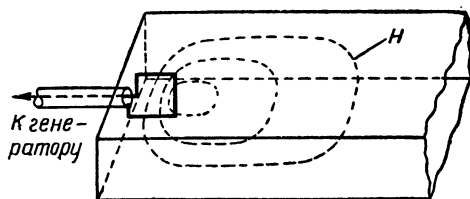


Рис. 3.23. Возбуждение волны  $H_{10}$  петлей (витком)

Математическое поле возбуждаемой волны пересекает петлю и наводит на ней э. д. с. взаимной индукции, которая в общем случае сдвинута по фазе относительно тока на некоторый угол. Поэтому петля представляет для фидера некоторую комплексную нагрузку.

Для согласования коаксиальной линии необходимо, чтобы входное сопротивление петли было чисто активным и равным волновому сопротивлению фидера. Согласование достигается подбором сопротивления  $Z_{вх}$  петли, т. е. подбором ее размеров, расположения относительно стенок волновода и ориентации ее плоскости относительно магнитного поля возбуждаемой волны. Согласовать линию практически очень трудно, и потому этот способ возбуждения применяется редко.

## Возбуждение штырем

Возбуждающий штырь устанавливается в волноводе параллельно электрическому полю возбуждаемой волны. Через штырь осуществляется электрическая связь коаксиальной линии с волноводом. Штырь вводится в волновод при возбуждении волны  $H_{10}$  через верхнюю или нижнюю стенку (рис. 3.24). Последовательно со штырем включается короткозамкнутый шлейф, который служит для согласования. Для согласования торцовую стенку волновода можно перемещать винтом  $S$ .

Штырь, как и любой другой возбудитель, излучает поперечные электромагнитные волны ( $ТЕМ$ ), т. е. является антенной. В результате сложения волн  $ТЕМ$  в волноводе образуется один из типов волн, например волна  $H_{10}$ . Вблизи штыря создается электромагнитное поле сложной формы, в составе которого есть

и волны высших порядков, но они не распространяются в волноводе потому, что этому препятствуют его поперечные размеры.

Отношение напряжения к току у основания штыря (на конце коаксиальной линии) называется входным сопротивлением штыря; это сопротивление комплексное.

Активная составляющая его называется сопротивлением излучения (потерями в штыре пренебрегаем). Для согласования коаксиальной линии необходимо скомпенсировать реактивную составляющую входного сопротивления штыря. Согласование выполняется подбором длины короткозамкнутого шлейфа и величины сопротивления излучения. Сопротивление излучения зависит от расположения штыря относительно стенок волновода. Обычно штырь располагается в середине широкой стенки волновода. В этом случае сопротивление излучения штыря зависит только от расстояния  $l$  между штырем и подвижной торцевой стенкой. В зависимости от  $l$  со-

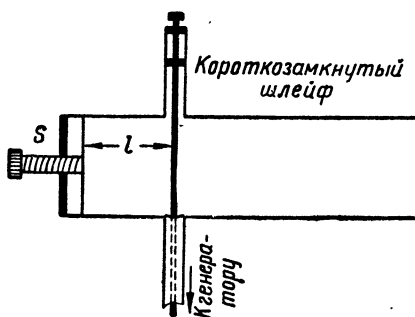


Рис. 3.24. Возбуждение волны  $H_{10}$  штырем

противление излучения штыря изменяется от нуля при  $l = n \frac{\lambda_B}{2}$  до максимального значения при  $l = (2n + 1) \frac{\lambda_B}{4}$ , где  $n = 0, 1, 2, 3 \dots$

В короткозамкнутом отрезке волновода левее штыря (см. рис. 3.24) образуется стоячая волна  $H_{10}$  в результате сложения падающей и отраженной от торцевой стенки волн. При отражении фаза электрического поля изменяется на  $180^\circ$ , а фаза поперечной составляющей магнитного поля остается прежней. Если расстояние между штырем и торцевой стенкой равно половине длины волны в волноводе  $\left(\frac{\lambda_B}{2}\right)$ , то штырь будет расположен в узле электрического поля и пучности поперечного магнитного поля; в этом случае его сопротивление излучения будет равно нулю. Если расстояние  $l$  равно  $\frac{\lambda_B}{4}$ , то штырь оказывается расположенным в пучности электрического поля и узле магнитного поля. В этом случае его сопротивление излучения имеет максимальное значение.

Сопротивление излучения, а следовательно, и мощность излучения штыревого возбудителя зависят от частоты, т. е. штырь является узкополосным возбудителем.

Большой диапазонностью обладает так называемый зондовый возбудитель (рис. 3.25). Он устанавливается в середине



верхней или нижней стенки на расстоянии  $l$  от торцевой стенки. Действует он аналогично штыревому возбуждателю. Его входное сопротивление зависит от длины, расстояния от торцевой стенки  $l$  и поперечных размеров волновода  $a$  и  $b$ . Подбором длины зонда и расстояния его от стенки можно согласовать коаксиальную линию. Недосток зондового возбуждателя — возможность электрического пробоя на стенку волновода.

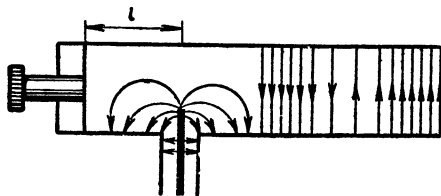


Рис. 3.25. Возбуждение волны  $H_{10}$  зондовым возбуждателем

### Специальные возбудители

На практике применяют-ся специальные возбужде-ли особых конструк-ции. Один из них показан на рис. 3.26. Этот возбуждатель

применяется при передаче больших мощностей, порядка тысяч киловатт. Специальная форма возбуждателя, подобранная экспериментально, облегчает трансформацию поперечной волны коаксиального фидера ( $TEM$ ) в волну  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе. По принципу работы этот возбуждатель не отличается от штыревого (рис. 3.24). Утолщение в верхней части увеличивает его сопротивление излучения.

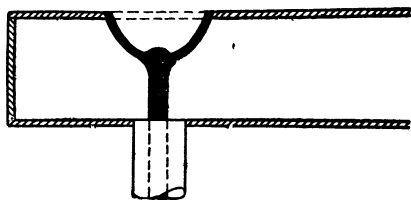


Рис. 3.26. Возбуждение волны  $H_{10}$  вибратором специальной формы (пестиковым)

Входное сопротивление возбуждателя зависит от его формы и от расстояния до торцевой стенки. Согласование коаксиальной линии достигается подбором формы возбуждателя. Иногда для этой же цели применяется подвижная торцевая стенка специальной формы. Возбудитель широкополосный: его сопротивление излучения не изменяется при изменении частоты генератора на  $\pm 3\%$ .

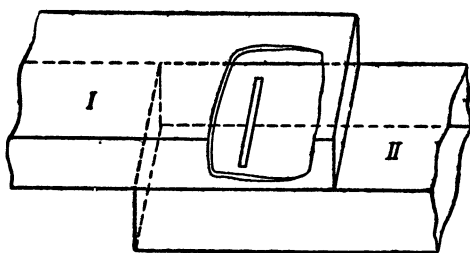


Рис. 3.27. Возбуждение волновода щелью

Недостаток этого типа возбуждателя — трудность изготовления из-за критичности его размеров и формы.

Волновод можно возбуждать от другого волновода или от объемного резонатора посредством щели (рис. 3.27). В щели

образуется электромагнитное поле, поэтому она излучает радиоволны, т. е. является антенной. Антенна питается энергией волны, распространяющейся в волноводе *I*, и возбуждает (излучает) волны в волноводе *II*.

## 2. Согласование волноводов

Нагрузкой волноводов служат рупорные, щелевые, вибраторные антенны и другие потребители энергии. Нагрузка может быть присоединена непосредственно к волноводу или к коаксиальному фидеру. В последнем случае для перехода от волновода к коаксиальному фидеру применяются те же устройства, что и для возбуждения волновода. При передаче энергии по волноводу используется режим чисто бегущих волн. Такой режим необходим в волноводе по тем же причинам, что и в фидерной линии. При работе на прием в режиме бегущих волн на приемное устройство поступает максимальная мощность, равная мощности бегущей волны. Согласованный волновод не влияет на частоту колебаний генератора, что особенно важно при непосредственном соединении волновода с генератором, например, с помощью щели. При заданной мощности в нагрузке потери в волноводе тем меньше, чем больше коэффициент бегущей волны. Отсутствие пучностей электрического поля в отдельных сечениях волновода уменьшает опасность пробоя и позволяет передавать по волноводу большую мощность.

Для получения в волноводе бегущей волны необходимо устранить отражение волн от нагрузки или скомпенсировать отраженную от нагрузки волну, введя в волновод вблизи нагрузки специальные отражатели, например емкостные диафрагмы (рис. 3.28).

На рис. 3.28, *a* показана несимметричная, а на рис. 3.28, *б* — симметричная емкостная диафрагма. Диафрагма представляет собой тонкую пластинку, расположенную параллельно электрическим силовым линиям. Она называется емкостной потому, что вносит в волновод емкостное сопротивление; это означает, что сопротивление волновода в том сечении, где расположена диаф-

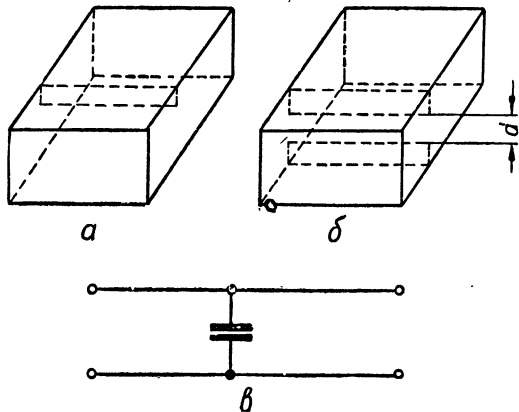
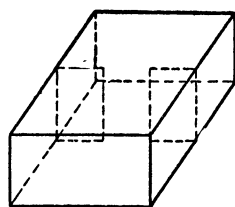


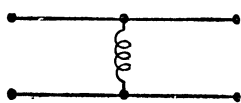
Рис. 3.28. Емкостные диафрагмы:  
*a* — несимметричная; *б* — симметричная;  
*в* — эквивалентная схема

рагма, имеет емкостный характер. Физически это объясняется тем, что емкостная диафрагма сближает противоположные заряды на верхней и нижней стенках волновода, за счет чего увеличивается напряженность электрического поля. Более точный анализ показывает, что внесение реактивного сопротивления является следствием возникновения у диафрагмы волн высших порядков. Энергия этих волн, колеблющаяся на небольшом участке волновода у диафрагмы, обуславливает реактивное сопротивление.

Диафрагма отражает падающие волны. При правильном подборе размера окна диафрагмы  $d$  и места ее расположения



**a**



**б**

**Рис. 3.29.** Индуктивная диафрагма (а) и ее эквивалентная схема (б)

волны, отраженные от нагрузки и диафрагмы, взаимно компенсируются и достигается режим чисто бегущих волн на участке волновода между возбуждителем и диафрагмой. Диафрагма, таким образом, подобна одиночному согласователю (шлейфу), применяющемуся в линиях.

Емкостная диафрагма не применяется при передаче большой мощности, так как она снижает пробивное напряжение.

Применением большого числа емкостных диафрагм (штырей или выступов), расположенных вдоль оси волновода, можно значительно уменьшить скорость распространения волн в волноводе.

На рис. 3.29 показана индуктивная диафрагма. Она располагается в волноводе параллельно электрическим силовым линиям и создает дополнительные пути для поперечного тока; поэтому сопротивление волновода в сечении диафрагмы имеет индуктивный характер. Принцип действия индуктивной диафрагмы тот же, что и емкостной. Для согласования следует так подобрать размеры и место расположения диафрагмы, чтобы отраженные от нагрузки и диафрагмы волны взаимно компенсировались на участке волновода между возбуждителем и диафрагмой.

Применяются также индуктивно-емкостные диафрагмы, имеющие форму прямоугольного окна с размерами  $a'$  и  $b'$ . Такая диафрагма имеет резонансную частоту, на которой она эквивалентна параллельному резонансному контуру. Резонансная длина волны определяется по формуле:

$$\lambda_{b \text{ рез}} = 2a \sqrt{\frac{\left(\frac{a'b}{ab'}\right)^2 - 1}{\left(\frac{b}{b'}\right)^2 - 1}},$$

где  $a$  и  $b$  — размеры волновода;

$a'$  и  $b'$  — размеры прямоугольного окна.

В некоторых случаях (см. рис. 4.103) применяются диафрагмы сложной конфигурации. Их резонансная волна зависит от размеров и формы. В круглых волноводах применяется диафрагма с круглым отверстием, которая на волне  $H_{11}$  имеет индуктивную проводимость, а на волне  $E_{01}$  — емкостную.

Кроме диафрагм, для согласования применяются подвижные и неподвижные настроечные винты, шлейфные согласова-

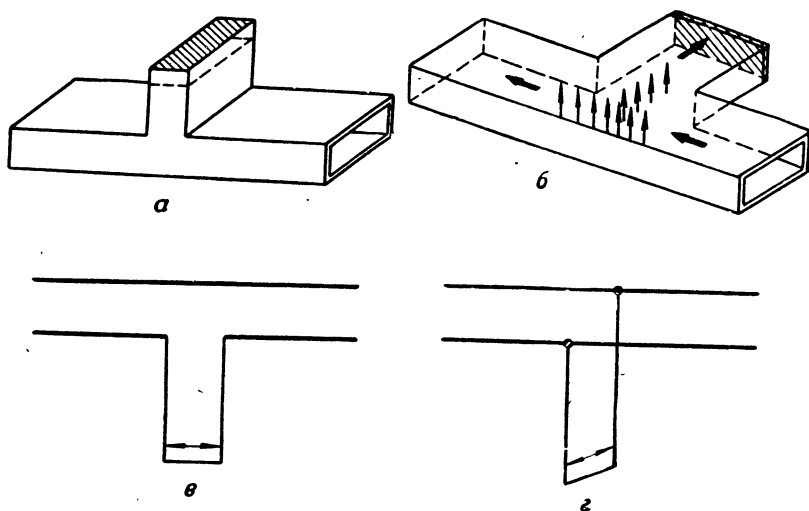


Рис. 3.30. Шлейфовые волноводные согласователи:

$a$ ,  $б$  — схемы;  $в$ ,  $г$  — эквивалентные схемы

тели, волноводные трансформаторы и другие устройства. Во всех случаях сущность согласования состоит во взаимной компенсации волн, отраженных от нагрузки и согласователя. Согласующий винт (штырь) обычно располагают перпендикулярно широкой стенке волновода. Если он соединяет широкие стенки волновода, то имеет индуктивное сопротивление, т. е. эквивалентен индуктивной диафрагме. Если штырь не касается одной из широких стенок, то в зависимости от глубины погружения он имеет емкостное сопротивление (при малой глубине) или представляет собой последовательный контур. Шлейфный согласователь представляет собой отрезок короткозамкнутого волновода, который включается в широкую или узкую стенку волновода. В первом случае включение называется последовательным; во втором — параллельным (рис. 3.30). Принцип действия этого согласователя подобен описанному принципу действия одиночного шлейфа.

Волноводный трансформатор представляет собой отрезок

волновода с расположенными в нем двумя подвижными кварцевыми пластинками, расстояние между которыми может изменяться. Перемещая обе пластинки вдоль отрезка волновода и подбирая расстояние между ними, можно скомпенсировать отраженную от нагрузки волну на входе трансформатора.

В ряде случаев необходимы переходы от прямоугольного волновода одного сечения к волноводу другого сечения. При этом отношения  $\frac{a}{b}$  обоих волноводов могут быть одинаковыми или разными. В первом случае соединение волноводов производится с помощью переходного волновода, у которого отно-

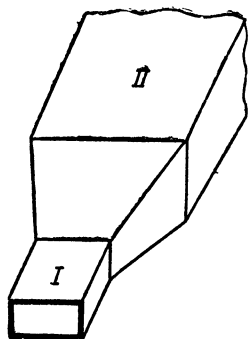
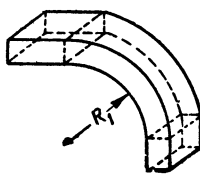
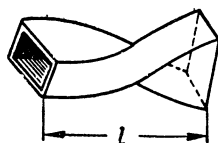


Рис. 3.31. Соединение волноводов с различными сечениями



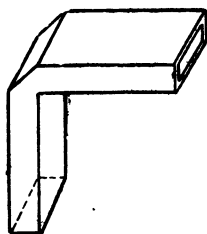
*a*



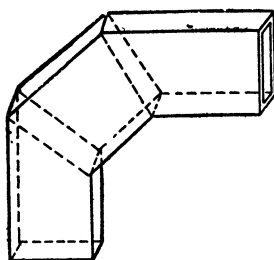
*б*

Рис. 3.32. Волноводы различной формы: *a* — изогнутый; *б* — скрученный

шение  $\frac{a}{b}$  по длине остается неизменным (рис. 3.31). Во втором случае переходной пирамидальный волновод должен иметь из-



*a*



*б*

Рис. 3.33. Волноводные уголки:

*a* — уголок с одиночным поворотом в плоскости *E*;  
*б* — уголок с двойным поворотом в плоскости *H*

меняющееся по длине отношение  $\frac{a}{b}$ , чтобы на его концах оно было равно соответствующим значениям  $\frac{a}{b}$  соединяемых волноводов.

Согласование волновода может нарушиться при изгибе, изломе или повороте волновода, так как от изогнутого или скрученного участка отражаются волны. Для уменьшения отражения необходимо, чтобы радиус изгиба  $R_1$  (рис. 3.32, а) был не меньше длины волны в волноводе, а длина скрученного участка  $l$  (рис. 3.32, б) была равна целому числу полуволн. Если изгиб волновода имеет прямоугольную форму, то применяется косой срез угла или двойной излом, благодаря чему в значительной мере устраняется распространение отраженной волны в направлении, противоположном падающей волне (рис. 3.33). Такие изгибы могут быть как в плоскости электрического поля, так и в плоскости магнитного поля.

### 3. Разветвления волноводов

Для распределения высокочастотной энергии, передаваемой по волноводам, между различными каналами и потребителями применяются разветвления волноводов. Наиболее широко используются тройники, или Т-соединения, получившие такое название из-за своей формы. Они бывают двух типов:  $E$ - и  $H$ -тройники (рис. 3.34). Волна может возбуждаться в одном из плеч главного волновода и ответвляться в боковой волновод или, наоборот, возбуждаться в боковом волноводе и ответвляться в плечи главного волновода.

Предположим, что волна  $H_{10}$  возбуждается в боковом волноводе и распространяется к Т-соединению. В обоих плечах главного волновода волны, равноудаленные от оси симметрии соединения, будут находиться в фазе для тройника типа  $H$  и в противофазе для тройника типа  $E$ . Это видно из распределения электрического поля в Т-соединении (см. рис. 3.34). Очевидно, что такое распределение поля не изменится, если волна будет возбуждаться в одном из плеч главного волновода.

Предположим, что волна  $H_{10}$  возбуждается в боковом волноводе и распространяется к Т-соединению. В обоих плечах главного волновода волны, равноудаленные от оси симметрии соединения, будут находиться в фазе для тройника типа  $H$  и в противофазе для тройника типа  $E$ . Это видно из распределения электрического поля в Т-соединении (см. рис. 3.34). Очевидно, что такое распределение поля не изменится, если волна будет возбуждаться в одном из плеч главного волновода.

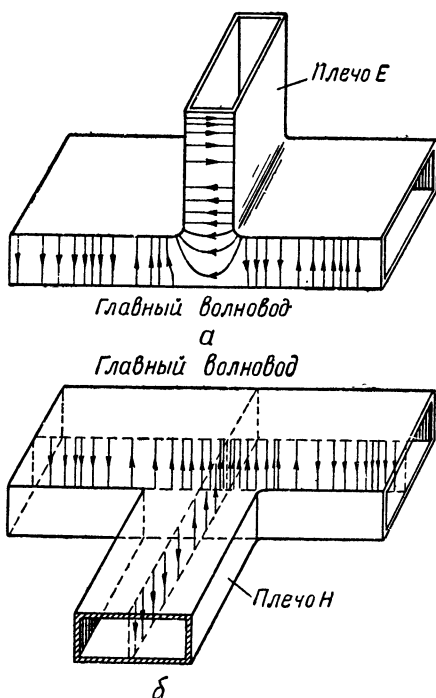


Рис. 3.34. Волноводные тройники (Т-соединения):  
а — типа  $E$ ; б — типа  $H$

Допустим, что из обоих плеч главного волновода к Т-соединению приходят противофазные волны. Тогда в боковом волноводе они будут складываться при Е-соединении и вычитаться при Н-соединении. Если же придут синфазные волны, то они вычтутся в Е-плече и сложатся в Н-плече.

На этих свойствах тройников основана работа волноводных мостов, или двойных тройников (рис. 3.35).

Если из боковых волноводов приходят к двойному Т-соединению две волны  $H_{10}$  с равными амплитудами и противоположными фазами, то они складываются в плече Е и взаимно компенсируются в плече Н.

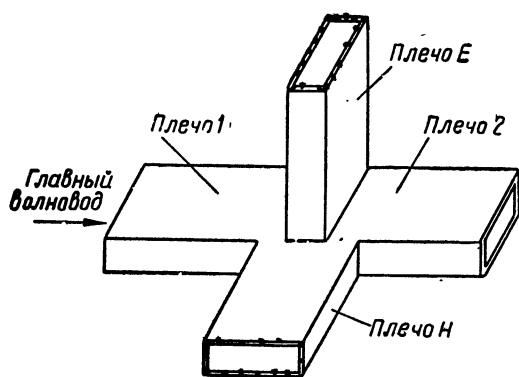


Рис. 3.35. Двойной волноводный тройник

На основании свойства обратимости можно утверждать, что энергия волны  $H_{10}$ , приходящая к двойному Т-соединению из плеча Е, распределяется поровну в боковых плечах и не попадает в плечо Н.

Если из боковых плеч приходят две волны  $H_{10}$  с равными амплитудами и фазами, то они складываются

в плече Н и взаимно компенсируются в плече Е. На основании свойства обратимости приходим к заключению, что энергия волны  $H_{10}$ , приходящая из плеча Н, делится поровну между боковыми плечами главного волновода и не попадает в плечо Е.

Из сказанного следует, что плечи Е и Н двойного Т-соединения взаимно развязаны, т. е. энергия волны  $H_{10}$  не может переходить из плеча Е в плечо Н и наоборот.

Если волна  $H_{10}$  распространяется из бокового плеча 1, то в боковое плечо 2 ответвляются синфазная волна при Н-соединении и противофазная волна при Е-соединении. При наличии двух соединений в боковой волновод 2 энергия вовсе не попадает; таким образом, плечи главного волновода 1 и 2 также развязаны. Эти свойства двойного Т-соединения сохраняются только при чисто бегущих волнах, т. е. при согласовании волноводов. Если, например, плечи 1 и 2 главного волновода не согласованы, то при распространении энергии из плеча Н появится волна в плече Е, причем ее амплитуда зависит от коэффициента отражения в плечах 1 и 2.

На работу двойного Т-соединения влияет реактивное сопротивление, вносимое волнами высших порядков. Для компенсации реактивных сопротивлений двойного Т-соединения вблизи него включают согласующие устройства.

Двойные тройники применяются для измерений полных сопротивлений, коэффициента бегущей волны, в качестве смесителей, частотных дискриминаторов и т. п.

Для измерения мощности, коэффициента бегущей волны и для связи волноводов с измерительными приборами применяются направленные ответвители. Направленный ответвитель пропускает на измерительный прибор небольшую часть мощности волны, распространяющейся в одном направлении, и во все не пропускает энергию волны, распространяющейся в обратном направлении.

Применяются направленные ответвители с одной или несколькими щелями. Конструкция направленного ответвителя

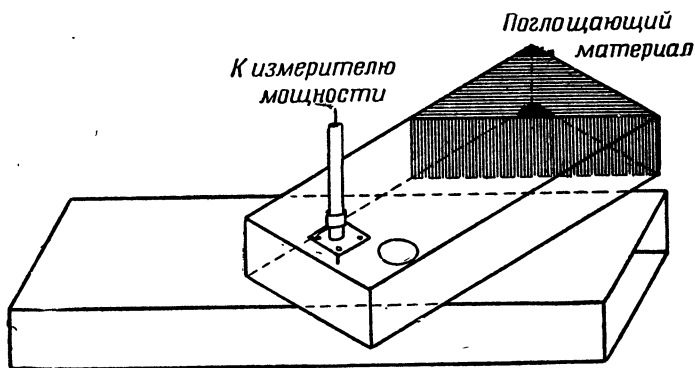


Рис. 3.36. Направленный ответвитель с одной щелью

с одной щелью показана на рис. 3.36. Главный волновод имеет отверстие в середине широкой стенки. Через это отверстие осуществляется электрическая и магнитная связь главного волновода с вспомогательным волноводом, расположенным под некоторым углом к главному волноводу. От этого угла зависит величина магнитной связи между волноводами. Вспомогательный волновод на одном конце имеет поглощающий материал, а на противоположном — штырь, связанный с микроамперметром или другим измерительным прибором. Поглощающий материал не отражает волн, так как является согласованной активной нагрузкой. Через щель из главного волновода проникают электрическое и поперечное магнитное поля; последнее вызывает движение зарядов у краев отверстия.

На рис. 3.37 показан момент прохождения у отверстия отрицательной полуволны электромагнитного поля. К левому краю отверстия приходят, а от правого края уходят отрицательные заряды. Поэтому в отверстии создается свое электрическое поле, которое складывается с полем главного волновода, проникающим в отверстие, в результате чего усиливается электрическое поле у левого края и ослабляется поле у правого края. При про-



хождении у отверстия положительной полуволны направление поля главного волновода и электрического поля отверстия изменяется на противоположное, но по-прежнему усиливается поле у левого края и ослабляется у правого края.

Поскольку магнитное поле, как и электрическое, симметрично около отверстия, то основная часть энергии в вспомогательном волноводе уходит от отверстия в направлении, противоположном потоку энергии в главном волноводе. Подбором формы, размеров отверстия и угла между волноводами можно добиться того, что у одного края отверстия поля будут взаимно

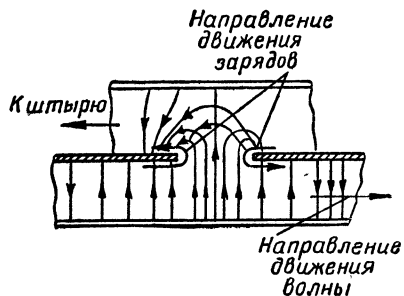


Рис. 3.37. Усиление поля у левого края отверстия

компенсироваться и от отверстия волны будут распространяться только в одном направлении. Поэтому часть энергии падающей волны придет к штырю и вызовет показания прибора. Энергия отраженной волны придет к поглощающему материалу и не вызовет показаний прибора. При повороте на  $180^\circ$  отрезка главного волновода вместе с вспомогательным волноводом можно измерить амплитуду отраженной волны.

В многощелевом направленном ответвителе (рис. 3.38) щели нарезаются вдоль узкой или широкой стенки волновода в один или два ряда. Расстояние между соседними щелями вдоль волновода равно  $\lambda_v/4$ . Если в главном волноводе волна распространяется слева направо, то в ответвителе волна распространяется в том же направлении, так как совпадают по фазе и складываются все волны, возбуждаемые всеми щелями. Влево от щелей А волны не распространяются, так как они оказываются парно противофазными и взаимно уничтожаются. Например, в щелях Б волны возбуждаются на четверть периода позже, чем в щелях А, и еще четверть периода волны распространяются от щелей Б до щелей А, т. е. общий сдвиг фаз равен  $180^\circ$ . Аналогично уничтожаются волны, возбуждаемые щелями В и Г. Если в главном волноводе волны распространяются справа налево, то и в ответвителе они распространяются в том же направлении и поглощаются объемной нагрузкой (графитом).

Однонаправленный ответвитель (рис. 3.38) позволяет судить о величине энергии, распространяющейся в главном волноводе в одном направлении, т. е. позволяет измерить амплитуду падающей или отраженной волны. Два однонаправленных ответвителя, включенных последовательно один за другим, позволяют измерить и падающую и отраженную энергию. Удобно для этих целей применять двухнаправленный ответвитель, который представляет собой секцию волновода с симметрично

присоединенными к ней двумя ответвителями; в один из них попадает энергия падающей волны, а во второй — отраженной.

Числом щелей определяется коэффициент ослабления (затухания). Если в ответвителе требуется малая доля энергии волны, то можно ограничиться только двумя щелями. В некоторых ответвителях бывают три щели, при этом средняя из них имеет больший диаметр и пропускает вдвое большую мощность, чем каждая из крайних; следовательно, направленный ответвитель является одновременно и ослабителем, или аттенуатором, с постоянным коэффициентом затухания. В качестве аттенуаторов используются также предельные волноводы, поперечные

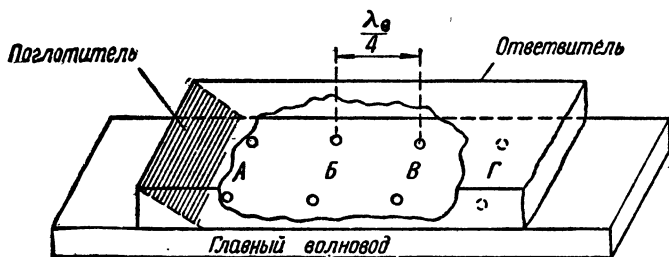


Рис. 3.38. Щелевой направленный ответвитель

размеры которых выбраны так, что длина волны для них равна или больше длины предельной волны. Затухание волн в таком волноводе тем больше, чем он длиннее.

Аттенуатор с регулируемым коэффициентом затухания представляет собой отрезок волновода, внутри которого параллельно узкой стенке расположена подвижная диэлектрическая пластина с нанесенным на ее одной стороне графитовым слоем. Максимальное затухание будет в том случае, когда пластинка расположена на середине широкой стенки волновода.

#### 4. Сочленения волноводов

Волноводы радиолокационных станций состоят из отдельных секций; это удобно для транспортировки и ремонта. Отдельные секции волноводов сочленяются с помощью специальных устройств. Сочленения могут быть подвижные и неподвижные. Подвижные сочленения необходимы для обеспечения вращения или качания антенны, поэтому они называются вращающимися или поворотными. Сочленения должны создавать хороший электрический контакт между секциями и при необходимости механически отделять одну секцию от другой (чтобы появление вибрации в одной части не передавалось другой части).

Неподвижные сочленения могут быть контактного или дрос-

сельного типа. Контактное соединение образуется двумя гладкими фланцами, стягиваемыми болтами (рис. 3.39).

Дроссельное сочленение показано на рис. 3.40. Оно состоит из двух фланцев, укрепленных на секциях волновода и соединенных винтами. Правый фланец имеет гладкую переднюю сторону; в левом фланце сделана круглая проточка глубиной в четверть волны, соединенная с волноводом радиальной линией. Проточка представляет собой коаксиальную линию, внутренний и внешний провода которой образованы границами проточки и закорочены на дальнем конце; поэтому ее входное сопротивление в точке *Б* бесконечно велико. Длину радиальной линии между точками *А* и *Б* подбирают равной

$\frac{\lambda}{4}$ , чтобы сопротивление между фланцами в точке *А* было равно нулю. При этом зазор в точке *А* между двумя секциями волно-

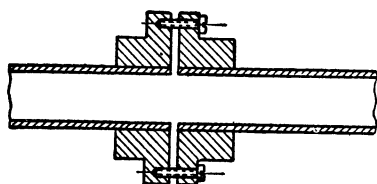


Рис. 3.39 Неподвижное контактное сочленение

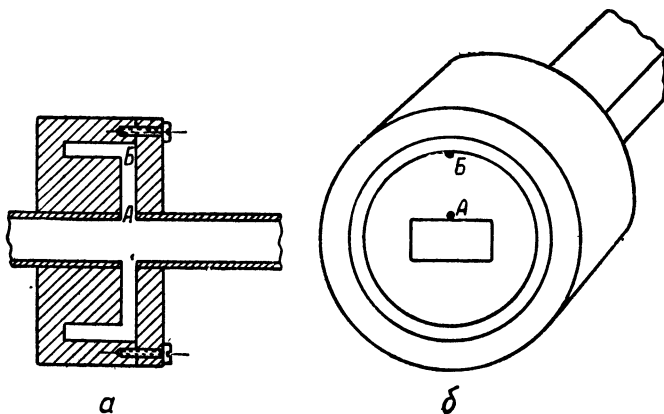


Рис. 3.40. Дроссельное сочленение:

*а* — разрез по оси волновода; *б* — вид на фланец с проточкой

вода не будет влиять на распространение энергии вдоль волновода.

Из рис. 3.40, *б* видно, что расстояние *АБ* от волновода до проточки равно  $\frac{\lambda}{4}$  только для центральной части волновода; расстояние от боковых стенок до проточки меньше  $\frac{\lambda}{4}$ . Но это не приводит к утечке энергии из волновода, так как электрическое поле волны  $H_{10}$  у боковых стенок равно нулю и продольных токов нет. Значит, радиальная линия не возбуждается по-

перечной щелью в боковой стенке волновода, и поэтому расстояние от этой щели до проточки может быть меньше четверти волны.

Контакт между фланцами получается в точке  $B$ , где ток очень мал; поэтому качество контакта мало влияет на работу сочленения.

Если сочленение необходимо сделать поворотным или качающимся, то для механического отделения секций волновода фланцы разносятся на некоторое расстояние (рис. 3.41,  $a$ ). Это не влияет на входное сопротивление в точке  $A$ , если расстояние между фланцами мало по сравнению с длиной волны. При этих

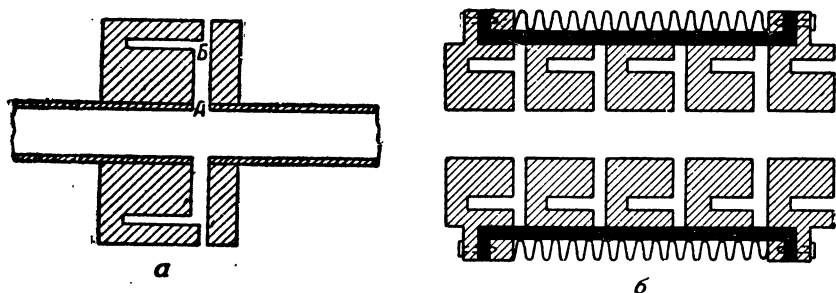


Рис. 3.41. Подвижное дроссельное сочленение:  
 $a$  — для малого угла качания;  $b$  — для большого угла качания

условиях поле на входе коаксиальной линии (проточки) не искажено и входное сопротивление ее равно бесконечности. При большом расстоянии между фланцами электрическое поле на входе коаксиальной линии искажается, входное сопротивление проточки не будет бесконечно большим и в точке  $A$  короткого замыкания не получится, что приведет к отражению волны от сочленения; при этом отверстие между фланцами становится щелевой антенной.

Поэтому при большом угле качания сочленение выполняется из нескольких разнесенных фланцев, помещенных в круглом резиновом кожухе и гофрированной трубке (рис. 3.41,  $b$ ).

Отделить подвижную секцию волновода от неподвижной можно с помощью гофрированного прямоугольного волновода.

Вращающиеся волноводные сочленения по механическим соображениям должны быть круглыми. Так как в радиолокационных станциях применяются прямоугольные волноводы, то во вращающемся сочленении должна происходить трансформация волны  $H_{10}$  в волну  $E_{01}$  при переходе из прямоугольного волновода в круглый и обратная трансформация волны  $E_{01}$  в волну  $H_{10}$  при последующем переходе из круглого волновода в прямоугольный. Волна  $E_{01}$  удобна для вращающихся сочленений потому, что электрические и магнитные поля ее имеют круговую симметрию, благодаря чему не изменяется конфигурация

поля от вращения волновода, т. е. вращение волновода не вызывает вращения плоскости поляризации волны и, следовательно, не увеличивает отражения. Кроме того, волна  $E_{01}$  легко возбуждается при прямоугольном соединении круглого и прямоугольного волноводов (рис. 3.42).

Электрическая схема вращающегося сочленения волноводов не отличается от схемы вращающегося сочленения во внешнем проводе коаксиальной линии. Зазор между вращающимся 3 и

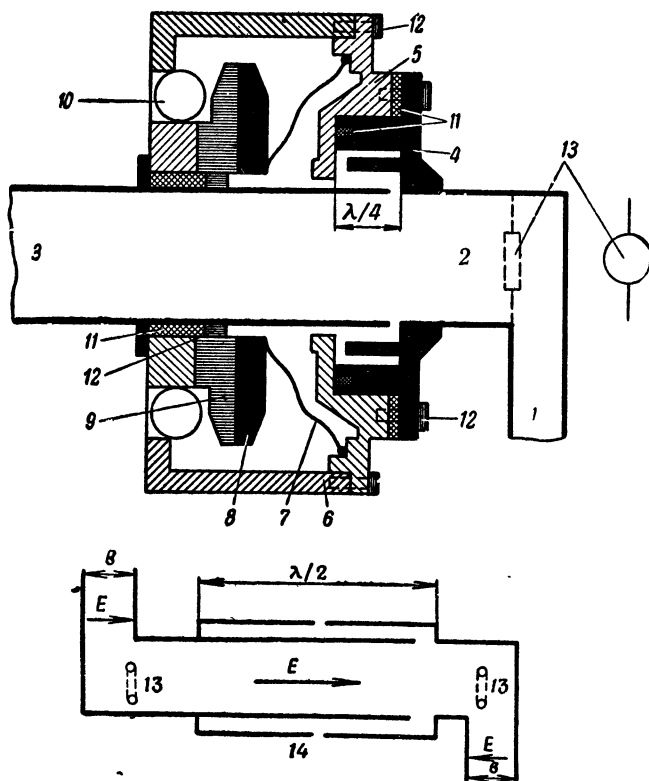


Рис. 3.42. Вращающееся сочленение волноводов:

1 — неподвижный прямоугольный волновод; 2 — неподвижный круглый волновод; 3 — вращающийся волновод; 4 — фланец; 5 — соединительная муфта; 6 — корпус подшипника; 7 — пружина; 8 — неподвижная щетка; 9 — подвижная щетка; 10 — подшипник; 11 — уплотняющая прокладка; 12 — гайка; 13 — кольцо; 14 — схемное изображение

неподвижным 2 волноводами соединен накоротко полуволновой короткозамкнутой коаксиальной линией. В середине внешнего провода этой линии имеется воздушный зазор, однако там находится узел тока, поэтому зазор не играет никакой роли. Механическая часть вращающегося сочленения довольно сложна.

На неподвижном волноводе имеется фланец 4, к которому

прикреплена соединительная муфта 5. К муфте припаяна пружина 7, а к ней — неподвижная кольцевая щетка 8. Подвижная щетка 9 прикреплена к вращающемуся волноводу с помощью гайки 12. Волновод вращается в подшипнике 10. Прокладки 11 и плотный контакт между щетками обеспечивают герметичность волновода. Кольца 13, расположенные на входе и выходе круглого волновода, способствуют трансформации волн и тем самым уменьшают отражения.

## § 4. ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

### 1. Общие сведения об объемных резонаторах

Колебательные контуры с сосредоточенными постоянными непригодны на СВЧ. На дециметровых и сантиметровых волнах обычный колебательный контур превращается в одновитковый контур, размеры которого сравнимы с длиной волны (рис. 3.43). Так, например, если индуктивностью контура на волне  $\lambda = 10$  см служит виток диаметром 10 мм из проволоки радиусом 0,5 мм, то емкость контура должна быть 0,23 пф. Такие контуры нельзя применить на практике, потому что они имеют большие потери энергии и низкую добротность.

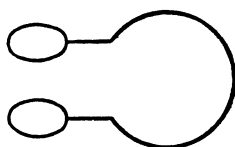


Рис. 3.43. Одновитковый колебательный контур

На метровых и дециметровых волнах используются колебательные контуры в виде резонансных двухпроводных линий длиной в целое число четвертей волн. Для сантиметровых волн они непригодны из-за больших потерь энергии. На этих волнах может быть применен закрытый с обеих сторон отрезок коаксиальной линии длиной в целое число полуволн. Ввиду полного экранирования потери на излучение в таком контуре отсутствуют, а потери в проводах при соответствующем подборе их размеров можно сделать малыми.

Исследования показали, что можно получить резонансную систему в виде некоторого объема, ограниченного проводящими стенками и не имеющего внутренних проводников. Такая резонансная система называется объемным резонатором. Переход от обычного контура к объемному резонатору показан на рис. 3.44. При подключении большого числа параллельных витков к конденсатору образуется сплошная замкнутая полость, т. е. объемный резонатор, внутри которого происходят колебания. Собственная частота такого резонатора определяется его эквивалентными емкостью и индуктивностью. В зависимости от форм конденсатора и присоединяемых витков можно получить различные формы объемных резонаторов.

Объемные резонаторы применяются на сантиметровых волнах в магнетронных и клистронных генераторах, в специальных

триодных генераторах, в антенных переключателях, волномерах и т. д.

Достоинства объемного резонатора — малые потери энергии и высокая добротность ( $Q \approx 10^4$ ), полная экранировка и отсут-

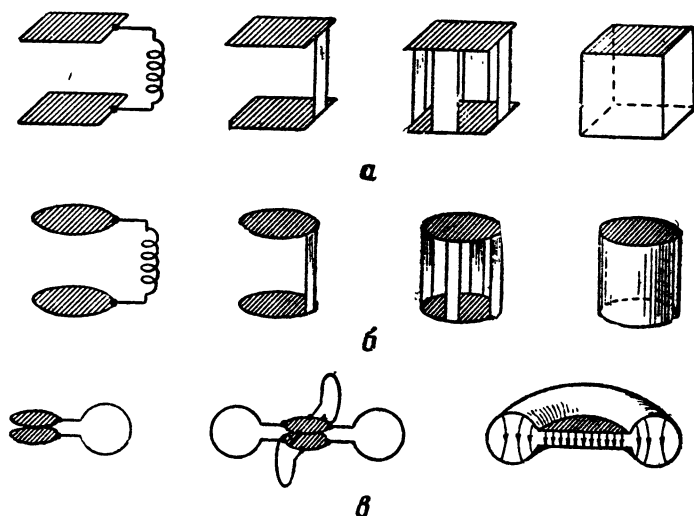


Рис. 3.44. Переход от обычного контура к объемному резонатору:  
а — прямоугольному; б — цилиндрическому; в — тороидальному

ствие вследствие этого напряжений и токов на наружной поверхности, жесткость конструкции, ее прочность и небольшие размеры.

## 2. Прямоугольный резонатор

В прямоугольном резонаторе (рис. 3.45) могут существовать колебания различных типов, отличающиеся друг от друга распределением полей и частотой. Каждый тип колебаний имеет свою резонансную частоту. Следовательно, объемному резонатору присуще множество резонансных частот. В этом легко убедиться, представив резонатор как отрезок волновода, закрытый с обеих сторон металлическими стенками. Допустим, что в прямоугольном волноводе распространяются волны определенного типа. Если такой волновод закрыть на противоположном от возбуждателя конце металлической стенкой, то энергия падающих волн не будет поглощаться — она будет отражаться. В результате сложения падающих и отраженных волн образуются стоячие волны. На закороченном конце будет узел электрического и пучность магнитного полей. Узлы электрического и пучности магнитного полей образуются вдоль волновода через каждую половину волны в волноводе от закороченного конца. В узлах

электрического поля можно поставить металлические стенки, и это не изменит распределения электромагнитного поля стоячих волн (потери можно пренебречь). Отрезок волновода, ограниченный двумя металлическими стенками, в котором возникли стоячие волны, образует объемный резонатор. Тип колебаний в объемном резонаторе обозначается  $H_{mnp}$  или  $E_{mnp}$ .

Колебания типа  $H_{mnp}$  в отрезке волновода образуют стоячие волны  $H_{mn}$ , а колебания  $E_{mnp}$  — стоячие волны  $E_{mn}$ . Индексы  $m$ ,  $n$ ,  $p$  обозначают число стоячих полуволн электрического поля, укладываемых вдоль сторон  $a$ ,  $b$ ,  $c$  прямоугольного резонатора.

Резонансная длина волны для прямоугольного резонатора определяется по формуле

$$\lambda_{\text{рез}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2}}. \quad (3.14)$$

Простейшим типом колебаний в прямоугольном резонаторе являются колебания  $H_{101}$ , соответствующие стоячим волнам  $H_{10}$  в отрезке прямоугольного волновода длиной  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$ .

Распределение электрического поля стоячей волны для этого типа колебаний показано на рис. 3.45. Электрическое поле имеет пучность в середине резонатора и спадает до нуля у боковых стенок. Силовые электрические линии начинаются у положительных зарядов нижней стенки и оканчиваются у отрицательных зарядов верхней стенки. Направление электрических силовых линий изме-

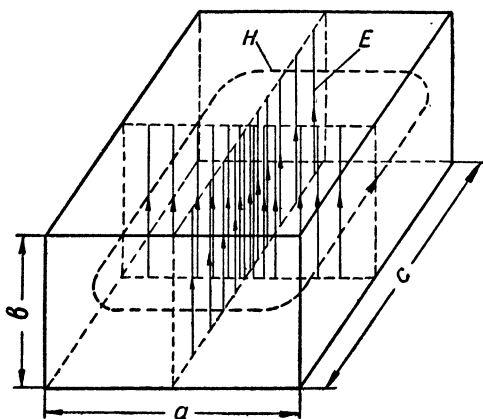


Рис. 3.45. Прямоугольный резонатор

няется через каждый полупериод. Магнитное поле, созданное вертикальными токами смещения, имеет пучность у боковых стенок и спадает до нуля у центра резонатора. Токи проводимости протекают от верхней стенки к нижней и обратно. В центрах верхней и нижней стенок образуются узлы тока и пучности зарядов, а на боковых стенках — пучности токов и узлы зарядов. Магнитное и электрическое поля сдвинуты по фазе на четверть периода, т. е. при колебаниях электрическая энергия переходит в магнитную и обратно. На резонансной частоте максимум энергии, запасенной в электрическом поле, равен максимуму



энергии, запасенной в магнитном поле. Резонансная длина волны этого типа колебаний определяется по формуле

$$\lambda_{\text{рез}} = \frac{2ac}{\sqrt{a^2 + c^2}}.$$

Настройка резонатора производится изменением его длины  $c$  или ширины  $a$ .

Колебания типа  $H_{101}$ , как и колебания любого другого типа, можно возбудить в прямоугольном резонаторе с помощью витка, штыря (рис. 3.46) или рамки. В каждом случае к возбудителю обычно по коаксиальной линии небольшой длины подводится энергия от генератора СВЧ. Рассмотрим процесс возбуждения резонатора с помощью рамки.

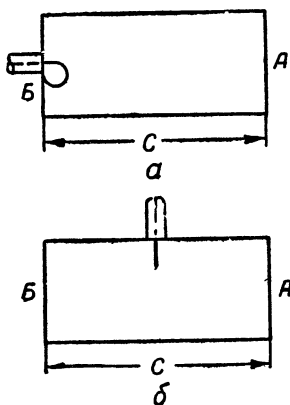


Рис. 3.46. Возбуждение объемного резонатора:  
 $a$  — витком;  $b$  — штырем

Рамка создает горизонтальное магнитное поле, которое распространяется к противоположной стенке  $A$  резонатора, отражается от нее и движется к стенке  $B$ . От стенки  $B$  это магнитное поле также отражается и движется обратно к стенке  $A$  и т. д. Переменное магнитное поле создает переменное электрическое поле, и, следовательно, в резонаторе распространяются падающие и отраженные электромагнитные волны, т. е. образуются стоячие волны. Если сторона  $c$  резонатора

равна  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$  (или  $n \frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$ ), то волна, отраженная от стенки  $A$ , складывается у стенки  $B$  с волной, излучаемой рамкой, так как время ее распространения в оба конца равно периоду  $T$ , и фаза магнитного поля не изменяется при отражении. Таким образом, амплитуды переменного магнитного и электрического полей стоячей волны будут нарастать, поскольку на распространяющиеся волны непрерывно накладываются новые (излучаемые рамкой) волны. По мере роста амплитуд полей будет возрастать амплитуда тока в стенках резонатора и увеличиваться мощность потерь. Режим установится, когда мощность потерь станет равной мощности излучения рамки. Амплитуда колебаний при установившемся режиме будет иметь определенную величину, зависящую от мощности генератора и добротности резонатора. При установившемся режиме генератор отдает резонатору небольшую мощность, расходуемую на нагревание стенок резонатора. Рамка расположена в пучности магнитного поля резонатора, которое наводит в ней э. д. с., и поэтому ее входное сопротивление велико. При расположении рамки в узле магнит-

ного поля ее входное сопротивление будет равно нулю. Входное сопротивление рамки можно изменять перемещением ее относительно пучности магнитного поля и изменением угла между рамкой и магнитным полем резонатора.

Возбуждение резонатора штырем происходит аналогично. Штырь располагают в пучности электрического поля параллельно электрическим силовым линиям. При этом электрическое поле волн, отраженных от боковых стенок резонатора, у штыря совпадает по фазе с электрическим полем излучаемых в данный момент (падающих) волн, так как расстояние от штыря до боковых стенок и обратно равно  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$  и при отражении фаза электрического поля изменяется на  $180^\circ$ .

В результате сложения излучаемых и отраженных волн колебания в резонаторе (и электрическое поле у штыря) нарастают до такой амплитуды, при которой излучаемая мощность становится равной мощности потерь. За время установления резонатор запасает некоторое количество энергии, которая в дальнейшем остается неизменной и лишь превращается из электрической в магнитную и обратно.

Напряжение на конце линии (у основания штыря) пропорционально напряженности поля у штыря, т. е. максимально. Поэтому входное сопротивление штыря, расположенного в пучности электрического поля, также максимально. Если штырь расположить в узле электрического поля, то его входное сопротивление будет равно нулю.

При перемещении штыря из пучности электрического поля падающая и отраженная волны у штыря не будут совпадать по фазе и его входное сопротивление будет уменьшаться по абсолютной величине и станет комплексным. Подбором местоположения и длины штыря можно получить нужное для согласования входное сопротивление.

Добротностью объемного резонатора называется отношение

$$Q = \frac{2\pi W}{W_{\text{п}}} = \frac{\frac{2\pi}{T} W}{\frac{W_{\text{п}}}{T}} = \frac{\omega W}{P_{\text{п}}},$$

где  $W$  — запасенная в резонаторе энергия;

$W_{\text{п}}$  — потери энергии за один период колебаний;

$P_{\text{п}}$  — мощность потерь.

При заданной напряженности электрического и магнитного полей количество запасенной в резонаторе энергии пропорционально его объему, а мощность потерь пропорциональна объему поверхностного слоя, в котором происходят потери. Поэтому добротность контура пропорциональна отношению объема резонатора к площади его внутренней поверхности. Добротность объемного резонатора значительно больше добротности обычного контура и может достигать нескольких десятков тысяч.

### 3. Круговой цилиндрический резонатор

Круговой цилиндрический резонатор можно представить как отрезок круглого волновода, закрытый с обоих концов металлическими стенками. В цилиндрическом резонаторе могут суще-

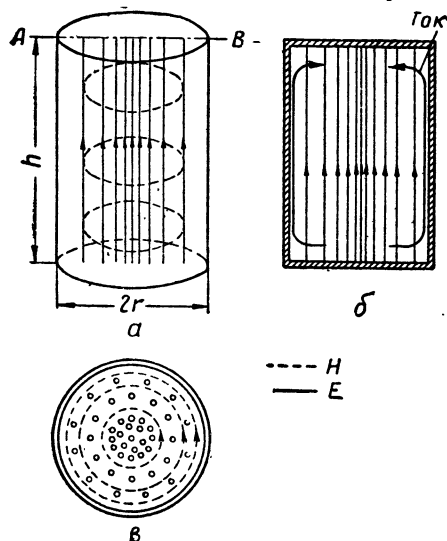


Рис. 3.47. Колебания типа  $E_{010}$  в цилиндрическом резонаторе:

$a$  — цилиндрический резонатор;  $б$  — разрез по  $AB$ ;  $в$  — горизонтальный разрез

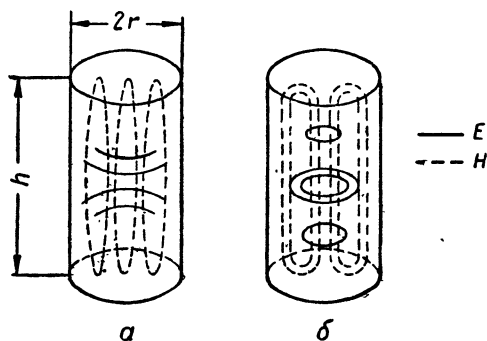


Рис. 3.48. Колебания в цилиндрическом резонаторе:

$a$  — типа  $H_{111}$ ;  $б$  — типа  $H_{011}$

ствовать колебания различных типов, имеющие различные резонансные частоты. Тип колебаний в резонаторе обозначается  $E_{mnp}$  или  $H_{mnp}$ . Колебания  $E_{mnp}$  в отрезке волновода образуют стоячие волны  $E_{mn}$ , а колебания  $H_{mnp}$  — стоячие волны  $H_{mn}$ . Индексы  $m, n$  имеют то же значение, что и для круглых волноводов, а индекс  $p$  обозначает число стоячих полувольт электрического поля, укладываемых в осевом направлении.

Простейший тип колебаний в цилиндрическом резонаторе — колебания  $E_{010}$ . Распределение полей для них показано на рис. 3.47. Электрическое поле параллельно боковой поверхности цилиндра и имеет пучность вдоль его оси. Магнитные силовые линии имеют форму концентрических окружностей, охватывающих ось цилиндра, т. е. продольные токи смещения. Магнитное поле имеет пучность у боковой поверхности цилиндра и спадает до нуля на его оси. Магнитное и электрическое поля сдвинуты

по фазе на четверть периода. В стенках резонатора проходит ток, который имеет узлы в центрах верхней и нижней стенок.

Резонансная длина волны при колебаниях типа  $E_{010}$  определяется по формуле

$$\lambda_{\text{рез}} = 2,61 r.$$

Колебания этого типа можно возбуждать с помощью рамки, расположенной у боковой поверхности, или штыря, расположенного у верхней или нижней стенок.

На рис. 3.48 показаны поля колебаний других типов в цилиндрическом резонаторе. Наибольшее практическое применение (например, в волномерах) находят колебания типа  $H_{011}$ . Резонансная волна этого типа колебаний определяется по формуле

$$\lambda_{\text{рез}} = \frac{2}{\sqrt{\frac{1}{h^2} + 1,49r^2}}.$$

#### 4. Квазистационарные резонаторы

Обычные колебательные контуры, состоящие из конденсаторов и катушек, являются квазистационарными системами. Квазистационарные системы характеризуются тем, что размеры их малы по сравнению с длиной волны, а электрические и магнитные поля почти разделены в пространстве. Большое число полых резонаторов, применяющихся в технике СВЧ, принадлежит к квазистационарным объемным резонаторам. Эти резонаторы не являются отрезками волноводов, и для их расчета требуются специальные методы.

К квазистационарным резонаторам относятся тороидальный резонатор, показанный на рис. 3.44, в, и ряд других резонаторов (рис. 3.49 и 3.50). Характерная особенность этих резонаторов — наличие в них участка, ограниченного двумя металлическими поверхностями,

расстояние между которыми мало по сравнению с длиной волны. В этом участке сконцентрировано почти все электрическое поле резонатора; поэтому данный участок называется кон-

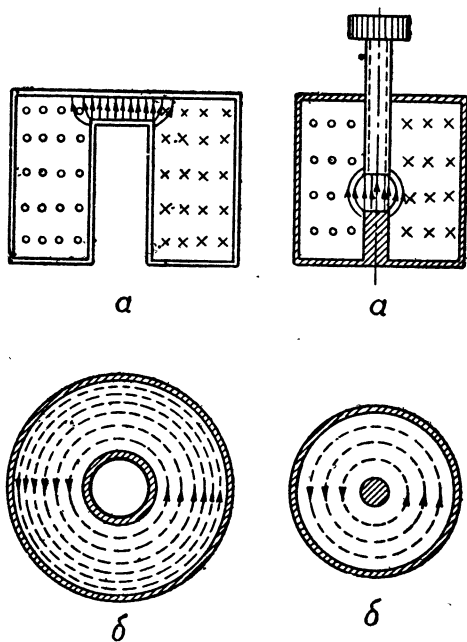


Рис. 3.49. Квазистационарные резонаторы: а — сечение вертикальной плоскостью; б — сечение горизонтальной плоскостью

денсаторным. Электрическое поле в других участках почти отсутствует. Магнитным полем в конденсаторном участке можно пренебречь. Магнитное и электрическое поля квазистационарного резонатора почти разделены в пространстве; этим он подобен обычному колебательному контуру. Колебания простейшего типа в таком резонаторе можно представить себе как периодический переразряд конденсаторной части через боковую поверхность (индуктивность).

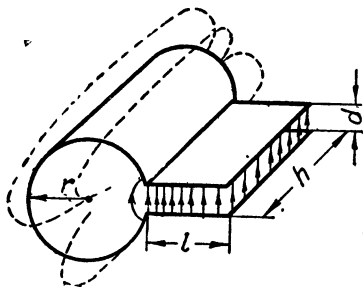


Рис. 3.50. Квазистационарный резонатор, применяемый в магнетронных генераторах

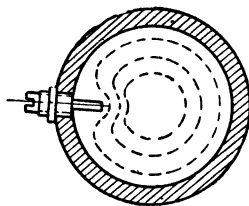


Рис. 3.51. Искажение магнитного поля проводником настройки

На рис. 3.50 показан резонатор, применяемый в магнетронах. Две параллельные пластины длиной  $h$ , расположенные на расстоянии  $d$  друг от друга, образуют конденсатор, емкость которого

$$C = \frac{hl}{4\pi d}.$$

Индуктивностью служит цилиндрическая поверхность, величина которой

$$L = \frac{4\pi^2 r^2}{v_0^2 h}.$$

Резонансная длина волны

$$\lambda_0 = 2\pi v_0 \sqrt{LC},$$

или

$$\lambda_0 = 2\pi r \sqrt{\frac{\pi l}{d}}.$$

Расчеты показывают, что резонансная длина волны квазистационарных резонаторов значительно превышает их геометрические размеры. По этой причине такие резонаторы широко применяются в технике СВЧ. Они удобны для применения в ма-

гнетронных и клистронных генераторах и тем, что в конденсаторных участках или на их границе возможно эффективное взаимодействие поля резонатора с электронным потоком.

Квазистационарные резонаторы настраиваются изменением их эквивалентной емкости или эквивалентной индуктивности, т. е. изменением размеров конденсаторной или индуктивной части. Эквивалентную индуктивность и резонансную частоту можно изменять, вводя внутрь резонатора у его индуктивной части проводники, искривляющие магнитные силовые линии (рис. 3.51) и изменяющие магнитный поток. Энергия от объемного резонатора отбирается с помощью витка связи.

Выше были показаны конфигурации полей для простейших типов колебаний в квазистационарных объемных резонаторах. Квазистационарные резонаторы имеют бесконечное число различных типов колебаний и соответствующих им резонансных частот. Только для простейших типов колебаний с наибольшей длиной волны электрическое и магнитное поля резонаторов разделены в пространстве. Для высших типов колебаний поля не разделены, и резонатор для них не является квазистационарным.

## 5. Объемные резонаторы для волномеров

Принципиальная схема волномера с объемным резонатором показана на рис. 3.52. Объемный резонатор возбуждается от

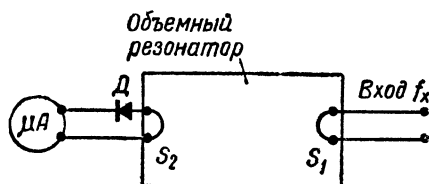


Рис. 3.52. Принципиальная схема волномера

источника, частоту или длину волны которого желательно определить. Резонатор может быть связан с этим источником с помощью витка, штыря или щели. При настройке резонатора на частоту возбуждителя в витке связи  $S_2$  наводится максимальная э. д. с. и микроамперметр дает максимальные показания. Измеряемая волна (частота) определяется по градуировочной кривой или непосредственно отсчитывается по шкале волномера в зависимости от типа резонатора. В волномерах применяются полуволновые и четвертьволновые коаксиальные резонаторы, цилиндрические резонаторы, работающие на волне  $H_{011}$ , торои-

дальные и другие резонаторы (рис. 3.53). На этом рисунке показаны способы настройки коаксиальных резонаторов. Торои-

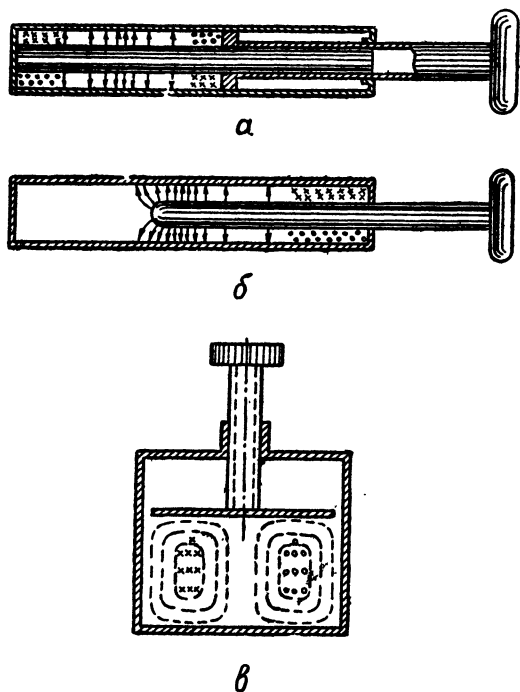


Рис. 3.53. Объемные резонаторы для волномеров:

*a, б* — коаксиальные резонаторы; *в* — цилиндрический резонатор

дальный резонатор настраивается изменением расстояния между пластинками конденсаторной части.

---

## ГЛАВА 4

### АНТЕННЫ

#### § 1. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

##### 1. Назначение антенн

Радиопередающие устройства излучают радиосигналы, которые распространяются в пространстве в виде электромагнитного поля высокой частоты. Для излучения и приема радиосигналов служат антенны. По своему назначению антенны бывают передающие, приемные и приемно-передающие. Любая передающая антенна может принимать энергию; иначе говоря, антенны обладают свойством обратимости, что позволяет использовать одну и ту же антенну для приема и излучения энергии.

Существуют различные конструкции и типы антенн. В основном конструкция антенн определяется длиной рабочей волны. В зависимости от длины волны антенны разделяются на длинноволновые, средневолновые, коротковолновые, ультракоротковолновые и сантиметровые. Конструкция и технические характеристики антенны определяются также ее назначением. Так, например, антенны радиолокационных станций должны иметь заданные электрические параметры и габариты, должны вращаться по азимуту, а в некоторых станциях — по углу места, причем управление антенной должно быть простым и точным, что необходимо для определения угловых координат цели с минимальными ошибками.

Антенна изобретена А. С. Поповым в 1895 г. Попов обнаружил, что эффективность приема сигнала радиоприемником значительно увеличивалась при подключении к приемнику вертикального провода. Таким образом, первая антенна была приемной. В дальнейшем при организации радиосвязи между судами русского военного флота А. С. Попов стал применять и передающую антенну.

Каждый тип антенны характеризуется следующими основными электрическими параметрами: характеристикой направленности, углом излучения, коэффициентом направленного действия, длиной собственной волны антенны, сопротивлением



излучения, коэффициентом полезного действия, полосой пропускания частот.

Прежде чем перейти к изучению этих параметров, рассмотрим в общих чертах принцип работы передающей антенны.

## 2. Понятие об излучении электромагнитной энергии

Распространяющееся в пространстве переменное электромагнитное поле называется электромагнитной волной; электромагнитные волны, используемые в радиотехнике, называются радиоволнами. Первоначальным источником электромагнитного поля являются движущиеся заряды, т. е. электрический ток. Постоянный ток создает постоянное электромагнитное поле, переменный ток — переменное. Образованное переменным током электромагнитное поле может распространяться в пространстве, где нет ни токов, ни зарядов, т. е. переменный ток высокой частоты может при определенных условиях возбуждать в пространстве радиоволны. В самых общих чертах физическая сущность работы передающей антенны в том и состоит, что проходящий по ней ток высокой частоты возбуждает в пространстве радиоволны.

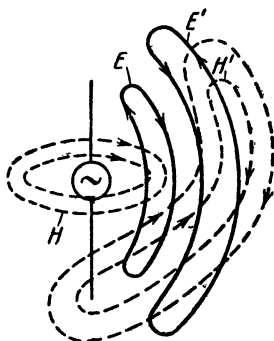


Рис. 4.1. Поле излучения вблизи антенны

Некоторое представление об излучении и распространении радиоволн можно получить из закона электромагнитной индукции. Для этого обратимся к простейшей антенне — полуволновому вибратору. Полуволновый вибратор представляет собой четвертьволновую разомкнутую линию, концы которой разведены на  $180^\circ$ .

Переменный ток, проходящий по проводнику, создает в пространстве переменное магнитное поле  $H$ , которое согласно закону электромагнитной индукции создает переменное электрическое поле  $E$  в более удаленных точках. Поле  $E$  связано с полем  $H$  и создает переменное магнитное поле  $H'$  в еще более удаленных точках, которое в свою очередь создает электрическое поле  $E'$ , и т. д. Эти периодически изменяющиеся поля распространяются в пространстве со скоростью света.

Вблизи антенны (рис. 4.1) образуются поля стоячей волны, подобные полям двухпроводной разомкнутой линии. Эти поля называются полями индукции. Электрическое и магнитное поля индукции обратно пропорциональны кубу расстояния от антенны; следовательно, эти поля существуют только вблизи антенны. Расчеты показывают, что поля индукции можно не учитывать, если расстояние от антенны больше или равно  $\frac{\lambda}{2\pi}$ .

Чтобы антенна эффективно излучала электромагнитную энергию, размеры ее должны быть сравнимы с длиной волны. Справедливость этого можно показать, рассмотрев метод наведенных э. д. с. Данный метод позволяет определить излучаемую антенной мощность, если известно распределение амплитуд тока в антенне. Будем считать, что ток в полуволновом вибраторе распределен по его длине и во всех точках провода имеет одну и ту же фазу (рис. 4.2). Ток, проходящий по элементу провода 1, создает электромагнитное поле в окружающем пространстве, в том числе и около элемента провода 2. Это поле наводит в элементе 2 некоторую э. д. с. Если бы поле распространялось мгновенно или расстояние  $r$  было ничтожно малым по сравнению с длиной волны, то наведенная в элементе 2 э. д. с. составляла бы на  $\frac{T}{4}$  (на  $90^\circ$ ) от тока в элементе 1, а следовательно, и в элементе 2. Но поле распространяется со скоростью света, и потому наведенная им э. д. с. в элементе 2 будет сдвинута относительно тока на угол  $\phi$ , больший  $90^\circ$ . Это объясняется тем, что фаза тока успеет измениться за время, пока поле распространится на расстояние  $r$ , соизмеримое с длиной волны. Следовательно, в элементе 2 будет расходоваться мощность, определяемая произведением тока на наведенную э. д. с. и на  $\cos \phi$ . Так как в самом элементе провода 2 потерь нет (его сопротивление можно считать равным нулю), то расходующаяся мощность переходит в пространство, т. е. излучается. Э. д. с., наведенную в каждом элементе провода всеми другими элементами, и мощность излучения антенны можно подсчитать, если задано распределение амплитуд тока. Очевидно, что в коротких по сравнению с длиной волны проводах сдвиг фаз между током и наведенной э. д. с. будет близок к  $90^\circ$  и излучаемая мощность будет незначительной.

Антенна тем эффективнее излучает электромагнитную энергию, чем выше в ней частота тока. Поэтому в радиотехнике для создания поля излучения используются колебания с частотами  $3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^{10}$  гц.

### 3. Свойства поля излучения

Трудами русских физиков и особенно академика С. И. Вавилова доказано, что электромагнитное поле представляет собой особую форму движущейся материи, которой присущи масса и энергия. Наличие энергии в поле излучения очевидно из того факта, что ее принимает радиоприемное устройство. Наличие массы электромагнитного поля было экспериментально

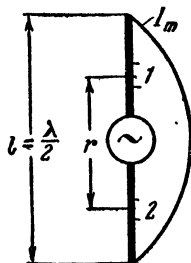


Рис. 4.2. Пояснение метода наведенных э. д. с.

доказано в 1899 г. выдающимся русским физиком П. Н. Лебедевым. Лебедев сконструировал крыльчатку, которая вращалась под давлением светового потока. Но давление может оказывать только масса, значит, свет обладает массой. Масса эта имеет особую природу и называется электромагнитной. Теоретически и экспериментально установлено, что свет представляет собой поле излучения атомов с длиной волн 0,0004—0,0007 см. На основании этого можно сделать вывод, что радиоволны любой длины, как и свет, обладают массой.

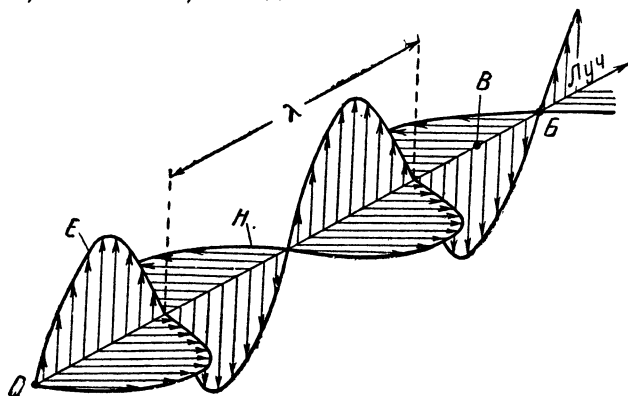


Рис. 4.3. Распределение напряженностей электрического и магнитного полей радиоволн в пространстве

Поле излучения состоит из двух взаимосвязанных полей — электрического и магнитного, существующих одновременно и поддерживающих друг друга. Теоретически доказано, что скорость распространения электромагнитного поля равна скорости света. Следовательно, поле излучения распространяется в пространстве со скоростью

$$v = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}, \quad (4.1)$$

где  $v$  — скорость распространения поля;

$\epsilon_r$ ,  $\mu_r$  — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

В безвоздушном пространстве  $\epsilon_r = \mu_r = 1$  и  $v = 3 \cdot 10^8$  м/сек.

Скорость распространения радиоволн в воздухе зависит от его давления; при нормальном давлении  $v = 295\,000$  км/сек.

В однородной среде поле излучения распространяется прямолинейно. Направления его распространения называются лучами. Вдоль лучей электрическое и магнитное поля распределены синусоидально и совпадают по фазе (рис. 4.3). В любой точке пространства, через которую проходит радиоволна, электрическое и магнитное поля изменяются синусоидально, причем

фазы поля в различных точках неодинаковы. Следовательно, картина распределения полей радиоволны в пространстве непрерывно движется. Если в данный момент напряженность поля в точке  $B$  равна нулю, а в точке  $B$  максимальна, то через четверть периода поле в точке  $B$  будет равно нулю, а в точке  $B$  будет максимальным, т. е. вся картина распределения полей за четверть периода сместится вправо на четверть волны.

Силовые электрические и магнитные линии радиоволн взаимно-перпендикулярны и перпендикулярны направлению распространения волн (см. рис. 4.3). Поэтому они называются поперечными волнами и обозначаются символом *ТЕМ*.

Направление вектора электрического (магнитного) поля радиоволны в каждой точке луча подчиняется определенному закону, вследствие чего радиоволны называются поляризованными. Различают линейную, круговую и эллиптическую поляризации. Волна называется линейно поляризованной, если концы вектора электрического поля в каждой точке с течением времени описывает прямую линию. В этом случае вектор  $E$  лежит на фиксированной прямой, а вдоль луча все векторы электрического поля лежат в одной плоскости, называемой плоскостью поляризации. При эллиптической поляризации конец вектора электрического поля описывает эллипс, а при круговой — окружность.

Радиоволны переносят электромагнитную энергию, количество которой характеризуется плотностью потока энергии (мощности), или вектором Пойнтинга. Плотностью потока энергии (вектором Пойнтинга) называется количество энергии, проходящей за 1 сек через площадку в 1 м<sup>2</sup>, расположенную перпендикулярно лучу. Величина вектора Пойнтинга ( $P$ ) определяется из уравнения

$$P [вт/м^2] = E [в/м] H [а/м]. \quad (4.2)$$

Величины напряженности электрического ( $E$ ) и магнитного ( $H$ ) полей радиоволны в свободном пространстве связаны между собой следующим уравнением:

$$E [в/м] = 377 \text{ ом} \cdot H [а/м], \quad (4.3)$$

где 377 ом — волновое сопротивление свободного пространства. Следовательно, величина вектора Пойнтинга равна

$$P [вт/м^2] = 377 H^2 [а/м],$$

или

$$P [вт/м^2] = \frac{E^2}{377} = 0,00265 E^2 [в/м]. \quad (4.4)$$

Направление вектора Пойнтинга определяется правилом трех пальцев правой руки. Правило это можно сформулировать так: если большой, указательный и средний пальцы правой руки расположить взаимно-перпендикулярно и большой

палец совместить с направлением вектора  $E$ , а указательный — с направлением вектора  $H$ , то средний палец укажет направление вектора  $P$ .

Плотность потока энергии (или мощности) зависит от расстояния до излучателя; эту зависимость легко установить из рис. 4.4.

Пусть излучатель  $O$  помещен в центре двух сферических поверхностей с радиусами  $r_1$  и  $r_2$ . Предположим далее, что сферы пересекает коническая поверхность, которая вырезает части их

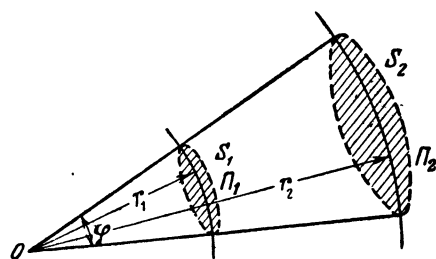


Рис. 4.4. Уменьшение плотности потока энергии с увеличением расстояния

с площадями  $S_1$  и  $S_2$ . Эти площади, как и площади сферических поверхностей, пропорциональны квадратам радиусов:

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Будем считать, что во всех точках поверхностей  $S_1$  и  $S_2$  плотности потока энергии постоянны и равны соответственно  $P_1$  и  $P_2$ . Следовательно, поток энергии через площадь  $S_1$  равен  $P_1 S_1$ , а через площадь  $S_2$  поток энергии равен  $P_2 S_2$ . Так как радиоволны распространяются прямолинейно, то потоки энергии через поверхности  $S_1$  и  $S_2$ , ограниченные одной конической поверхностью, равны между собой:

$$S_1 P_1 = S_2 P_2,$$

или

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{S_2}{S_1} = \frac{r_2^2}{r_1^2}.$$

Таким образом, плотность потока энергии обратно пропорциональна квадрату расстояния от излучателя. Так как

$$P_1 = 0,00265 E_1^2,$$

$$P_2 = 0,00265 E_2^2,$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — напряженности электрического поля радиоволны на расстояниях  $r_1$  и  $r_2$  от излучателя, то

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{E_1^2}{E_2^2} = \frac{r_2^2}{r_1^2},$$

или

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2}{r_1},$$

т. е. напряженность поля излучения обратно пропорциональна расстоянию от излучателя.

Аналогично можно показать, что

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{r_2}{r_1}.$$

## § 2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

### 1. Общие сведения

На распространение радиоволн оказывают влияние следующие основные факторы: длина волны, кривизна земли, характер почвы, состав атмосферы, время дня и года, состояние ионосферы, магнитное поле земли, метеорологические условия.

Длина волны является одним из существенных факторов, определяющих особенности распространения радиоволн. В радиотехнике применяются радиоволны длиной от 30 км до 1 см. Волны длиннее 30 км не используются по причине малой эффективности передающих антенн в этом диапазоне.

Применительно к особенностям распространения весь диапазон радиоволн разделяется на отдельные поддиапазоны, в которых для волн сохраняются одни и те же основные законы распространения. Это деление приводится в следующей таблице.

Наименование поддиапазона волн	Длина волны	Частота
Сверхдлинные волны	Свыше 10 000 м	Ниже 30 кгц
Длинные "	10 000—1 000 м	30—300 кгц
Средние "	1 000—100 м	300—3 000 кгц
Короткие "	100—10 м	3—30 Мгц
Ультракороткие волны	10—1 мм	30—300 000 Мгц
а) метровые	10—1 м	30—300 Мгц
б) дециметровые	100—10 см	300—3 000 Мгц
в) сантиметровые	10—1 см	3 000—30 000 Мгц
г) миллиметровые	10—1 мм	30 000—300 000 Мгц

Указанные в данной таблице границы поддиапазонов радиоволн условные, так как резкой границы не существует и один поддиапазон волн плавно переходит в другой.

Радиоволны, излучаемые в пункте А (рис. 4.5), в пункт В могут прийти различными путями. Радиоволны, распространяющиеся над поверхностью земли и огибающие ее вследствие явления дифракции, называются земными или поверхностными волнами. Волны, распространяющиеся по путям 2 и 3, называются пространственными. Они делятся на ионосферные и тропосферные. Последние наблюдаются только в диапазоне УКВ.

Ионосферными называются волны, отраженные или рассеянные ионосферой. Тропосферными называются волны, отраженные или рассеянные неоднородными слоями или «зернами» тропосферы.

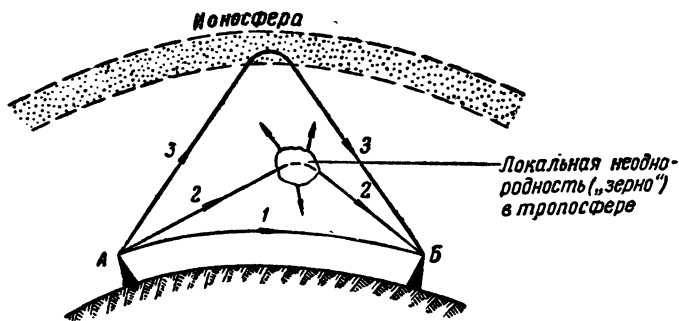


Рис. 4.5. Пути распространения радиоволн

## Отражение и преломление радиоволн

На границе раздела двух сред волны отражаются и преломляются.

Предположим, что границей раздела двух сред является плоскость больших по сравнению с длиной волны размеров и на эту плоскость в точку  $O$  падает луч (рис. 4.6). При этом часть энергии луча возвращается (отражается) в первую среду, а часть ее преломляется и переходит во вторую среду, т. е. возникают отраженный и преломленный лучи. Преломление луча вызывается изменением скорости распространения волны. В первой среде, имеющей диэлектрическую и магнитную проницаемости  $\epsilon_1$  и  $\mu_1$  соответственно, волна распространяется со скоростью  $v_1$ . Вторая среда имеет другие значения магнитной и диэлектрической проницаемостей. Поэтому скорость распространения волны во второй среде не равна скорости распространения в первой среде. При переходе из первой среды во вторую фронт волны поворачивается и меняется направление его движения.

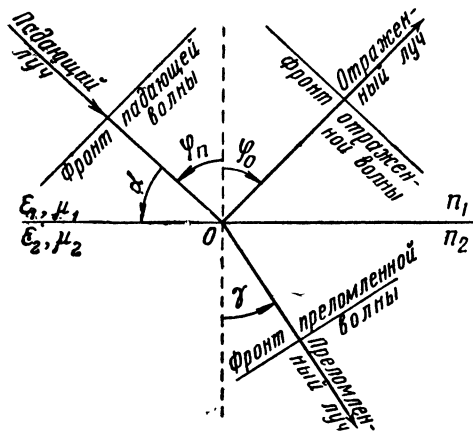


Рис. 4.6. Отражение и преломление радиоволн

да имеет другие значения магнитной и диэлектрической проницаемостей. Поэтому скорость распространения волны во второй среде не равна скорости распространения в первой среде. При переходе из первой среды во вторую фронт волны поворачивается и меняется направление его движения.

Если границей раздела является ровная плоскость, то происходит зеркальное отражение. При этом угол падения  $\varphi_{\text{п}}$  равен углу отражения  $\varphi_0$ , падающий и отраженный лучи и перпендикуляр к границе раздела в точке падения лежат в одной плоскости, называемой плоскостью распространения:

$$\sin \varphi_{\text{п}} : \sin \gamma = n_2 : n_1,$$

где  $n_2$  и  $n_1$  — коэффициенты преломления сред.

Зеркальное отражение происходит и в том случае, если на отражающей поверхности (например, поверхности земли) имеются неровности, размеры которых (высоты) не превышают

$$\frac{\lambda}{16 \sin \alpha},$$

где  $\lambda$  — длина падающей волны;  
 $\alpha$  — угол скольжения, равный  $90^\circ - \varphi_{\text{п}}$ .

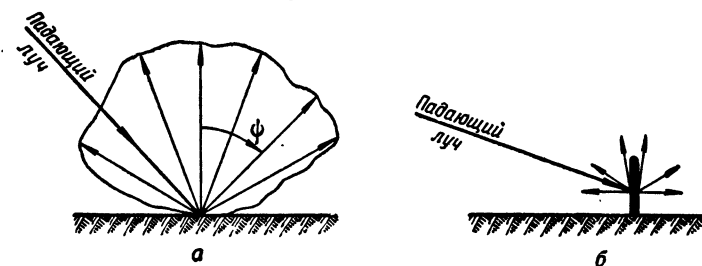


Рис. 4.7. Полурассеянное отражение (а) и отражение отдельным объектом (б)

Если на отражающей поверхности имеется множество хаотически расположенных неровностей, сравнимых с длиной волны, т. е. больших, чем  $\lambda : 16 \sin \alpha$ , то имеет место полурассеянное отражение. При этом независимо от угла падения отраженные волны распространяются по всем направлениям над отражающей поверхностью, а амплитуды отраженных волн приближенно пропорциональны косинусу угла  $\phi$  (рис. 4.7, а). Если амплитуды отраженных волн пропорциональны  $\cos \phi$ , то отражение называется диффузным. В диапазоне коротких и ультракоротких волн одновременно наблюдается зеркальное и полурассеянное отражение волн от земной поверхности.

Следующим видом отражения является излучение радиоволн отдельными объектами, размеры которых сравнимы с длиной падающей волны (рис. 4.7, б). Под действием поля падающей волны в отражателе возбуждаются токи и он становится излучающей антенной. Интенсивность (мощность) этого излучения в общем случае зависит от направления излучения, т. е. излучение является направленным. Однако в ряде практических случаев направленные свойства этих излучателей неизвестны и их счи-



тают ненаправленными. Часто именно такой вид отражения называют вторичным излучением или диффузным рассеиванием.

Рассмотрим более подробно зеркальное отражение. Большое значение для практики имеет отражение волн от земли. Амплитуда и фаза отраженных от земли волн зависят от угла падения, свойств почвы, длины волны и поляризации. Сухая земля является диэлектриком для волн короче 4 м, проводником для волн длиннее 400 м и полупроводником для волн от 4 до 400 м. Морская вода является диэлектриком для волн короче 3 см, проводником для волн длиннее 3 м и полупроводником для волн от 3 см до 3 м.

Различают два основных вида поляризации радиоволн: горизонтальную и вертикальную. Горизонтальной поляризацией на-

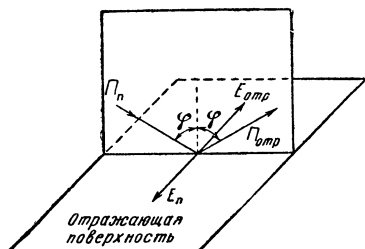


Рис. 4.8. Изменение фазы горизонтально поляризованной волны на  $180^\circ$  при отражении от поверхности проводника

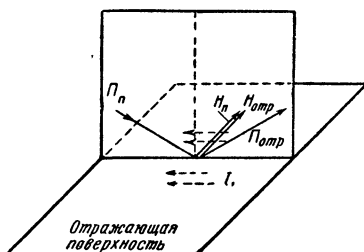


Рис. 4.9. Отражение вертикально поляризованной волны от поверхности проводника без изменения фазы

зывают такую, при которой вектор электрического поля  $E$  перпендикулярен плоскости распространения радиоволн, иными словами, при горизонтальной поляризации силовые электрические линии параллельны поверхности земли. При вертикальной поляризации вектор электрического поля  $E$  лежит в плоскости распространения радиоволн, а силовые магнитные линии параллельны поверхности земли.

При отражении от проводящей поверхности коэффициент отражения равен единице при любой поляризации и любом угле падения. Фаза волны при отражении изменяется на  $180^\circ$  при горизонтальной поляризации и остается без изменения при вертикальной поляризации. Действительно, так как вектор электрического поля горизонтально поляризованной волны параллелен поверхности земли и суммарное электрическое поле падающей и отраженной волн на поверхности проводника равно нулю, то, следовательно,  $e_{отр} = -e_{пад}$ , т. е. при отражении изменяется фаза на  $180^\circ$  (рис. 4.8).

При вертикальной поляризации (рис. 4.9) магнитные силовые линии падающей волны параллельны отражающей поверхности. На отражающей поверхности магнитное поле падающей

волны  $H_{\Pi}$  индуцирует ток  $I_1$ . Этот ток, перпендикулярный вектору  $H_{\Pi}$ , создает свое магнитное поле  $H_{\text{отр}}$ , силовые линии которого параллельны отражающей поверхности и перпендикулярны направлению данного тока. Следовательно, магнитные силовые линии падающей и отраженной волн у отражающей поверхности параллельны, а значит, падающая и отраженная волны у отражающей поверхности совпадают по фазе. Если предположить, что эти волны противофазны, то приходим к выводу, что суммарное магнитное поле у отражающей поверхности равно нулю. Такой вывод противоречит известному положению о том,

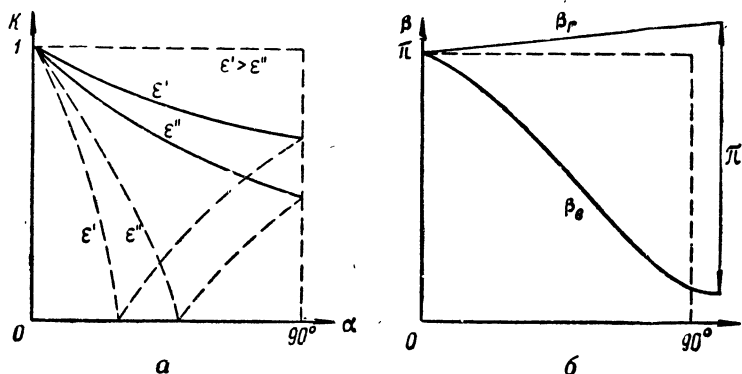


Рис. 4.10. Зависимость коэффициента отражения (а) от угла скольжения при горизонтальной (сплошная линия) и вертикальной (пунктир) поляризации для диэлектрической почвы; зависимость фазы отраженной волны (б) от угла скольжения для полупроводящей почвы при горизонтальной ( $\beta_r$ ) и вертикальной ( $\beta_v$ ) поляризациях

что у проводника с током существует магнитное поле. Следовательно, у отражающей поверхности  $H = H_{\Pi} + H_{\text{отр}}$ , т. е. вертикально поляризованная волна отражается от проводящей поверхности без изменения фазы.

Коэффициент отражения от диэлектрической почвы зависит от угла скольжения (рис. 4.10, а). При горизонтальной поляризации он больше, чем при вертикальной для всех углов падения, за исключением вертикального и горизонтального падения. При вертикальной поляризации имеется такой угол скольжения, называемый углом полного преломления, при котором коэффициент отражения равен нулю. Явление это подобно согласованию линий, т. е. оказываются равными волновые сопротивления сред и отражение отсутствует. Фаза горизонтально поляризованной волны при отражении изменяется на  $180^\circ$ . Фаза вертикально поляризованной волны тоже изменяется на  $180^\circ$  при углах скольжения, меньших угла полного преломления, и остается без изменения при углах скольжения, больших угла полного преломления.

При отражении волн от полупроводящей почвы зависимость коэффициента отражения от угла скольжения подобна показанной на рис. 4.10, *а*, однако коэффициент отражения не обращается в нуль ни при каких углах скольжения.

Фаза волны изменяется при этом так, как показано на рис. 4.10, *б*.

## Поглощение поверхностных волн землей

Поверхность земли поглощает энергию распространяющихся вдоль нее поверхностных волн. Это объясняется тем, что земля обладает активным сопротивлением. Радиоволны вызывают в земле токи, которые создают активные потери. Чем короче волна, т. е. чем больше частота, тем больший ток индуцируется в земле и тем больше потери. Потери в земле уменьшаются с увеличением проводимости почвы, так как волны проникают в землю тем меньше, чем выше проводимость почвы. В земле происходят и диэлектрические потери, которые также увеличиваются с укорочением волны.

## Явление дифракции

Дифракцией называется способность радиоволн огибать выпуклость земного шара, неровности земли и другие препятствия. Чем больше длина волны по сравнению с размерами препятствия, тем больше выражена дифракционная способность радиоволн. Следовательно, длинные волны обладают большей дифракционной способностью, чем короткие.

## Роль ионосферы

На распространение радиоволн влияет ионосфера. К ионосфере относятся верхние ионизированные слои атмосферы. Главным ионизирующим фактором являются ультрафиолетовые лучи солнца. Опытным путем установлено, что существуют четыре ионизированных слоя: *D*, *E*, *F*<sub>1</sub>, *F*<sub>2</sub>.

Максимальные концентрации электронов в 1 см<sup>3</sup> соответственно равны 10<sup>4</sup>, 2·10<sup>5</sup>, 4·10<sup>5</sup>, 10<sup>6</sup> и расположены на высотах, примерно равных 80, 120, 220 и 350 км. Слой *D* существует только днем, а слой *F*<sub>1</sub> существует только летом. Концентрация электронов в слоях и высоты ионизированных слоев изменяются в зависимости от времени года и суток, широты места и солнечной активности. Кроме этих регулярных медленных изменений, в ионосфере имеются нерегулярные изменения плотности электронов, приводящие к образованию различного рода неоднородностей в виде «зерен», спорадических слоев, ионосферных облаков и т. д.

Ионосфера поглощает, преломляет и отражает радиоволны.

Объясняется это следующим. Под действием переменного поля падающей волны свободные электроны ионосферы совершают колебательное движение и в ионосфере возникают токи (токами положительных ионов можно пренебречь из-за их очень малой по сравнению с электронами подвижности). В своем движении электроны сталкиваются с молекулами и отдают им кинетическую энергию, полученную от поля радиоволны. Таким образом, энергия радиоволны переходит в тепловую энергию. Чем длиннее волна, тем больший путь проходят электроны при колебаниях за половину периода, тем больше столкновений происходит на этом пути и тем больше поглощение. Следовательно, длинные волны поглощаются ионосферой больше, чем короткие.

Токи в ионосфере создают свое электромагнитное поле, которое складывается с полем падающей волны. Направление распространения результирующего поля отличается от направления распространения падающей волны. Этим объясняется преломление и отражение. Более удобно рассматривать отражение и преломление радиоволн в ионосфере по аналогии с отражением световых волн. Из теории известно, что диэлектрическая проницаемость ионизированного газа меньше единицы и зависит от концентрации свободных электронов: чем больше концентрация электронов, тем меньше диэлектрическая проницаемость. Следовательно, ионосфера являясь средой, оптически менее плотной, чем воздух. При переходе из среды более плотной в среду менее плотную луч отклоняется от перпендикуляра к границе раздела. Так как концентрация электронов ионизированного слоя изменяется по высоте плавно, то радиоволны в такой среде распространяются по криволинейным траекториям (рис. 4.11).

При известных условиях радиоволны подвергаются полному внутреннему отражению и возвращаются на землю. Чтобы луч возвратился на землю, он должен занять горизонтальное положение на высоте, меньшей, чем высота максимальной концентрации электронов.

Траектория луча в ионосфере зависит от концентрации электронов, длины волны и угла падения радиоволны на ионосферу. Чем больше концентрация электронов, тем больше ионосфера приближается по своим свойствам к проводнику, лучше отражает волны и меньше их поглощает.

Чем больше частота поля, тем сильнее сказывается инерция электронов, меньше амплитуда их колебаний и, следовательно, тем меньше поле, излучаемое колеблющимися электронами.

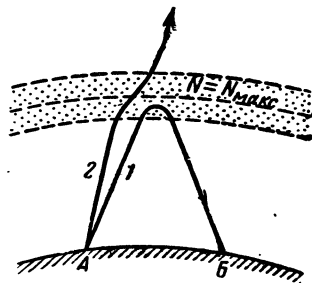


Рис. 4.11. Отражение и преломление волн ионосферой

Поэтому и преломление волн в ионосфере уменьшается с их укорочением.

Максимальная частота вертикально направленного луча, который еще отражается от ионосферы, называется критической частотой ( $f_{кр}$ ). При регулярном состоянии ионосферы критическая частота слоя  $F_2$  приблизительно равна 13 Мгц, т. е.  $\lambda \approx 24$  м. Наибольшая частота луча, направленного под углом  $\alpha$  к горизонту и отражаемого ионосферой, называется максимальной частотой ( $f_{макс}$ ) для данного угла возвышения. Если частота наклонного луча больше максимальной, отражения от слоя не будет. При вертикальном направлении луча  $f_{макс} = f_{кр}$ , с уменьшением угла  $\alpha$  до нуля  $f_{макс}$  возрастает и при  $\alpha = 0$  имеет наибольшее значение, примерно равное 40 Мгц ( $\lambda = 7,5$  м). Следовательно, волны длиннее 24 м от регулярной ионосферы отражаются, волны короче 7,5 м не отражаются, а волны в пределах от 7,5 до 24 м в зависимости от угла возвышения либо отражаются, либо проходят. Из-за наличия неоднородностей в ионосфере от нее отражаются и волны короче 7,5 м.

## 2. Особенности распространения волн различных диапазонов

### Распространение длинных и средних волн

Физическая сущность распространения длинных волн состоит в движении электромагнитной энергии между двумя полупроводящими сферами — землей и ионосферой. Радиус действия поверхностного луча на длинных и сверхдлинных волнах большой, так как эти волны мало поглощаются землей и обладают дифракцией.

Под радиусом действия, или дальностью действия, луча понимается то наибольшее расстояние от передающей антенны, на котором напряженность поля достаточна для приема сигнала.

Сверхдлинные волны распространяются вокруг земли в сферическом волноводе, образованном землей и ионосферой, с незначительным затуханием.

Дальность действия на длинных волнах определяется мощностью излучения и зависит только от освещенности. Ночью из-за меньшего поглощения ионосферой радиус действия несколько больше, чем днем. Это особенно заметно на средних волнах, которые отражаются от более высоких областей слоя  $E$ , а в отдельных случаях (на более высоких частотах) и от слоя  $F$ ; поэтому пространственный луч средних волн в дневные часы сильно поглощается ионосферой. Так, например, радиовещательные станции в диапазоне 200—300 м ночью бывают слышны на расстояниях до 4000 км при сравнительно малой мощности передатчика. Поверхностный луч средних волн заметно поглощается землей, и радиус его действия не превышает 1000—1500 км. На средних волнах наблюдаются замирания

сигналов, обусловленные интерференцией пространственной и поверхностной волн.

Средние волны используются для радиовещания и дальней радиосвязи, длинные волны — для радиотелеграфии.

Недостаток этих диапазонов — малое количество каналов связи, позволяющих одновременно работать без взаимных помех. Недостатком длинных волн являются также большие габариты мощных радиопередатчиков и особенно радиопередающих антенн.

### Распространение коротких волн

Пространственный луч коротких волн незначительно поглощается ионосферой, поэтому радиус его действия очень велик даже при малых мощностях излучения. Распространение корот-

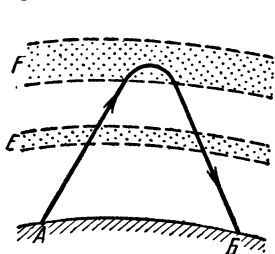


Рис. 4.12. Распространение дневной волны днем

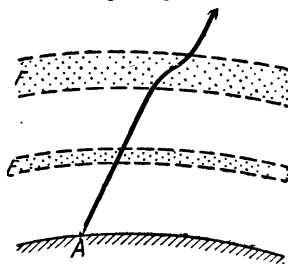


Рис. 4.13. Распространение дневной волны ночью

ких волн на большие расстояния происходит путем многократных отражений от ионосферы и земли. При этом условие распространения радиоволн определяется в основном состоянием ионосферы. Следовательно, радиосвязь на коротких волнах зависит от длины волны, от освещенности трассы, связанной с широтой места, временем года и суток, от солнечной активности, земного магнетизма и других факторов. Для поддержания уверенной радиосвязи на коротких волнах на большие расстояния необходимы правильный выбор длин волн и смена волн при переходе от дневных условий к ночным. Днем, при большей степени ионизации, для получения большой дальности радиосвязи надо применить более короткие волны. Дневные волны отражаются от слоя  $F$  и мало поглощаются слоем  $E$ . При однократном отражении можно получить дальность радиосвязи до 4000 км (рис. 4.12). С наступлением темноты степень ионизации понижается и дневные волны уходят в мировое пространство (рис. 4.13).

Для поддержания связи между пунктами  $A$  и  $B$  (см. рис. 4.12) в ночные часы необходимо использовать более длинные волны. Ночью концентрация электронов в слое  $F$  пони-

жается и от него отражаются более длинные волны. Поглощение волн ионосферой ночью уменьшается. Следовательно, траектория ночной волны ночью будет такая же, как и траектория дневной волны днем. Если в дневные часы работать на ночной волне, то из-за сильного поглощения в слое  $E$  радиосвязь нарушится (рис. 4.14). Исследования показали, что применяемые для связи на большие расстояния короткие волны можно разбить на три следующих поддиапазона: 1) волны от 10 до 25 м для радиосвязи в дневные часы; 2) волны от 35 до 100 м для радиосвязи в ночные часы; 3) волны от 25 до 35 м для радиосвязи в часы полусвеченности.

Распространение коротких волн характеризуется наличием зон молчания, замирания сигналов и радиоэхо. Зоной молча-

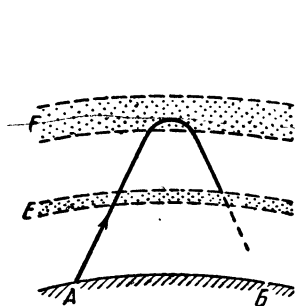


Рис. 4.14. Распространение ночной волны днем

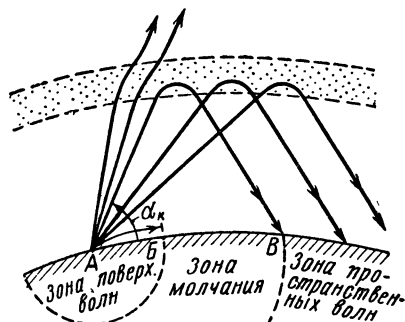


Рис. 4.15. Распространение коротких волн

ния называется пространство между областью, где кончается прием поверхностных волн, и областью, где начинается прием пространственных волн (рис. 4.15). Поверхностные лучи коротких волн сильно поглощаются землей, и потому радиус их действия  $AB$  невелик. Пространственные волны возвращаются на землю не ближе точки  $B$  от передатчика. Зона шириной  $BB$  называется зоной молчания; радиусом ее является расстояние  $AB$ . В зону  $BB$  пространственные волны не попадают потому, что все радиоволны, излучаемые антенной под углом больше  $\alpha_k$ , от ионосферы не отражаются. Угол  $\alpha_k$  называется критическим углом. Он уменьшается с увеличением частоты и уменьшением концентрации электронов в ионосфере. Следовательно, радиус зоны молчания увеличивается с увеличением частоты и уменьшением концентрации электронов в ионосфере.

Максимальный радиус зоны молчания, равный примерно 3500 км, получается при частоте электромагнитных колебаний примерно 40 Мгц, которые отражаются только при горизонтальной послылке. На волнах длиннее 50 м зоны молчания не наблюдаются.

Кратковременные замирания сигналов объясняются интер-

ференцией лучей, приходящих в пункт приема различными путями (рис. 4.16). Сдвиг фаз между лучами 1 и 2 в пункте приема непрерывно изменяется, так как условия распространения лучей, т. е. состояние ионосферы, непрерывно изменяются. Если лучи 1 и 2 в пункте приема окажутся в фазе, то результирующая напряженность поля увеличится. Если эти лучи окажутся в противофазе, результирующая напряженность поля станет минимальной, амплитуда сигнала уменьшится и сигнал может совершенно исчезнуть. Для борьбы с замираниями сигналов применяется автоматическая регулировка усиления в приемниках, а также прием сигналов с помощью двух разнесенных на некоторое расстояние антенн.

При приеме сигналов наблюдается явление радиоэха, которое состоит в том, что один и тот же сигнал воспроизводится в приемнике два раза или больше. Наблюдается оно при передаче коротких сигналов, например знаков азбуки Морзе. Запаздывание сигнала, распространяющегося по пути 2 (см. рис. 4.16), может быть больше его длительности; в этом случае сигнал будет принят дважды. Один и тот же сигнал может попасть в точку приема дважды, если условия распространения окажутся столь благоприятными, что сигнал обойдет земной шар (в этом случае запаздывание будет равно примерно 130 мсек).

Диапазон коротких волн используется для трансконтинентальной и континентальной телеграфной, телефонной и фото-связи. Число каналов связи, позволяющих одновременно работать без взаимных помех, в этом диапазоне значительно больше, чем в диапазоне средних волн.

### Распространение ультракоротких волн

Ультракороткие волны (УКВ) не отражаются регулярной ионосферой. Поверхностный луч УКВ очень сильно поглощается почвой и местными предметами. УКВ не могут огибать выпуклость земного шара, т. е. обладают малой дифракционной способностью. Поэтому дальность действия УКВ практически ограничена расстоянием прямой оптической видимости. Без учета рефракции расстояние прямой видимости определяется по формуле

$$D [\text{км}] = 3,57 (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}), \quad (4.5)$$

где  $h_1$  и  $h_2$  — высоты передающей и приемной антенн над землей в метрах (рис. 4.17).

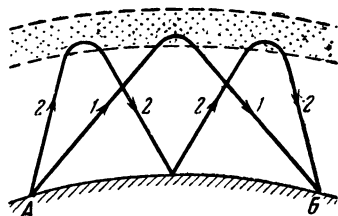


Рис. 4.16. Интерференция волн с неодинаковым числом отражений от ионосферы



С учетом рефракции дальность видимости увеличивается примерно на 15% (рис. 4.18) и может быть определена по формуле

$$D [\text{км}] = 4,15 (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}). \quad (4.6)$$

Рефракцией называется преломление радиолучей в нижних слоях атмосферы; это явление вызывается неоднородностью атмосферы. Диэлектрическая проницаемость воздуха зависит от его влажности, температуры и давления. Непосредственно у поверхности земли диэлектрическая проницаемость воздуха больше единицы. С увеличением высоты влажность, давление и температура воздуха понижаются, а диэлектрическая проницае-

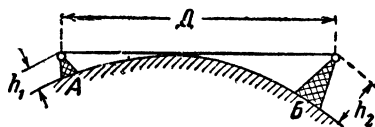


Рис. 4.17. Дальность прямой видимости

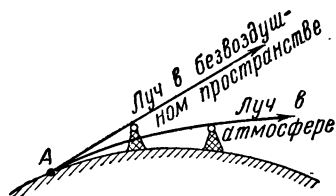


Рис. 4.18. Увеличение дальности прямой видимости за счет рефракции

мость приближается к единице. Поэтому атмосферу можно представить себе состоящей из большого числа слоев, имеющих различные диэлектрические проницаемости. При переходе от слоя к слою луч отклоняется к земле, т. е. искривляется.

В атмосфере могут быть созданы такие условия, при которых кривизна радиолуча окажется равной кривизне земной поверхности (или несколько меньше ее). В этом случае радиоволны будут распространяться параллельно земной поверхности на расстояния, значительно превышающие дальность прямой видимости. Это явление называется критической атмосферной рефракцией.

В 1944—1945 гг. было обнаружено явление сверхдальнего распространения дециметровых и сантиметровых волн; это явление получило название сверхрефракции. Чаще всего оно наблюдается над водными пространствами при переходе от плохой погоды к хорошей, когда в атмосфере образуются слои воздуха с резко различными диэлектрическими проницаемостями. Границы этих слоев играют роль стенок волновода, между которыми распространяются радиоволны на сверхдальние расстояния. Для образования волновода в атмосфере необходима температурная инверсия, при которой с увеличением высоты наблюдается повышение температуры и резкое уменьшение влажности. Обычно атмосферный волновод образуется между землей и расположенным над ней на некоторой высоте

слоем теплого и сухого воздуха, обладающего температурной инверсией. Возможно образование атмосферного волновода на некоторой высоте над землей. В этом случае волновод ограничивается слоем холодного и влажного воздуха и расположенным выше него слоем теплого и сухого воздуха. Высота атмосферного волновода составляет несколько десятков метров, поэтому явление сверхрефракции наблюдается на УКВ.

Явления критической рефракции и сверхрефракции наблюдаются крайне редко, т. е. относятся к числу нерегулярных явлений. С помощью этих явлений нельзя объяснить причину регулярных значительных превышений дальности действия УКВ над дальностью прямой видимости с учетом нормальной рефракции. Практика использования диапазона УКВ показывает, что при достаточной мощности передатчика дальность радиосвязи на этих волнах может достигать 1000 и более километров, т. е. в десятки и сотни раз превышать дальность прямой видимости. Явление регулярного сверхдальнего распространения УКВ можно объяснить двумя факторами. Во-первых, рассеиванием волн в тропосфере, увеличивающим дальность действия до 500—1000 км, и, во-вторых, рассеиванием волн в ионосфере, позволяющим принимать рассеянные волны на расстоянии более 1000 км от передатчика.

Рассеивание волн тропосферой вызывается ее «зернистым», т. е. неоднородным, строением. Зернистость тропосферы объясняется беспорядочным вихревым (турбулентным) движением воздуха вследствие неодинакового нагревания (охлаждения) различных участков земной поверхности. Отдельные мелкие завихрения воздуха («зерна») имеют коэффициент преломления, несколько отличающийся от коэффициента преломления окружающей среды, благодаря чему они рассеивают волны. Рассеянные на высоте 5—10 км волны возвращаются на землю на больших расстояниях от передатчика.

Рассеивание метровых волн ионосферой вызывается теми же причинами. Ионосфера имеет неоднородное строение, и ионизированные массы воздуха непрерывно перемещаются. Основная причина этого — тепловое и гравитационное воздействие солнца. При перемещении ионизированного газа образуются отдельные мелкие завихрения, что значительно повышает концентрацию в них свободных электронов. Образованию неоднородностей в ионосфере способствует также метеорный поток. Наличие неоднородностей в ионосфере («зерен») является причиной рассеивания радиоволн.

Для расчета напряженности поля УКВ в пункте приема на расстояниях, не превышающих 0,7 дальности прямой видимости, пользуются формулой Б. А. Введенского:

$$E = \frac{240\pi^2 I l}{\lambda^2} \cdot \frac{h_1 h_2}{r^2}, \quad (4.7)$$

где  $I$  — ток в передающей антенне;  
 $l$  — длина передающей антенны;  
 $\lambda$  — длина волны;  
 $h_1, h_2$  — высоты передающей и приемной антенн над землей;  
 $r$  — расстояние между передающей и приемной антеннами.

Следовательно, напряженность поля УКВ обратно пропорциональна квадрату расстояния от передатчика. Такая зависимость объясняется интерференцией прямой и отраженной волн; при этом предполагается, что коэффициент отражения равен единице, высоты антенн большие по сравнению с длиной волны и фаза волны при отражении изменяется на  $180^\circ$ . При выполнении этих условий отраженная волна ослабляет прямую и результирующая напряженность в пункте приема получается меньше напряженности, создаваемой прямой волной.

Радиус действия поверхностного луча не зависит от времени года и суток, но сильно зависит от рельефа местности.

Ультракороткие волны отражаются от самолетов, кораблей, танков и других сравнительно небольших предметов. Можно сконструировать такую антенну УКВ, которая бы излучала радиоволны в малом телесном угле. Такая антенна называется остронаправленной. С помощью этой антенны, как с помощью прожектора, можно облучать отдельные участки пространства и принимать отраженные сигналы от облучаемых целей. Отражение УКВ от самолетов, кораблей, танков и др., а также острая направленность антенн УКВ обусловили применение волн этого диапазона в радиолокации. Этому способствует также и то, что на приемники УКВ не действуют атмосферные помехи, источниками которых являются грозные разряды.

Волны сантиметрового диапазона поглощаются и рассеиваются дождем, градом, снегом, туманом, облаками. Кроме того, на сантиметровых и миллиметровых волнах наблюдается так называемое характеристическое, или резонансное, поглощение, вызываемое воздействием радиоволн на электроны, находящиеся на внешней оболочке молекул газа. Например, волна длиной 1,3 см поглощается парами воды, а волны длиной 0,5 и 0,25 см — кислородом воздуха.

Дождь, снегопад и облака отражают сантиметровые волны; с укорочением волны коэффициент отражения возрастает. Особенно заметно влияние осадков на распространение волн короче 3 см.

Ультракороткие волны занимают весьма широкий спектр частот, в котором может одновременно работать большое число радиостанций без взаимных помех. Взаимные помехи исключаются и при одновременной работе многих радиостанций на

одной волне, если станции расположены на расстояниях, превышающих их радиус действия.

Благодаря широкому спектру частот на УКВ можно использовать импульсный метод и широкополосную частотную модуляцию.

### § 3. ПОЛУВОЛНОВЫЙ ВИБРАТОР

#### 1. Стоячие волны в полуволновом вибраторе

Полуволновый вибратор — это простейшая антенна. Конструктивно он представляет собой прямолинейный проводник длиной приблизительно в половину волны. Такой вибратор можно получить, разведя на  $180^\circ$  проводники четвертьволновой разомкнутой линии, которая, как известно, обладает резонансными свойствами. Следовательно, полуволновый вибратор является резонансной системой, индуктивность и емкость которой распределены вдоль его длины (рис. 4.19). В полуволновом

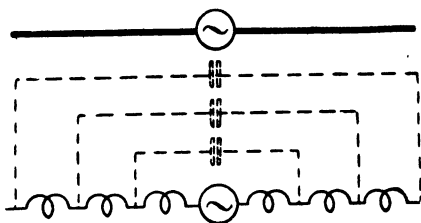


Рис. 4.19. Полуволновый вибратор и его эквивалентная схема

вибраторе происходят колебания тока и напряжения. Установлено, что в вибраторе существует режим смешанных волн, подобный режиму смешанных волн в четвертьволновой разомкнутой линии с большими потерями. Следовательно, в полуволновом вибраторе есть стоячие и бегущие (затухающие по длине вибратора) волны напряжения и тока. Мгновенные значения тока и напряжения стоячих волн в вибраторе показаны на рис. 4.20. Вибратор потому и называется полуволновым, что на его длине укладывается одна стоячая полуволна тока (напряжения).

Длина волны в вибраторе меньше длины волны в свободном пространстве. Это объясняется тем, что скорость распространения электромагнитной энергии вдоль вибратора меньше, чем в свободном пространстве. Следовательно, длина полуволнового вибратора  $l_{\text{вибр}}$  несколько короче половины волны  $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$  в свободном пространстве. Укорочение вибратора по сравнению с полуволной в свободном пространстве тем больше, чем больше диаметр провода вибратора; при больших диаметрах укорочение может достигать 20%.

Наличие стоячих волн в вибраторе указывает на колебание энергии, т. е. на переход электрической энергии в магнитную и обратно. Эти колебания происходят в поле индукции вблизи вибратора.

Наличие бегущей волны в вибраторе обусловлено активными потерями. Эти потери в свою очередь обусловлены излучением энергии в пространство и потреблением ее активным сопротивлением провода вибратора. Все активные потери энергии в вибраторе можно учесть, если представить себе, что по длине вибратора распределено некоторое условное сопротивление.

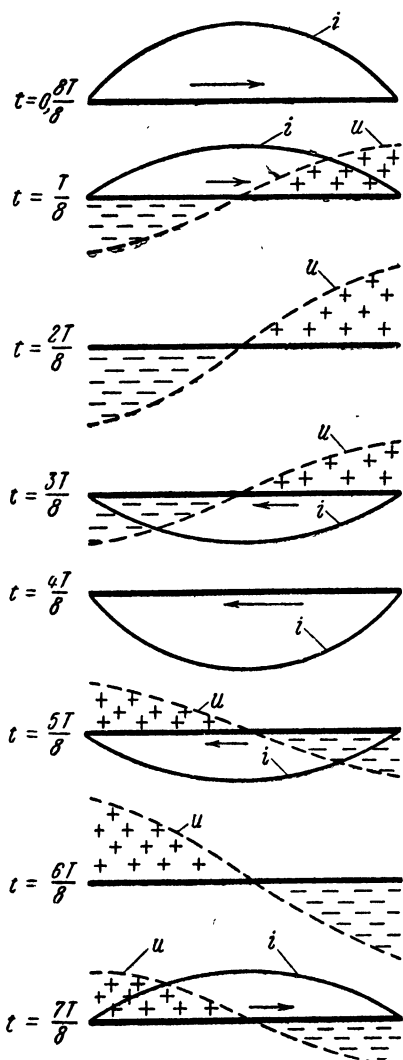


Рис. 4.20. Колебания тока и напряжения в полуволновом вибраторе

Следовательно, можно считать, что полуволновый вибратор подобен четвертьволновой разомкнутой линии с большими активными потерями (рис. 4.21). В такой линии есть бегущие волны, обусловленные потреблением энергии распределенным активным сопротивлением, и стоячие волны, вызванные тем, что линия разомкнута и от ее конца отражаются волны. На входе линии амплитуды бегущих волн максимальны, на конце линии они равны нулю, так как там нет потребителей энергии. Следовательно, бегущие волны в такой линии затухающие.

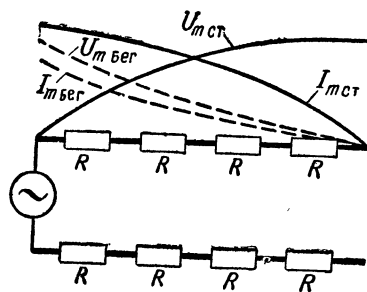


Рис. 4.21. Распределения амплитуд тока и напряжения в разомкнутой четвертьволновой линии с потерями

Входное сопротивление рассмотренной линии чисто активное (это было показано в гл. 2).

Если развести провода этой линии на  $180^\circ$ , то получим полу-

волновый вибратор. Распределение амплитуд напряжения и тока (рис. 4.22) при этом останется таким же, как и в линии. Входное сопротивление вибратора, как и четвертьволновой линии с потерями, чисто активное; при этом длина вибратора равна длине стоячей полу волны, укладывающейся на вибраторе.

## 2. Мощность излучения. Сопротивление излучения. КПД антенны

Генератор подводит к вибратору активную мощность  $P_a$ , часть которой излучается, а часть бесполезно теряется на активном сопротивлении провода вибратора, в окружающих вибратор предметах и земле. Потери энергии в земле и окружающих предметах происходят в том случае, если поле индукции вибратора наводит в них токи. Следовательно, подводимая к антенне мощность  $P_a$  представляет собой сумму мощностей излучения  $P_{изл}$  и потерь  $P_{п}$ , т. е.

$$P_a = P_{изл} + P_{п}. \quad (4.8)$$

Мощностью излучения называется количество энергии, излучаемой антенной за 1 сек, а мощностью потерь — количество энергии, расходуемой за 1 сек в активном сопротивлении проводов антенны, окружающих предметах и земле.

Из электротехники известно, что активная мощность любой цепи равна

$$P = I^2 R,$$

где  $I$  — действующее значение тока в цепи;

$R$  — активное сопротивление цепи.

По аналогии с этой формулой можно написать, что

$$P_{изл} = I_{пучн}^2 R_{изл}, \quad (4.9)$$

$$P_{п} = I_{пучн}^2 R_{п}, \quad (4.10)$$

где  $I_{пучн}$  — действующее значение тока в пучности;

$R_{изл}$  — сопротивление излучения;

$R_{п}$  — сопротивление потерь.

Сопротивлением излучения называется такое активное сопротивление, которое, будучи включено в пучность тока в антенне, поглощало бы мощность, равную мощности излучения. Сопротивление излучения — расчетная величина, представляющая собой коэффициент пропорциональности между мощно-

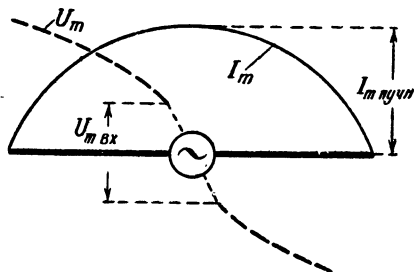


Рис. 4.22. Распределение амплитуд тока и напряжения в полуволновом вибраторе

стью излучения и током в антенне. Зная сопротивление излучения, можно подсчитать излучаемую мощность, так как  $I_{\text{пучн}}$  легко измерить.

Сопротивление излучения невозможно измерить; оно подсчитывается математически. Расчеты показывают, что сопротивление излучения полуволнового вибратора равно 73,2—45 ом. Чем больше диаметр провода вибратора, тем меньше его сопротивление излучения. Если диаметр вибратора очень мал по сравнению с длиной волны, то сопротивление излучения максимально (73,2 ом). Для различных типов антенн сопротивление излучения зависит от формы антенны, ее геометрических размеров и длины волны.

Сопротивление потерь антенны, включающее в себя все потери мощности, определяется аналогично сопротивлению излучения. Оно зависит от формы антенны, ее размеров, длины волны, активного сопротивления проводов антенны и других факторов.

Следовательно, полная мощность антенны

$$P_a = P_{\text{изл}} + P_{\text{п}} = I_{\text{пучн}}^2 (R_{\text{изл}} + R_{\text{п}}). \quad (4.11)$$

Из этой формулы следует, что полное активное сопротивление антенны состоит из сопротивления излучения и сопротивления потерь, соединенных последовательно, т. е.

$$R_a = R_{\text{изл}} + R_{\text{п}}. \quad (4.12)$$

Сопротивление  $R_a$  распределено по длине антенны; для упрощения расчетов его считают включенным в пучность тока, а в полуволновом вибраторе — в его середину.

Чем больше сопротивление излучения по сравнению с сопротивлением потерь, тем эффективнее работа антенны как излучающей системы. Эффективность работы антенны оценивается ее КПД, численно равным отношению мощности излучения антенны к полной мощности:

$$\eta = \frac{P_{\text{изл}}}{P_a} = \frac{R_{\text{изл}}}{R_{\text{изл}} + R_{\text{п}}}. \quad (4.13)$$

Сопротивление потерь полуволнового вибратора значительно меньше сопротивления излучения. Можно считать, что для полуволнового вибратора

$$R_a = R_{\text{изл}}.$$

### 3. Способы питания вибратора

Обычно используется симметричное питание вибратора; в этом случае он состоит из двух равных по длине плеч, укрепленных так, что между ними есть небольшой по сравнению с длиной волны зазор  $ab$  (рис. 4.23). К точкам  $a$ — $b$  подклю-

чается соединенный с генератором фидер, по которому к вибратору подводится электромагнитная энергия.

Отношение напряжения в точках подключения фидера к току вибратора в этих точках называется входным сопротивлением вибратора. Это сопротивление зависит от длины вибратора, его диаметра и положения точек, к которым подключен фидер.

Входное сопротивление вибратора произвольной длины является комплексным, т. е. состоит из последовательно включенных активной и реактивной составляющих. Эти составляющие зависят от длины волны и диаметра вибратора (рис. 4.24 и 4.25). При увеличении длины вибратора от 0 до  $\lambda_B$  активная составляющая его входного сопротивления увеличивается от нуля до максимума. При дальнейшем увеличении длины вибратора она колеблется от максимума до минимума, которые сами приближаются к одной предельной величине (рис. 4.24, кривая  $I$ ).

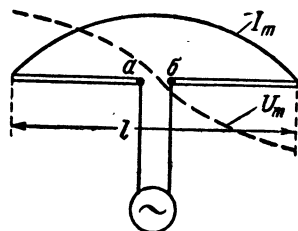


Рис. 4.23. Схема симметричного питания вибратора

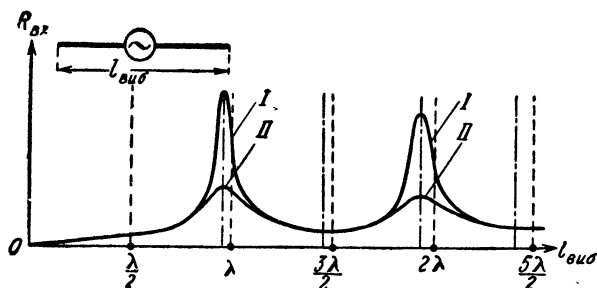


Рис. 4.24. Зависимость активной составляющей входного сопротивления вибратора от его длины

Реактивная составляющая входного сопротивления вибратора с изменением его длины колеблется от максимального до минимального значения и проходит через нуль при  $l_{\text{вибр}} = n \frac{\lambda_B}{2}$ , где  $n=1, 2, 3...$  (рис. 4.25, кривая  $I$ ). При беспредельном увеличении  $l_{\text{вибр}}$  максимумы и минимумы  $X_{\text{вх}}$  стремятся к нулю.

На практике используются вибраторы длиной  $\frac{\lambda_B}{2}$  и  $\lambda_B$ . Случай, когда  $l_{\text{вибр}} = \frac{\lambda_B}{2}$ , соответствует симметричному питанию полуволнового вибратора (см. рис. 4.23). Реактивная составляющая входного сопротивления при этом равна нулю, а активная — сумме сопротивлений излучения и потерь. Сопротивле-



нием потерь можно пренебречь и считать, что входное сопротивление полуволнового вибратора при симметричном питании равно сопротивлению излучения. Действительно, сопротивление излучения мы считаем включенным в пучность тока, т. е. в точках  $a-b$  (см. рис. 4.23). А так как это входное сопротивление, то

$$R_{\text{вх}} = R_{\text{изл.}}$$

Если длина вибратора несколько меньше  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$ , то его входное сопротивление состоит из активной и емкостной составляющих.

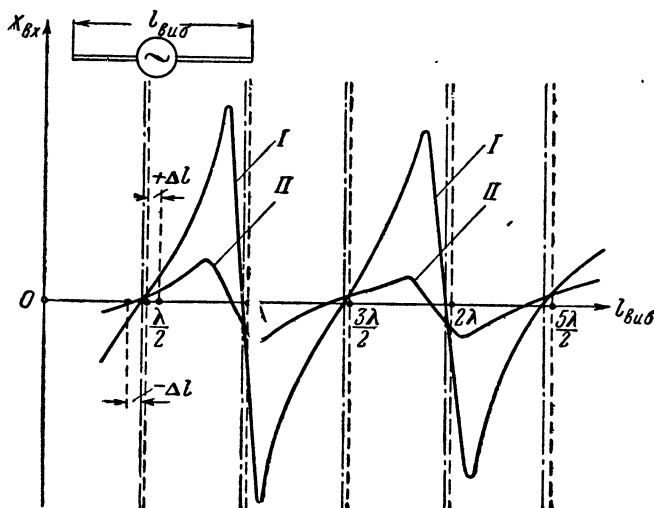


Рис. 4.25. Зависимость реактивной составляющей входного сопротивления вибратора от его длины

Когда длина вибратора несколько больше  $\frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$ , но меньше  $\lambda_{\text{в}}$ , входное сопротивление имеет активную и индуктивную составляющие.

Если при заданной длине вибратора рабочая волна генератора увеличится, входное сопротивление изменится так же, как и при соответствующем укорочении вибратора.

Кривые I и II на рис. 4.24 и 4.25 построены для вибраторов с малым и большим диаметрами соответственно. Из сравнения этих кривых видно, что вибратор, выполненный из провода с большим диаметром, обладает большей диапазоностью. Это означает, что его входное сопротивление мало изменяется при изменении рабочей волны генератора (или длины вибратора) в небольших пределах. Изменение длины вибратора на  $\pm \Delta l$  (или изменение рабочей волны генератора на эту

же величину) практически не влияет на величину входного сопротивления вибратора с большим диаметром. Следовательно, чем шире полоса частот, излучаемых вибратором, тем больше должен быть его диаметр.

Широкую полосу можно получить не только увеличением диаметра цилиндрического вибратора, но и выбором соответствующей формы. Так, например, широкополосными являются вибраторы конической и экспоненциальной форм, коническо-цилиндрический вибратор, диско-цилиндро-конический вибратор и др.

При симметричном питании полуволнового вибратора с помощью двухпроводного фидера требуются согласующие устройства, так как входное сопротивление вибратора  $R_{вх}$  меньше волнового сопротивления двухпроводного фидера, равного

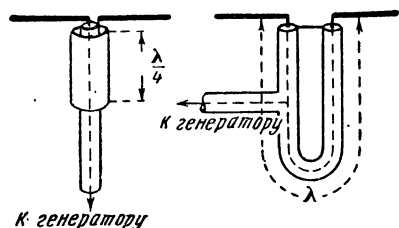


Рис. 4.26. Симметричное питание полуволнового вибратора с помощью коаксиального фидера

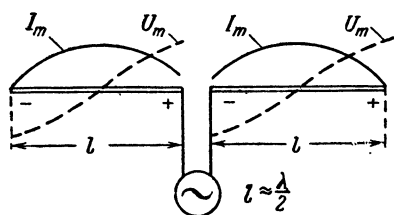


Рис. 4.27. Питание вибратора с концов

обычно 200—600 ом. Удобнее полуволновый вибратор питать с помощью коаксиального фидера. В этом случае согласующие устройства не требуются, так как легко сконструировать коаксиальный фидер с  $\rho_k = R_{вх}$ . Однако коаксиальный фидер несимметричный, и непосредственное его присоединение к полуволновому вибратору нарушает симметрию последнего, что приводит к уменьшению  $R_{изл}$  и изменению формы характеристики направленности. Для предотвращения этого применяются симметрирующие устройства — четвертьволновый экран и симметрирующий трансформатор (рис. 4.26).

Случай, когда  $l_{вибр} = \lambda_v$ , соответствует питанию двух полуволновых вибраторов с концов (рис. 4.27). Такой способ питания используется в многовибраторных антеннах. В этом случае фидер подключается к вибраторам в точках максимального напряжения и минимального тока, а входное сопротивление  $R_{вх} = \frac{U_{макс}}{I_{мин}}$  имеет чисто активный характер и большую величину. Оба вибратора, как это видно из графиков распределения тока и напряжения, питаются синфазно. Середина каждого из них имеет нулевой потенциал, поэтому середину вибратора можно соединять с землей; это упрощает крепление вибраторов.

На рис. 4.28, *а* показана схема питания полуволнового вибратора с помощью расходящегося фидера, или дельта-трансформатора. Если согнуть вибратор, то получим эквивалентную линию (рис. 4.28, *б*). В гл. 2 было показано, что входное сопротивление такой линии чисто активное и зависит от положения точек *а*—*б*; это справедливо и для схемы рис. 4.28, *а*. Входное сопротивление полуволнового вибратора возрастает от нуля до максимальной величины при перемещении точек под-

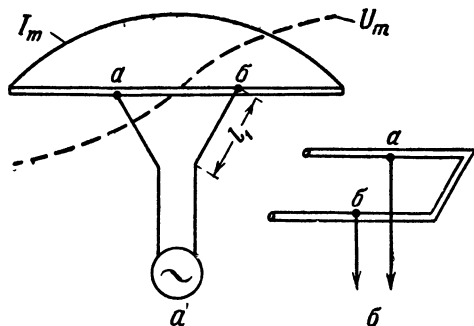


Рис. 4.28. Питание вибратора с помощью расходящегося фидера (*а*) и эквивалентная схема (*б*)

ключения фидера от середины к концам вибратора. Можно подключить фидер в таких точках, что входное сопротивление окажется равным волновому сопротивлению фидера в этих точках. Это исключает отражение падающих волн от входа вибратора. Но волны могут отражаться от расходящейся части фидера, так как ее волновое сопротивление изменяется от точки к точке. Чтобы это устранить, надо расходя-

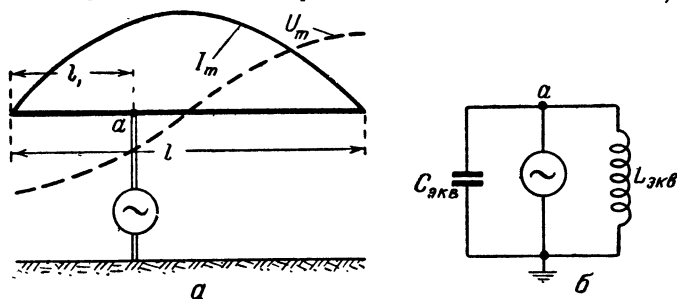


Рис. 4.29. Схема питания вибратора с помощью однопроводного фидера (*а*) и эквивалентная схема (*б*)

щуюся часть взять достаточно длинной, чтобы волновое сопротивление изменялось по длине плавно и амплитуды отраженных волн были малыми. Кроме того, при соответствующем образом подобранной длине расходящейся части волны, отра-

женные от разных ее точек, взаимно компенсируются. Хорошее согласование можно получить, если длина расходящейся части равна целому четному числу четвертей волн.

В радиостанциях связи применяется питание вибратора с помощью однопроводного фидера (рис. 4.29), подключаемого

к точке  $a$  вибратора между его серединой и концом. Левая часть полуволнового вибратора, длиной  $l_1$ , имеет входное сопротивление емкостного характера как разомкнутая линия короче четверти волны; эта часть вибратора эквивалентна некоторой емкости  $C_{\text{экв}}$  (рис. 4.29, б). Правая часть вибратора, длиной  $l-l_1$ , имеет индуктивное входное сопротивление как разомкнутая линия длиннее четверти волны и короче половины волны; поэтому она эквивалентна некоторой индуктивности  $L_{\text{экв}}$ . Реактивные входные сопротивления правой ( $X_2$ ) и левой ( $X_1$ ) частей вибратора равны по величине и противоположны по знаку:

$$\begin{aligned} X_2 &= -\rho \operatorname{ctg}(ml - ml_1) = -\rho \operatorname{ctg}\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} - ml_1\right) = \\ &= -\rho \operatorname{ctg}(\pi - ml_1) = \rho \operatorname{ctg} ml_1 = -X_1. \end{aligned}$$

Следовательно, эквивалентной схемой вибратора при данном способе питания является параллельный резонансный контур, имеющий активное сопротивление.

При перемещении точки  $a$  по вибратору изменяются величины  $C_{\text{экв}}$ ,  $L_{\text{экв}}$ , а значит, и резонансное сопротивление контура, т. е. входное сопротивление вибратора. Можно так подобрать положение точки  $a$ , что входное сопротивление окажется равным волновому сопротивлению фидера, т. е. фидер будет согласован. Если фидер и вибратор имеют равные диаметры, то согласование получается при  $l_1 = 0,36l$ .

#### 4. Вибратор Пистолькорса

Вибратор Пистолькорса состоит из двух полуволновых вибраторов, соединенных между собой на концах (рис. 4.30). Вибратор 1 питается симметрично, а вибратор 2 — с концов, где расположены минимумы тока и максимумы напряжения. Поскольку в минимумах тока стоячей волны изменяет фазу на  $180^\circ$ , токи в обоих вибраторах имеют одинаковое направление. На концах обоих вибраторов действует одно и то же напряжение. Если диаметры вибраторов одинаковы, то и токи в пучностях обоих вибраторов равны между собой. В этом случае токи и напряжения одинаково распределены по длинам вибраторов. Вибратор Пистолькорса излучает такую же мощность, как и одиночный вибратор с током в пучности  $2I_{\text{пучн}}$ , т. е.

$$P_{\text{изл}} = (2I_{\text{пучн}})^2 R_{\text{изл}}$$

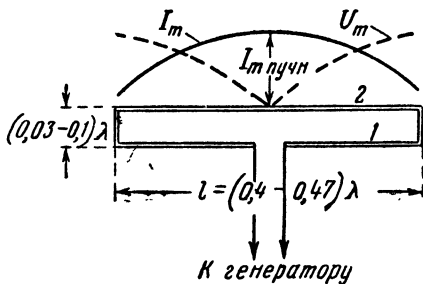


Рис. 4.30. Вибратор Пистолькорса

или

$$P_{\text{изл}} = I_{\text{пучн}}^2 \cdot 4R_{\text{изл}} \quad (4.14)$$

Следовательно, сопротивление излучения вибратора Пистолькорса в четыре раза больше сопротивления излучения одиночного вибратора  $R_{\text{изл}}$ , которое можно считать приблизительно равным 75 ом. Выше было показано, что при симметричном питании входное сопротивление полуволнового вибратора равно сопротивлению излучения. Таким образом, входное сопротивление вибратора Пистолькорса в 4 раза больше входного сопротивления одиночного вибратора. Это облегчает согласование вибратора с двухпроводной линией, так как легко подобрать волновое сопротивление двухпроводного фидера  $\rho_d = 4R_{\text{изл}} \approx 300$  ом.

Если диаметры вибраторов 1 и 2 не равны, то и токи вибраторов будут различными; в этом случае формулу (4.14) применять нельзя. При увеличении диаметра вибратора 2 ток  $I_2$  также увеличивается, возрастает влияние вибратора 2 на вибратор 1 и входное сопротивление вибратора Пистолькорса увеличивается. Так, если  $d_2 = 4d_1$ , то  $R_{\text{вх}} = 440$  ом; если  $d_2 = \frac{1}{4} d_1$ , то  $R_{\text{вх}} = 220$  ом.

Общая длина двухпроводного петлевого вибратора (вибратора Пистолькорса) на несколько процентов (обычно 5—6%) короче длины волны.

Применяются не только двухпроводные петлевые вибраторы (см. рис. 4.30), но и трехпроводные, причем в этом случае к фидеру подключается либо средний, либо крайний вибратор. В зависимости от соотношения диаметров вибраторов входное сопротивление трехпроводного петлевого вибратора бывает в 5—10 раз больше, чем одного вибратора.

## § 4. ХАРАКТЕРИСТИКА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ

### 1. Понятие о направленных антеннах

Антенна называется направленной, если она создает неодинаковую величину напряженности поля излучения в равноудаленных от нее точках пространства. Все антенны обладают более или менее выраженной направленностью. В радиолокации применяются остронаправленные антенны, которые позволяют сконцентрировать излучаемую энергию в одном направлении и получить на этом направлении большую дальность действия. Направленные антенны позволяют определять угловые координаты цели.

Направленность антенны определяется характеристикой направленности, углом излучения и коэффициентом направленного действия.

Характеристикой, или диаграммой, направленности антенны называется зависимость напряженности поля или плотности потока энергии, создаваемой антенной в равноудаленных от нее точках, от угловых координат, определяющих направления на эти точки. Равноудаленные от антенны точки лежат на сферической поверхности. Положение любой точки на сферической поверхности определяется двумя углами: углом в горизонтальной плоскости — азимутом и углом в вертикальной плоскости — углом места. Следовательно, характеристикой направленности антенны является некоторая функция двух независимых переменных: азимута  $\beta$  и угла места  $\epsilon$ . На графике такая функция изображается криволинейной поверхностью. Обычно характеристику направленности строят в одной какой-либо плоскости, например в горизонтальной или вертикальной.

Характеристикой направленности антенны в вертикальной плоскости называется зависимость напряженности поля или плотности потока энергии в равноудаленных от антенны точках вертикальной плоскости от угла места. Характеристикой направленности антенны в горизонтальной плоскости называется зависимость напряженности поля или плотности потока энергии в равноудаленных точках горизонтальной плоскости от азимута. На графиках эти характеристики изображаются кривыми линиями. Из приведенных определений характеристик направленности следует, что необходимо различать характеристику направленности по напряженности поля и характеристику направленности по плотности потока энергии, т. е. по мощности. Характеристика по мощности более острая, чем по напряженности поля (рис. 4.31). Это объясняется тем, что плотность потока энергии пропорциональна квадрату напряженности поля.

Характеристику направленности можно рассчитать теоретически или снять экспериментально. Для экспериментального построения характеристики следует установить на некотором расстоянии  $r$  от антенны прибор, измеряющий напряженность поля или плотность потока энергии, и вращать антенну вокруг ее оси. Построенная графически зависимость показаний прибора от угла поворота антенны и будет характеристикой направленности. Если антенна не вращающаяся, то можно расположить приборы на равных от нее расстояниях в различных направлениях. Зная показания приборов и углы, под которыми они расположены, можно также построить характеристику.

Обычно характеристику направленности строят в полярных координатах. За начало их принимается точка расположения антенны, или, вернее, центр излучения антенны. Отрезок прямой линии, проведенный из начала координат до пересечения с характеристикой, в определенном масштабе обозначает напряженность поля или плотность потока энергии в соответствующей равноудаленной точке. Так, например, отрезок  $Oa$

обозначает напряженность поля в точке  $A$  (рис. 4.31,  $a$ ), отрезок  $Ob$  — напряженность поля в точке  $B$  и т. д. Но в полярных координатах неудобно строить в масштабе острые характеристики, так как масштаб градусных делений очень мал. Удобнее в этом случае пользоваться прямоугольными координата-

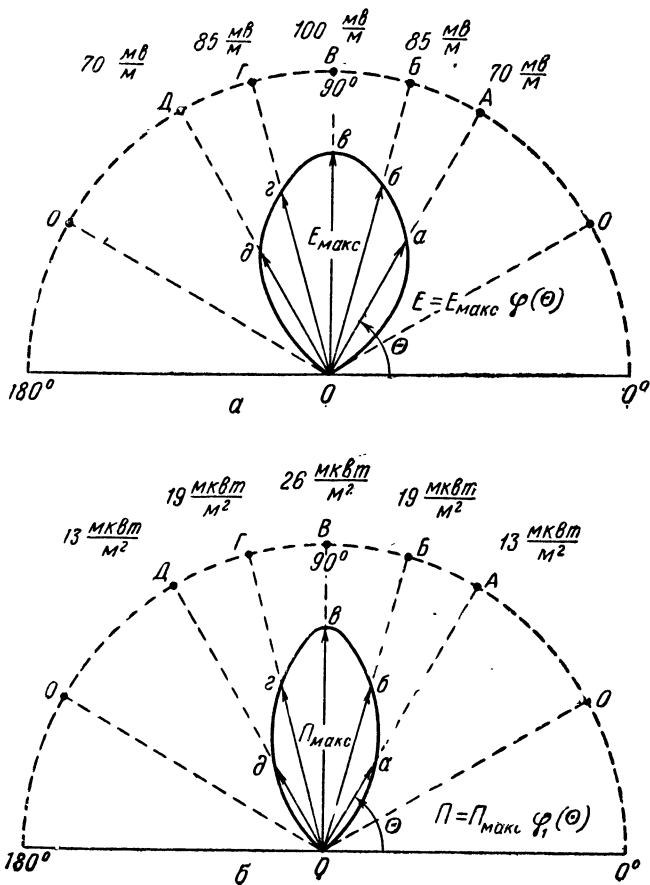


Рис. 4.31. Характеристика направленности антенны:  
 $a$  — по напряженности поля;  $б$  — по мощности

ми (рис. 4.32), в которых масштаб градусных делений горизонтальной оси может быть любым. На рис. 4.32 в прямоугольной системе координат показаны те же характеристики, что и на рис. 4.31.

Для наглядного сравнения характеристик направленности различных антенн удобно строить их в относительных единицах (рис. 4.33). В этом случае на диаграммах откладываются не

абсолютные значения поля или потока мощности в равноудаленных точках, а относительные их значения, под которыми понимаются  $\frac{E}{E_{\max}}$  и  $\frac{P}{P_{\max}}$ . В направлении максимума излучения эти отношения равны единице, а во всех других направлениях меньше единицы.

Кроме графического изображения, характеристика на-

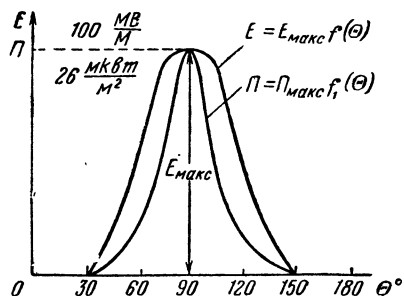


Рис. 4.32. Характеристика направленности антенны по напряженности поля и по мощности в прямоугольных координатах

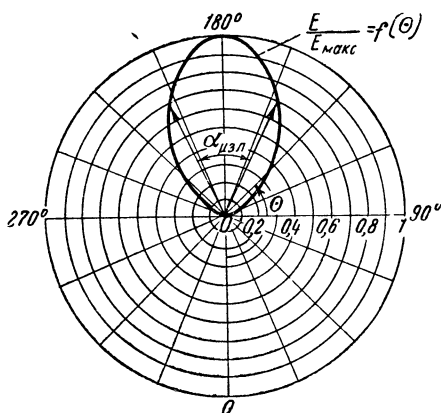


Рис. 4.33. Характеристика направленности в относительных единицах

правленности антенны имеет и математическое выражение. В общем случае характеристику направленности по напряженности поля в абсолютных единицах можно записать так:

$$E = E_{\max} f(\theta), \quad (4.15)$$

или в относительных единицах:

$$\frac{E}{E_{\max}} = f(\theta). \quad (4.16)$$

Аналогично записываются и характеристики направленности по мощности:

$$P = P_{\max} f^2(\theta); \quad (4.17)$$

$$\frac{P}{P_{\max}} = f^2(\theta). \quad (4.18)$$

В этих формулах  $E$  и  $P$  обозначают величины напряженности поля и плотности потока энергии в равноудаленных точках,  $E_{\max}$ ,  $P_{\max}$  — максимальные значения напряженности поля и плотности потока энергии в одной или нескольких равноудаленных точках,  $f(\theta)$ ,  $f^2(\theta)$  — математические функции, в которых переменной величиной является угол  $\theta$ .

По характеристике направленности антенны в данной плоскости можно определить угол излучения. Углом излучения антенны называется угол между двумя прямыми, вдоль которых  $E = 0,707 E_{\max}$  или  $P = 0,5 P_{\max}$  (рис. 4.33).



Направленная антенна концентрирует излучаемую энергию в определенном направлении, на котором могут быть созданы большие напряженность поля и плотность потока энергии при сравнительно небольшой излучаемой мощности. Если бы такая же напряженность создавалась при ненаправленной антенне, то ее мощность излучения была бы значительно больше, чем у направленной антенны. Следовательно, сравнивая на-

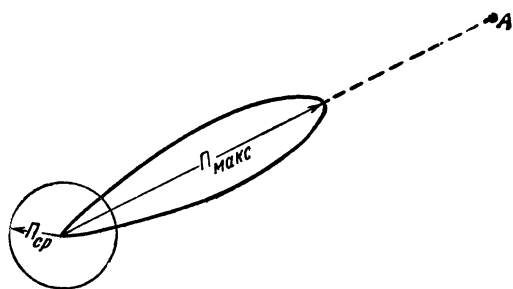


Рис. 4.34. К определению к. н. д. антенны

правленную и ненаправленную антенны, можно говорить о выигрыше по мощности или по напряженности поля или об усилении мощности или напряженности поля. Для этого введено понятие о коэффициенте направленного действия антенны.

Коэффициентом направленного действия

антенны (к. н. д.) в данном направлении называется отношение плотности потока мощности в этом направлении к среднему (по всем направлениям) значению плотности потока мощности:

$$D = \frac{P}{P_{\text{ср}}} . \quad (4.19)$$

Среднее значение плотности потока мощности получится в том случае, когда данная антенна будет излучать ту же мощность равномерно по всем направлениям, т. е. станет ненаправленной. К. н. д. зависит от направления, вдоль максимума излучения он имеет наибольшее значение, равное  $\frac{P_{\text{макс}}}{P_{\text{ср}}}$  (рис. 4.34). К. н. д., следовательно, является функцией диаграммы направленности.

Произведение коэффициента направленного действия антенны на ее к. п. д. называется коэффициентом усиления:  $G = D\eta$ .

Коэффициент усиления зависит от геометрических размеров излучающей поверхности:

$$G = 4\pi \frac{S_{\text{эф}}}{\lambda^2} ,$$

где  $S_{\text{эф}}$  — эффективная излучающая (принимающая) площадь антенны;

$\lambda^2$  — квадрат длины волны в тех же единицах, что и  $S_{\text{эф}}$ .

Эффективную площадь приемных антенн называют поверхностью поглощения. Вследствие обратимости антенн эффектив-

ная излучающая площадь антенны равна площади поглощения. Эффективная излучающая площадь антенны пропорциональна геометрической площади антенны  $S$ , а отношение  $K = \frac{S_{\text{эф}}}{S}$  называется коэффициентом использования поверхности антенны. Этот коэффициент всегда меньше единицы. Он был бы равен единице в том случае, если на поверхности антенны существовала бы плоская синфазная волна с одинаковой амплитудой во всех ее точках. У реальных антенн это получить невозможно.

Направленные свойства антенны при приеме энергии проявляются в том, что приходящие с различных направлений радиоволны, имеющие одинаковые амплитуды, частоты и поляризацию, наводят в приемной антенне различные э. д. с. В силу свойства обратимости характеристика направленности при приеме такая же, как и при излучении. Можно говорить о результирующей приемно-передающей характеристике направленности, которая равна произведению характеристик передающей и приемной антенн.

## 2. Характеристика направленности полуволнового вибратора

Полуволновый вибратор — направленная антенна. Разрез пространственной характеристики направленности показан на рис. 4.35. Из рисунка видно, что характеристика направленности полуволнового вибратора представляет собой поверхность тороида с внутренним радиусом, равным нулю. Такая форма характеристики направленности обусловлена распределением тока в вибраторе. Для удобства рассмотрения характеристик введем понятие о плоскостях  $E$  и  $H$ . Плоскостью  $E$  будем называть плоскость, в которой лежат электрические силовые линии поля антенны, а плоскостью  $H$  — плоскость, в которой лежат магнитные силовые линии антенны. Плоскости  $E$  и  $H$  взаимно-перпендикулярны. В плоскости  $E$  расположен вибратор, плоскость  $H$  перпендикулярна оси вибратора и проходит через его середину.

В плоскости  $H$  вибратор не обладает направленностью. Во всех равноудаленных точках, лежащих в этой плоскости, напряженность поля одинакова и максимальна (рис. 4.36, а). Величина напряженности поля определяется по формуле

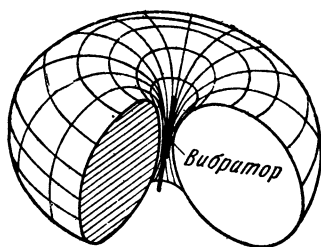


Рис. 4.35. Пространственная характеристика направленности полуволнового вибратора

$$E_{\text{макс}} [\text{в/м}] = \frac{60 I_{\text{пучн}} [a]}{r [м]}, \quad (4.20)$$

где  $I_{\text{пучн}}$  — ток в пучности вибратора;

$r$  — расстояние от вибратора до данной точки;

60 — коэффициент пропорциональности, имеющий размерность сопротивления.

В плоскости  $E$  вибратор обладает направленностью. Вдоль своей оси вибратор не излучает; максимально он излучает в направлении, перпендикулярном оси вибратора. Во всех равноудаленных точках, лежащих в этой плоскости, напряженность поля определяется по формуле

$$E = E_{\text{макс}} f(\theta), \quad (4.21)$$

где  $f(\theta) = \cos \theta$ .

Следовательно, характеристика направленности в плоскости  $E$  может быть записана так:

$$E = E_{\text{макс}} \cos \theta,$$

или в относительных единицах:

$$\frac{E}{E_{\text{макс}}} = \cos \theta. \quad (4.22)$$

При этом следует помнить, что угол  $\theta$  отсчитывается от направления, перпендикулярного оси вибратора.

Для плоскости  $H$   $f(\theta) = 1$ , и в этой плоскости  $E = E_{\text{макс}}$ .

На рис. 4.37 показаны характеристики направленности полуволнового вибратора в относительных единицах. Из сравнения рис. 4.36 и 4.37 видно, что эти характеристики различаются лишь масштабом.

Формула  $f(\theta) = \cos \theta$  для характеристики направленности полуволнового вибратора в плоскости  $E$  является приближенной. Точной формулой является

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

Однако это выражение очень мало отличается от  $\cos \theta$ , и поэтому в дальнейшем будем пользоваться приближенной формулой.

Угол излучения полуволнового вибратора в плоскости  $E$  равен  $78^\circ, 2$ . К. н. д. полуволнового вибратора равен 1,65.

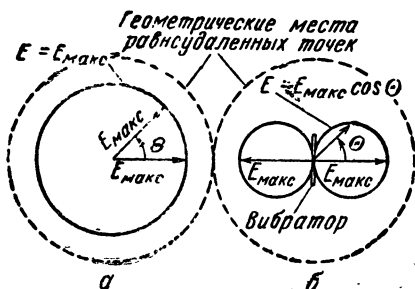


Рис. 4.36. Характеристика направленности полуволнового вибратора: а — в плоскости  $H$ ; б — в плоскости  $E$

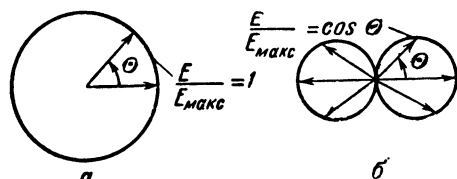


Рис. 4.37. Характеристика направленности полуволнового вибратора в относительных единицах:

а — в плоскости  $H$ ; б — в плоскости  $E$

## § 5. АНТЕННЫ ИЗ ДВУХ ВИБРАТОРОВ

### 1. Направленные свойства антенны из двух вибраторов

На коротких и ультракоротких волнах применяются много-вибраторные антенны, имеющие острые характеристики направленности. Для изучения многовибраторных антенн необходимо предварительно изучить направленные свойства антенны из двух вибраторов. Допустим, что два параллельных вибратора расположены горизонтально на расстоянии  $d$  один от другого (рис. 4.38). Пусть токи в обоих вибраторах равны по величине

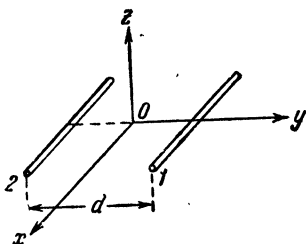


Рис. 4.38. Антенна из двух вибраторов

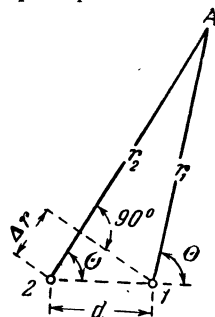


Рис. 4.39. Антенна из двух вибраторов в плоскости  $H$

и ток второго вибратора опережает ток первого вибратора на некоторый угол  $\phi$ . Начало координат поместим в точке  $O$ , лежащей на середине базы (базой называется отрезок прямой линии, соединяющий центры вибраторов).

Найдем характеристику направленности антенны в плоскости  $H$ . Каждый из вибраторов в этой плоскости не обладает направленностью. Однако антенна из двух вибраторов обладает направленностью, которая обусловлена интерференцией (сложением) радиоволн, излучаемых каждым из вибраторов. Подсчитаем суммарную напряженность поля в одной из равноудаленных точек  $A$  (рис. 4.39). Точка эта расположена далеко от вибраторов, т. е.  $r_1 \gg d$ . Можно поэтому считать, что лучи  $r_1$  и  $r_2$  практически параллельны, т. е. в точку  $A$  приходят плоские волны, векторы электрического поля которых параллельны между собой. Напряженность суммарного поля  $e$  в точке  $A$  определяется величинами амплитуд и временным сдвигом фаз волн, приходящих в эту точку. Сдвиг фаз волн определяется сдвигом фаз токов в вибраторах и разностью хода волн  $\Delta r$ . Из рис. 4.39 видно, что разность хода волн можно подсчитать по формуле

$$\Delta r = r_2 - r_1 = d \cos \theta. \quad (4.23)$$

Мгновенные значения напряженности полей  $e_1$  и  $e_2$ , создаваемых вибраторами 1 и 2 в точке  $A$ , можно определить из уравнений бегущих волн:

$$e_1 = E_{1 \text{ макс}} \sin(\omega t - mr_1);$$

$$e_2 = E_{2 \text{ макс}} \sin(\omega t - mr_2 + \psi).$$

Углом  $\phi$  учитывается начальный сдвиг фаз волн, обусловленный сдвигом фаз токов в вибраторах. Расстояния от точки  $A$  до вибраторов ( $r_1$  и  $r_2$ ) различаются между собой на некоторую величину  $\Delta r$ . Следовательно:

$$E_{1 \text{ макс}} = \frac{60I_{\text{пучн}}}{r_1} = E_{2 \text{ макс}} = \frac{60I_{\text{пучн}}}{r_2} = \frac{60I_{\text{пучн}}}{r},$$

т. е. амплитуды обеих волн в точке  $A$  равны между собой.

Суммарная напряженность поля в точке  $A$

$$e = e_1 + e_2,$$

т. е.

$$e = E_{1 \text{ макс}} [\sin(\omega t - mr_1) + \sin(\omega t - mr_2 + \psi)];$$

$$e = 2E_{1 \text{ макс}} \cos \frac{1}{2} (md \cos \theta - \psi) \sin \frac{1}{2} (2\omega t - mr_2 - mr_1 + \psi).$$

Из этого уравнения видно, что суммарная напряженность поля в точке  $A$  изменяется с течением времени синусоидально, на что указывает множитель  $\sin \frac{1}{2} (2\omega t - mr_2 - mr_1 + \psi)$ , и что амплитуда  $E$  суммарной напряженности поля зависит от угла  $\theta$ , т. е.

$$E = 2E_{1 \text{ макс}} \cos \frac{1}{2} (md \cos \theta - \psi). \quad (4.24)$$

Зависимость амплитуды напряженности поля от угла  $\theta$  есть характеристика направленности. Следовательно, выражение (4.24) представляет собой уравнение характеристики направленности по полю антенны из двух вибраторов в плоскости  $H$  в абсолютных единицах. Это же уравнение можно записать так:

$$\frac{E}{2E_{1 \text{ макс}}} = f_0(\theta) = \cos \frac{1}{2} (md \cos \theta - \psi), \quad (4.25)$$

где функция

$$f_0(\theta) = \cos \frac{1}{2} (md \cos \theta - \psi) \quad (4.26)$$

является характеристикой направленности в относительных единицах (следует помнить, что угол  $\theta$  отсчитывается от базы).

Аналогично можно получить характеристику направленности

сти антенны из двух вибраторов в плоскости  $E$  (рис. 4.40). В этой плоскости каждый вибратор обладает направленностью, определяемой функцией  $f(\theta)$ , и, следовательно, в уравнения бегущих волн войдет множитель  $f(\theta)$ , т. е.

$$e_1 = E_{1 \text{ макс}} f(\theta) \sin(\omega t - mr_1);$$

$$e_2 = E_{1 \text{ макс}} f(\theta) \sin(\omega t - mr_2 + \psi).$$

Произведя аналогичные преобразования, получим

$$E = 2E_{1 \text{ макс}} f(\theta) f_0(\theta), \quad (4.27)$$

или

$$\frac{E}{2E_{1 \text{ макс}}} = f(\theta) f_0(\theta). \quad (4.28)$$

Характеристика направленности антенны из двух вибраторов в плоскости  $E$  равна произведению характеристики направленности этой антенны в плоскости  $H$  на характеристику направленности одного вибратора в рассматриваемой плоскости.

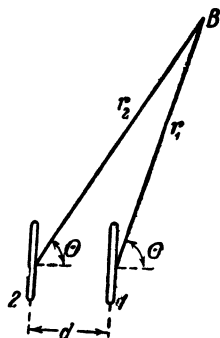


Рис. 4.40. Антенна из двух вибраторов в плоскости  $E$

## 2. Характеристика направленности антенны из двух вибраторов, расположенных на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$

Построим характеристику направленности антенны из двух синфазных вибраторов в плоскости  $H$ , т. е. в плоскости  $zoу$  (см. рис. 4.38). В данном случае  $d = \frac{\lambda}{2}$  и  $\phi = 0$ . Следовательно, уравнение характеристики примет вид

$$f_0(\theta) = \cos \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} \cos \theta \right),$$

т. е.

$$f_0(\theta) = \cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right).$$

С помощью тригонометрических таблиц можно вычислить значения функции  $f_0(\theta)$  и построить ее точный график. Можно построить характеристику направленности приближенно, используя метод подсчета разности хода (рис. 4.41). Разность хода волн для точек  $A$  и  $B$  равна нулю ( $\Delta r = 0$ ). Так как вибраторы синфазны, то в эти точки волны приходят в фазе, т. е. сдвиг фаз волн  $\varphi = 0$  и суммарная напряженность поля равна удвоенной напряженности поля одного вибратора. Следовательно, в этих направлениях антенна излучает максимально. Разность хода волн в точках  $B$  и  $\Gamma$  равна  $\frac{\lambda}{2}$ , что

соответствует сдвигу фаз волн во времени на половину периода, т. е.  $\varphi = 180^\circ$ . Значит, в этих направлениях антенна не излучает. Для любой другой равноудаленной точки  $D$  разность хода волн  $0 < \Delta r < \frac{\lambda}{2}$ , что соответствует сдвигу фаз волн  $0 < \varphi < 180^\circ$ , и напряженность поля во всех других равноудаленных точках  $0 < E < 2E_{\text{макс}}$ . Мы приходим к выводу, что характеристика направленности в рассматриваемой плоскости имеет вид восьмерки (см. рис. 4.41).

Рассмотрим характеристику направленности этой антенны в плоскости  $E$ , т. е. в плоскости  $zox$  (рис. 4.42). Из рисунка видно, что любая точка  $A$ , лежащая в плоскости  $zox$ ,

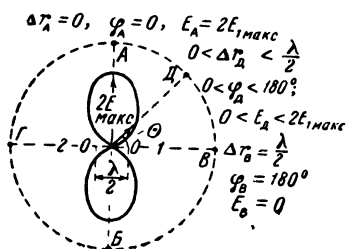


Рис. 4.41. Характеристика направленности двух синфазных вибраторов в плоскости  $H$  ( $d = \frac{\lambda}{2}$ )

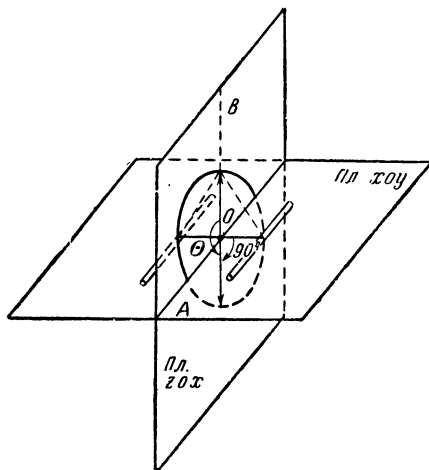


Рис. 4.42. Построение характеристики направленности антенны в плоскости  $zox$

равноудалена от центров обоих вибраторов, так как эта плоскость является плоскостью симметрии антенны. Следовательно, во все равноудаленные точки, лежащие в плоскости  $zox$ , приходят синфазные волны от обоих вибраторов. Напряженность поля во всех точках плоскости равна удвоенной напряженности поля одного вибратора в этих точках. Таким образом, характеристика направленности антенны в этой плоскости такая же, как и одного вибратора (рис. 4.43).

К этим выводам мы придем, рассмотрев уравнение характеристики направленности

$$\frac{E}{2E_{\text{макс}}} = f(\theta) f_0(\theta).$$

Здесь угол  $\theta$ , отсчитываемый от базы, для всех равноудаленных точек равен  $\frac{\pi}{2}$ . Следовательно:

$$f_0(\theta) = \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \frac{\pi}{2}\right) = 1.$$

Поэтому

$$\frac{E}{2E_{1 \text{ макс}}} = f(\theta) = \cos \theta,$$

причем угол  $\theta$  отсчитывается от направления  $OB$ . При вращении вектора  $OA$  угол  $\theta$  изменяется от 0 до  $360^\circ$  (см. рис. 4.42).

Во второй плоскости  $E$ , т. е. в плоскости  $хоу$ , излучение антенны не имеет практического значения. Действительно, разность хода волн в точках  $B$  и  $\Gamma$  (рис. 4.44) равна  $\frac{\lambda}{2}$  и суммарная напряженность поля в этих точках равна нулю. В на-

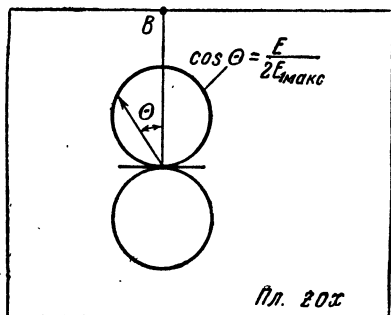


Рис. 4.43. Характеристика направленности антенны из двух синфазных вибраторов в плоскости  $xOx$

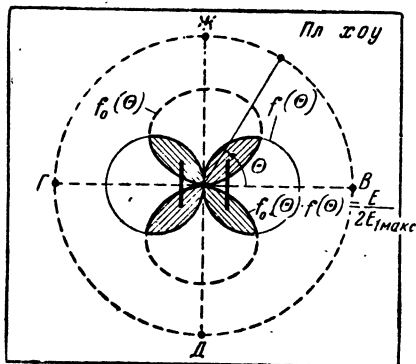


Рис. 4.44. Характеристика направленности антенны из двух синфазных вибраторов в плоскости  $E$  ( $хоу$ )

правлении точек  $\mathcal{Ж}$  и  $\mathcal{Д}$  вибраторы не излучают радиоволн. Во всех других равноудаленных точках будет некоторая незначительная напряженность поля, причем ее максимальное значение намного меньше  $2E_{1 \text{ макс}}$ . Для построения характеристики направленности в этой плоскости следует перемножить графики функций  $f(\theta)$  и  $f_0(\theta)$ , т. е. воспользоваться уравнением

$$\frac{E}{2E_{1 \text{ макс}}} = f_0(\theta) f(\theta).$$

Приближенным произведением этих функций можно считать (если интересоваться только формой характеристики) кривую линию, ограничивающую заштрихованную площадь (см. рис. 4.44). Расчеты показывают, что максимальное значение произведения  $f_0(\theta)f(\theta)$  в плоскости  $хоу$  равно 0,3.

Рассмотрим характеристику направленности антенны из двух параллельных противофазных вибраторов, расположенных на расстоянии  $\frac{\lambda}{2}$  (см. рис. 4.38). В этом случае  $\phi = \pi$  и



уравнение характеристики направленности в плоскости  $H$  (плоскости  $zoy$ ) имеет вид

$$\frac{E}{2E_{1\text{ макс}}} = f_0(\theta) = \cos \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{2} \cos \theta - \pi \right),$$

т. е.

$$\frac{E}{2E_{1\text{ макс}}} = \cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta - \frac{\pi}{2} \right).$$

Из этого уравнения следует, что  $E$  равно 0 при  $\theta = \frac{\pi}{2}$  и  $E = 2E_{1\text{ макс}}$  при  $\theta = 0$ , т. е. характеристика имеет ту же форму,

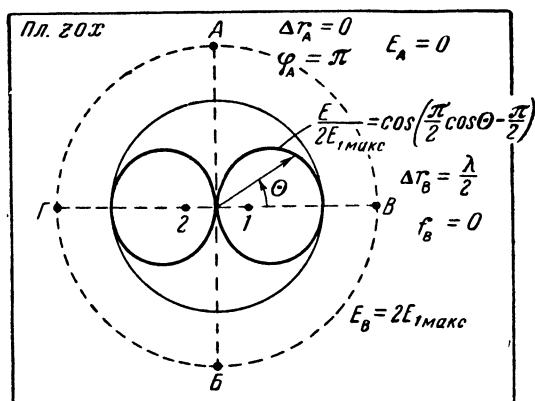


Рис. 4.45. Характеристика направленности антенны из двух противофазных вибраторов в плоскости  $H$  ( $d = \frac{\lambda}{2}$ )

что и для синфазных вибраторов, но направление максимумов ее излучения совпадает с направлениями нулевого излучения синфазных вибраторов (рис. 4.45).

Действительно, волна второго вибратора опережает волну первого вибратора на половину периода, но и расстояние от второго вибратора до точки  $B$  больше расстояния от первого вибратора до этой точки на половину волны. Расстояние в  $\frac{\lambda}{2}$  волна проходит за половину периода. Следовательно, в точку  $B$  волны от обоих вибраторов приходят в фазе и напряженность суммарного поля вдвое больше напряженности поля одного вибратора.

Аналогично можно показать, что в точке  $\Gamma$  напряженность поля равна удвоенной напряженности поля одного вибратора. В точках  $A$  и  $B$  волны обоих вибраторов взаимно уничтожаются, т. е. в направлении  $AB$  антенна не излучает. Вообще во всей плоскости  $zox$  (см. рис. 4.42) поле излучения антенны из

двух противофазных вибраторов равно нулю, так как в любой точке этой плоскости волны от обоих вибраторов взаимно уничтожаются.

Характеристика направленности рассматриваемой антенны в плоскости  $xoy$  имеет форму восьмерки, несколько более вытянутой, чем в плоскости  $H$  (рис. 4.46). Графически эту характеристику можно построить исходя из уравнения

$$E = 2E_{1\text{ макс}} \cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta - \frac{\pi}{2} \right) \cos \theta.$$

Физически такая форма характеристики объясняется следующим. В точках  $B$  и  $\Gamma$  (см. рис. 4.46) волны обоих вибраторов совпадают по фазе и суммарная напряженность поля равна удвоенной напряженности поля одного вибратора. В точках  $Ж$  и  $Д$

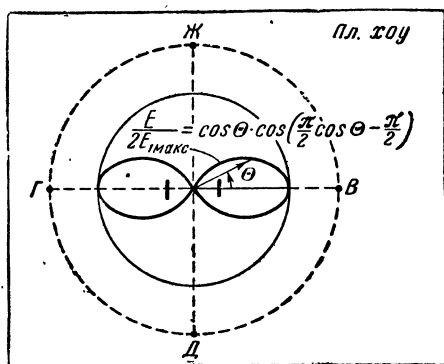


Рис. 4.46. Характеристика направленности антенны из двух противофазных вибраторов в плоскости  $E$  (плоскость  $xoy$ )

$$\text{при } d = \frac{\lambda}{2}$$

и суммарная напряженность поля равна удвоенной напряженности поля одного вибратора. В точках  $Ж$  и  $Д$

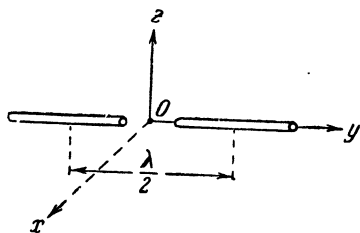


Рис. 4.47. Два вибратора, расположенные на одной прямой

напряженность поля равна нулю, так как вибраторы в этих направлениях не излучают. Во всех других равноудаленных точках напряженность поля больше нуля, но меньше  $2E_{1\text{ макс}}$ , причем при перемещении от точки  $B$  к точкам  $Ж$  и  $Д$  (или от точки  $\Gamma$  к точкам  $Ж$  и  $Д$ ) напряженность поля уменьшается от  $2E_{1\text{ макс}}$  до нуля вследствие уменьшения напряженности поля каждого из вибраторов от  $E_{1\text{ макс}}$  до нуля и увеличения сдвига фаз волн от нуля до  $\pi$ .

Пространственная характеристика направленности антенны из двух противофазных вибраторов представляет собой некоторую поверхность, подобную поверхности двух эллипсоидов неправильной формы, соприкасающихся в начале координат.

Рассмотрим характеристику направленности антенны из двух синфазных вибраторов, расположенных на одной прямой (рис. 4.47). Напряженность поля излучения такой антенны в любой точке, лежащей на плоскости  $zox$ , максимальна и равна удвоенной напряженности поля одного вибратора, так как

эта плоскость является геометрическим местом точек, равноудаленных от центров обоих вибраторов. Следовательно, волны обоих вибраторов во всех точках этой плоскости арифметически складываются. Характеристика направленности антенны в данной плоскости имеет ту же форму, что и одного вибратора, т. е. представляет собой окружность (рис. 4.48, б). Иначе говоря, в плоскости  $H$  рассматриваемая антенна не обладает направленностью.

Характеристика направленности этой антенны в плоскости  $E$  (плоскости  $zoу$  и  $xou$ ) подобна характеристике, показан-

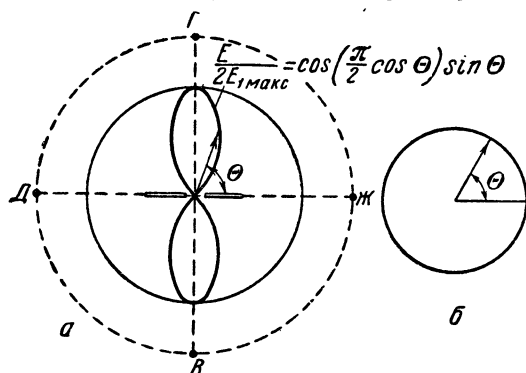


Рис. 4.48. Характеристика направленности антенны, показанной на рис. 4.47:  
а — в плоскости  $E$ ; б — в плоскости  $H$

ной на рис. 4.46. Физическое обоснование ее формы (рис. 4.48, а) совершенно аналогично объяснению характеристики, показанной на рис. 4.46.

Для графического построения этой характеристики следует воспользоваться формулой

$$\frac{E}{2E_{1\text{ макс}}} = \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) \sin \theta.$$

### 3. Характеристика направленности антенны из двух вибраторов, расположенных на расстоянии $\lambda$

Построим характеристику направленности антенны в плоскости  $H$  (в плоскости  $zoу$ ), предположив, что вибраторы синфазные, т. е.  $\phi=0$ . В этом случае характеристику можно построить исходя из уравнения

$$\frac{E}{2E_{1\text{ макс}}} = f_0(\theta) = \cos \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \lambda \cos \theta \right) = \cos(\pi \cos \theta).$$

Из этого уравнения следует, что  $E=2E_{1\text{ макс}}$  при  $\cos(\pi \cos \theta) = \pm 1$ , т. е.  $\pi \cos \theta = n\pi$ , или  $\cos \theta = n$  ( $n=0,1$ ). Поэтому  $\cos \theta_1 =$

$=0$ ,  $\cos \theta_2 = 1$ . Следовательно,  $\theta_1 = 90^\circ, 270^\circ$ ;  $\theta_2 = 0^\circ, 180^\circ$ . Аналогично можно найти, что  $E=0$  при  $\theta = 60, 120, 240, 300^\circ$ .

Следовательно, в плоскости  $H$  характеристика направленности имеет четыре максимума излучения, или, как говорят, состоит из четырех лепестков (рис. 4.49).

Физическое обоснование такой характеристики следующее. В точки  $B$  и  $\Gamma$  волны из обоих вибраторов приходят со сдвигом фаз, равным  $360^\circ$  (или  $0^\circ$ ), а в точки  $A$  и  $B$  — синфазные волны. Следовательно, во всех точках  $E = 2E_{1\text{ макс}}$ , т. е. в этих направлениях антенна излучает максимально. При перемещении от точки  $B$  (или от точки  $\Gamma$ ) к точкам  $A$  и  $B$  разность хода волн изменяется от  $\Delta r = \lambda$  до  $\Delta r = 0$ . Следовательно, можно найти такие точки (например,  $З$  и  $И$ ,  $Д$  и  $Ж$ ), в которых разность хода волн равна  $\frac{\lambda}{2}$ . Напря-

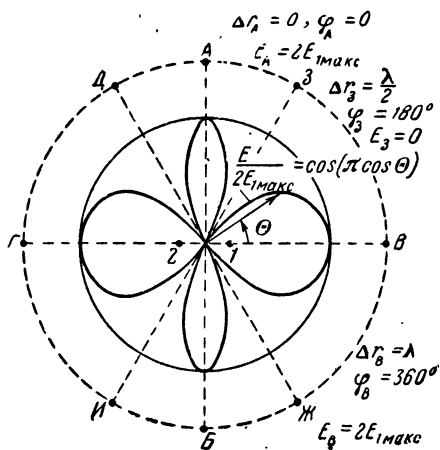


Рис. 4.49. Характеристика направленности антенны в плоскости  $H$

женность поля излучения в них равна нулю, т. е. противофазные волны взаимно уничтожаются. Направления максимальных и нулевых плотностей потока энергии можно определить путем подсчета разности хода волн

$$\Delta r = d \cos \theta,$$

т. е.

$$\Delta r = \lambda \cos \theta.$$

Направлению максимальной плотности потока энергии соответствует разность хода волн, равная целому четному числу полувольт, т. е.

$$\lambda \cos \theta_1 = 2n \frac{\lambda}{2},$$

а направлению нулевой плотности потока энергии соответствует разность хода, равная целому нечетному числу полувольт, т. е.

$$\lambda \cos \theta_2 = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

Решение этих уравнений приводит к уже известным результатам (см. рис. 4.49).

Характеристика направленности данной антенны (см. рис. 4.38) в плоскости  $zox$  представляет собой две окружности (см. рис. 4.43), т. е. она такая же, как и для одного вибратора.

Характеристику направленности в плоскости  $хоу$  можно построить исходя из уравнения

$$\frac{E}{2E_{1 \text{ макс}}} = \cos(\pi \cos \theta) \cos \theta.$$

Правая часть этого уравнения есть произведение характеристики направленности, показанной на рис. 4.49, на характеристику направленности одного вибратора. Умножение характеристик приближенно выполнено на рис. 4.50.

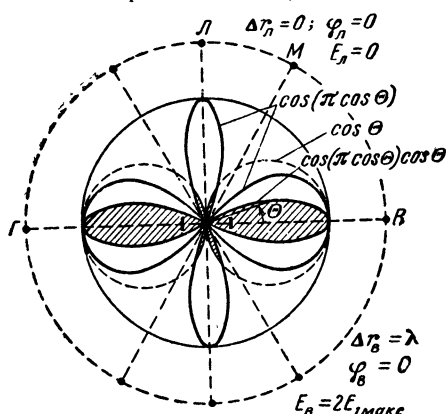


Рис. 4.50. Характеристика направленности антенны в плоскости  $хоу$ .

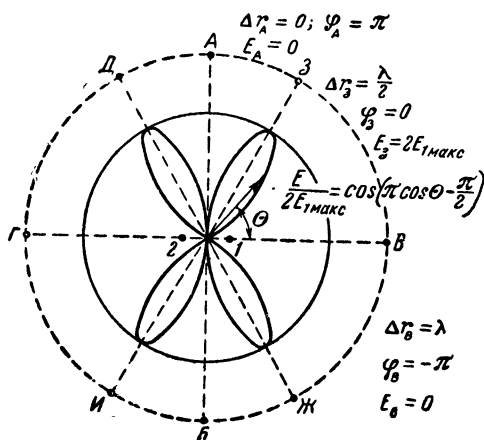


Рис. 4.51. Характеристика направленности антенны в плоскости  $H$  при  $\phi = \pi$

Рассмотрим характеристику направленности антенны при условии, что вибраторы ее противофазны. В этом случае  $\phi = 180^\circ$  и уравнение характеристики в плоскости  $H$  примет вид

$$\frac{E}{2E_{1 \text{ макс}}} = \cos\left(\pi \cos \theta - \frac{\pi}{2}\right).$$

Из этого уравнения следует, что  $E = 0$  при  $\theta = 0, 90, 180, 270^\circ$  и  $E = 2E_{1 \text{ макс}}$  при  $\theta = 60, 120, 240, 300^\circ$ . Следовательно, направления максимальных плотностей потока энергии данной антенны совпадают с направлениями нулевых плотностей потока энергии синфазных вибраторов, и наоборот (рис. 4.51). Это объясняется тем, что в точках  $A, B, B, \Gamma$  (и во всех точках, лежащих на прямых  $AB$  и  $B\Gamma$ ) волны обоих вибраторов противофазны

и взаимно компенсируются. В точках  $И, Ж, З, Д$  волны обоих вибраторов совпадают по фазе и суммарная напряженность поля удваивается,

Поле излучения этой антенны в плоскости  $zox$  равно нулю. Характеристика направленности в плоскости  $xoy$  подобна характеристике направленности в плоскости  $H$  (имеет четыре лепестка), но максимальная напряженность в этой плоскости значительно меньше  $2E_{\text{макс}}$ . Если пространственную характеристику данной антенны рассеять плоскостью, перпендикулярной плоскости  $H$  и проходящей через прямую  $ЗИ$  или  $ДЖ$ , то в сечении получим кривую линию, подобную кривой, показанной на рис. 4.46.

## § 6. МНОВИБРАТОРНАЯ АНТЕННА

Многовибраторная антенна состоит из большого числа горизонтальных или вертикальных полуволновых вибраторов, расположенных в одной плоскости. На рис. 4.52 показана четырех-

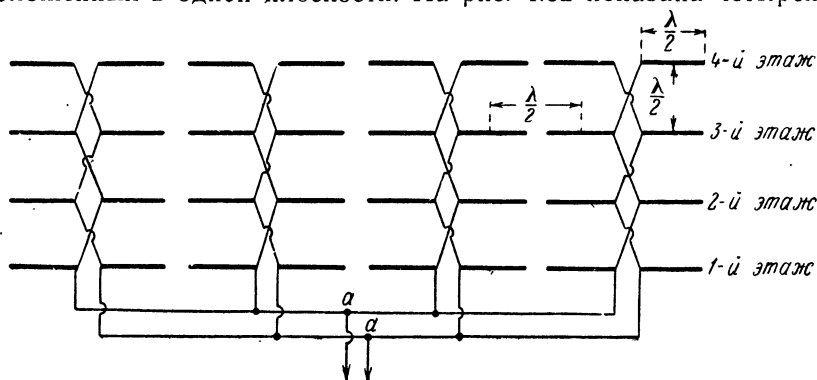


Рис. 4.52. Многовибраторная антенна

этажная вертикальная антенна, в каждом этаже, или горизонтальном ряду, которой имеется восемь вибраторов. Расстояния между двумя соседними вибраторами одного этажа и между двумя соседними этажами равны половине волны. Обычно все вибраторы антенны питаются синфазно, поэтому такую антенну называют синфазной. Синфазность питания вибраторов, расположенных в двух соседних этажах, достигается перекрещиванием проводов, а синфазность питания вибраторов нижнего этажа — тем, что электрическая длина отрезков фидеров от точек разветвления  $a-a$  до входа любой пары вибраторов нижнего этажа делается равной целому числу волн.

Рассмотрим предварительно направленные свойства одноэтажной антенны, для чего выведем формулу характеристики направленности такой антенны, состоящей из  $N$  синфазных горизонтальных вибраторов, расположенных параллельно друг другу на расстояниях  $d$  (рис. 4.53,  $a$ ). Будем считать, что амплитуды токов в вибраторах одинаковы и, следовательно,

амплитуды полей излучения, создаваемых каждым из вибраторов в удаленной точке  $M$ , равны между собой. Напряженность электрического поля, создаваемого антенной в точке  $M$ , равна геометрической сумме напряженностей полей, создаваемых каждым вибратором в отдельности. Волны двух соседних вибраторов приходят в точку  $M$  со сдвигом по фазе  $\varphi$ , определяемым по формуле

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r = \frac{2\pi}{\lambda} d \cos \theta = m d \cos \theta,$$

где  $\Delta r = d \cos \theta$  — разность хода волн. Для построения геометрической суммы  $N$  векторов поступаем следующим образом.

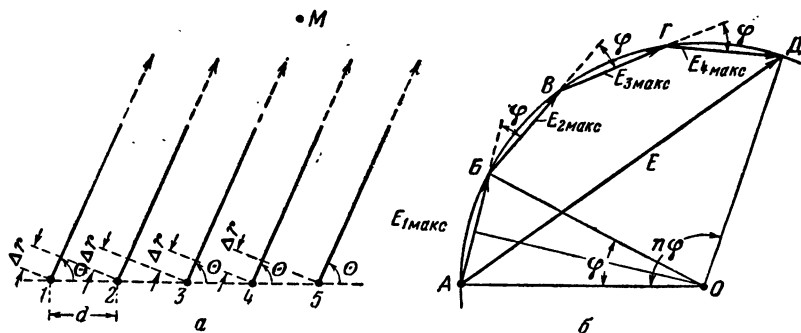


Рис. 4.53. К выводу характеристики направленности многовибраторной антенны:

$a$  — ряд горизонтальных вибраторов;  $b$  — построение вектора результирующего поля

Откладываем произвольно вектор напряженности электрического поля  $E_{1\text{макс}}$  первого вибратора, под углом  $\varphi$  к нему строим вектор  $E_{2\text{макс}}$  напряженности электрического поля второго вибратора, затем  $E_{3\text{макс}}$ ,  $E_{4\text{макс}}$  и т. д. Так как векторы  $E_{1\text{макс}}$ ,  $E_{2\text{макс}}$ ,  $E_{3\text{макс}}$  и т. д. по величине равны между собой, то отрезки  $AB$ ,  $BB$ ,  $BG$ ,  $GD$  и т. д. являются сторонами правильного многоугольника, вокруг которого можно описать окружность радиусом  $OA = OB = OD$  и т. д.

Центр окружности  $O$  находится на пересечении перпендикуляров, восстановленных к серединам двух любых сторон многоугольника. Из равнобедренных треугольников  $AOB$  и  $AOD$  находим

$$\frac{1}{2} AB = AO \sin \frac{\varphi}{2};$$

$$\frac{1}{2} AD = AO \sin \frac{N\varphi}{2}.$$

Отсюда

$$AB = E_{1 \text{ макс}} = 2AO \sin \frac{\varphi}{2},$$

$$AD = E = 2AO \sin \frac{N\varphi}{2},$$

или

$$\frac{E}{E_{1 \text{ макс}}} = \frac{\sin \frac{N\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} = \frac{\sin \frac{1}{2} (N md \cos \theta)}{\sin \frac{1}{2} (md \cos \theta)},$$

т. е.

$$E = E_{1 \text{ макс}} \frac{\sin \frac{1}{2} (N md \cos \theta)}{\sin \frac{1}{2} (md \cos \theta)}. \quad (4.29)$$

Мы получили характеристику направленности (в абсолютных единицах) одноэтажной антенны для плоскости  $H$ , в которой сами вибраторы не обладают направленностью. Характеристикой направленности этой антенны в плоскости  $E$  (в нашем примере в горизонтальной плоскости) является произведение правой части уравнения (4.29) на характеристику направленности (в относительных единицах) одного вибратора в этой плоскости. Для вывода характеристики направленности многоэтажной антенны следует учесть направленность вертикального ряда вибраторов. Для этого нужно правую часть уравнения (4.29) умножить на характеристику направленности (в относительных единицах) вертикального ряда вибраторов для плоскости  $H$  и на характеристику направленности одного вибратора. В результате перемножения получим формулу, на основе которой можно построить характеристику направленности антенны как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости.

Анализируя формулу (4.29) для горизонтального и вертикального ряда вибраторов, приходим к выводу, что характеристика направленности многовибраторной антенны как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости имеет многолепестковый характер. Это означает, что имеется один главный и несколько меньших, боковых максимумов излучения.

Главный максимум излучения направлен перпендикулярно плоскости, в которой расположены вибраторы, потому что в этом направлении все вибраторы излучают в фазе поля одинаковой напряженности и результирующее поле равно их арифметической сумме. Для всех других направлений поля вибраторов складываются геометрически, т. е. с некоторым сдвигом фаз, и результирующее поле оказывается меньше. В некото-



рых направлениях поля вибраторов попарно компенсируются и результирующее поле равно нулю.

Форма характеристики направленности многовибраторной антенны в горизонтальной плоскости определяется числом вибраторов в одном горизонтальном ряду (этаже) и не зависит от числа этажей. Это можно показать следующим образом. Характеристика направленности горизонтального ряда синфазных вибраторов (рис. 4.54) в вертикальной плоскости (плоскости  $H$ ) при любом числе вибраторов представляет собой окружность. Это очевидно из того, что разность хода волн от двух

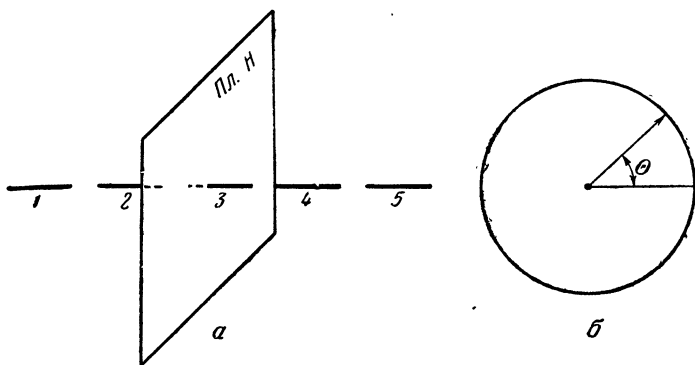


Рис. 4.54. Горизонтальный ряд вибраторов (а) и его характеристика направленности в плоскости  $H$  (б)

соседних вибраторов до всех удаленных точек этой плоскости равна нулю. Характеристика же направленности этого ряда в горизонтальной плоскости равна произведению правой части равенства (4.29) на характеристику направленности одного вибратора, т. е. на  $\sin \theta$ . С увеличением числа вибраторов, т. е. длины ряда, уменьшается угол излучения главного лепестка и увеличивается количество боковых лепестков. Ширину главного лепестка по нулевым значениям поля  $\alpha_0$  можно определить по формуле

$$\alpha_0 [\text{радиан}] = \frac{2\lambda}{dN} = \frac{4}{N}. \quad (4.30)$$

Угол излучения многовибраторной антенны можно подсчитать по приближенной формуле

$$\alpha_{\text{изл}}^{\circ} = \frac{101,8}{N}.$$

На рис. 4.55 построены характеристики направленности двух рядов синфазных вибраторов при  $N=4$  и  $N=8$  (для определения направлений, вдоль которых суммарное поле равно

нулю, следует приравнять нулю числитель дроби (4.29) и решить тригонометрическое уравнение).

Рассмотрев аналогично вертикальный ряд вибраторов, приходим к заключению, что характеристика направленности многовibratorной антенны в вертикальной плоскости определяется числом этажей и не зависит от числа вибраторов в одном этаже. С увеличением числа этажей угол излучения в вертикальной плоскости уменьшается.

Следовательно, форма характеристики направленности многовibratorной антенны в конечном счете определяется ее раз-

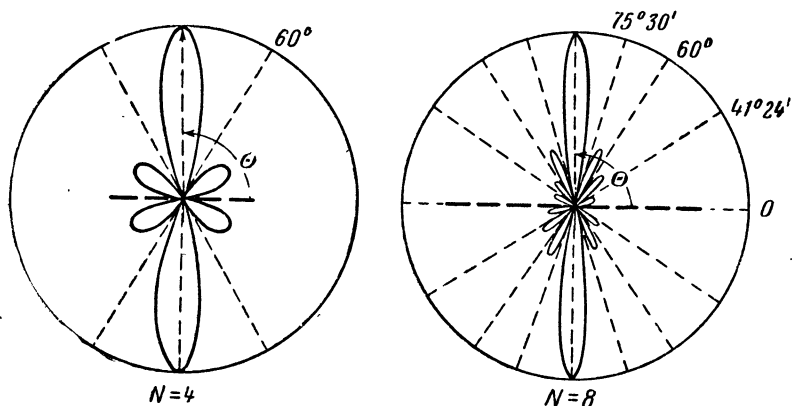


Рис. 4.55. Характеристики направленности горизонтальных рядов вибраторов в горизонтальной плоскости

мерами по сравнению с длиной волны. Чем больше эти размеры, тем острее характеристика направленности. Многовibratorную антенну с острой характеристикой направленности можно построить лишь в диапазоне УКВ, где ее размеры легко сделать большими по сравнению с длиной волны. Эффективная излучающая площадь антенны  $S_{\text{эф}} = (0,1 \div 0,2) N \lambda^2$ , а коэффициент усиления  $G = (1,25 \div 1,5) N$ , где  $N$  — число вибраторов.

К недостаткам многовibratorной антенны относятся сложность синфазного питания большого количества вибраторов, малая диапазонность и наличие значительных боковых лепестков. Существует несколько способов уменьшения боковых лепестков, например: неравномерное распределение амплитуд токов в вибраторах с уменьшением их к краям, расположение вибраторов на разных расстояниях один от другого и подбор амплитуд токов в двух крайних вибраторах. Последний способ технически наиболее просто осуществим на практике.

При изменении рабочей волны больше чем на  $\pm 5\%$  синфазность питания вибраторов нарушается, антенна расстраивается,

Излучаемая мощность уменьшается, характеристика направленности изменяет свою форму и антенна становится непригодной для работы.

## § 7. ДИРЕКТОРНАЯ АНТЕННА

### 1. Устройство директорной антенны

Директорная антенна — многовибраторная. Она состоит из одного активного и нескольких пассивных вибраторов. Все вибраторы расположены параллельно друг другу в одной плоскости и укреплены на металлической стреле (рис. 4.56). Активным называется вибратор, подключенный с помощью фидера

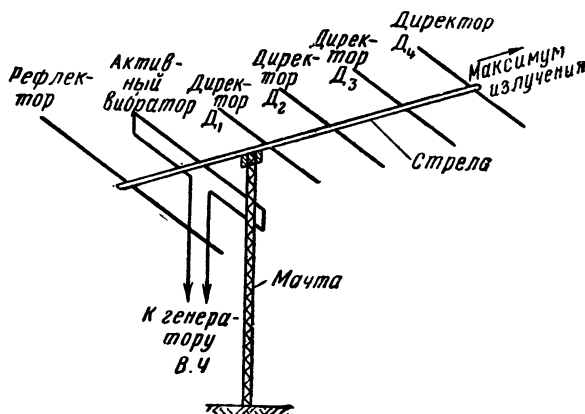


Рис. 4.56. Директорная антенна

к генератору высокой частоты. Пассивным называется вибратор, в котором протекает ток под действием поля активного вибратора; непосредственно к генератору высокой частоты пассивный вибратор не подключается. Пассивные вибраторы принято называть директорами и рефлекторами. Директорная антенна обычно имеет один рефлектор и 5—7 директоров. Рефлектор расположен позади активного вибратора на расстоянии в четверть волны. Директоры расположены впереди активного вибратора на расстояниях  $0,34—0,35 \lambda$  один от другого. Ближайший к активному вибратору директор расположен от него на таком же расстоянии. Длина рефлектора  $l_p = 0,51—0,52 \lambda$ , длина директора  $l_d = 0,38—0,44 \lambda$ , а длина активного вибратора равна  $0,47—0,48 \lambda$ . В качестве рефлектора может быть использована металлическая поверхность или металлическая сетка.

Директорная антенна — однонаправленная: директора и рефлектор направляют излучаемую энергию от вибратора к директору  $D_1$ , от него к директору  $D_2$  и т. д., создавая таким

образом волновой канал, направляющий волны в одну сторону. Поэтому характеристика направленности директорной антенны имеет один главный максимум.

Для более подробного изучения физических процессов, происходящих в директорной антенне, разберем работу составляющих ее элементов: рефлектора и директора.

## 2. Рефлектор и директор

Построим характеристику направленности антенны, состоящей из активного вибратора и пассивного рефлектора, выполненного в виде вибратора. Для этого определим сдвиг фаз токов в вибраторе и рефлекторе, если расстояние между ними равно  $\frac{\lambda}{4}$ .

Построим векторную диаграмму; за начальный вектор примем вектор тока в активном вибраторе  $I_B$  (рис. 4.57). Непосредственно у вибратора его поле излучения совпадает по фазе с током. Достигнув рефлектора, оно отстает по фазе от тока в вибраторе на  $\frac{T}{4}$ , т. е. на

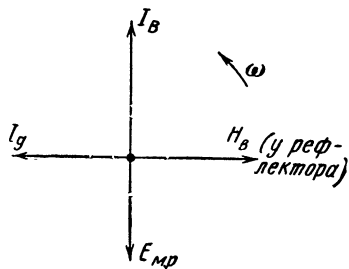


Рис. 4.57. Векторная диаграмма для вибратора с пассивным рефлектором

время распространения волны от вибратора к рефлектору. Это поле ( $H_B$ ) наводит в рефлекторе э. д. с. взаимной индукции  $E_{м.р.}$ , которая отстает от создающего ее поля на  $\frac{T}{4}$ . Под действием этой э. д. с. в рефлекторе протекает ток  $I_r$  и рефлектор излучает электромагнитные волны. Так как рефлектор длиннее активного вибратора, то его входное сопротивление индуктивное. Поэтому ток в рефлекторе отстает от э. д. с. взаимной индукции  $E_{м.р.}$  примерно на четверть периода. Следовательно, токи в вибраторе и рефлекторе и электромагнитные волны, излучаемые вибратором и рефлектором, сдвинуты по фазе на четверть периода, причем ток и волна рефлектора опережают ток и волну вибратора на четверть периода. Величина тока в рефлекторе меньше, чем в активном вибраторе на 10—15%.

Для построения характеристики направленности (рис. 4.58) воспользуемся методом подсчета разности хода волн. В точку  $A$  волны от рефлектора и вибратора приходят в фазе, и хотя волна рефлектора опережает на  $\frac{T}{4}$  волну вибратора за счет сдвига фаз токов, она проходит до точки  $A$  путь, на  $\frac{\lambda}{4}$  больший, чем волна вибратора. Поле в точке  $A$  и в любой точке на этом направлении, в том числе и непосредственно

у вибратора, равно сумме полей рефлектора и вибратора. Следовательно, антенна максимально излучает в направлении точки  $A$ .

В точку  $B$  волны рефлектора и вибратора приходят в противофазе. Действительно, волна вибратора отстает от волны рефлектора на  $\frac{T}{4}$  за счет сдвига фаз токов и на  $\frac{T}{4}$  за счет того, что проходит на  $\frac{\lambda}{4}$  большее расстояние. Следовательно, в точке  $B$  общее поле равно разности полей вибратора и рефлектора, т. е. эта точка лежит в направлении минимального излучения. Когда токи в вибраторе и рефлекторе равны, излучение в этом направлении отсутствует (см. пунктирную кривую на рис. 4.58).

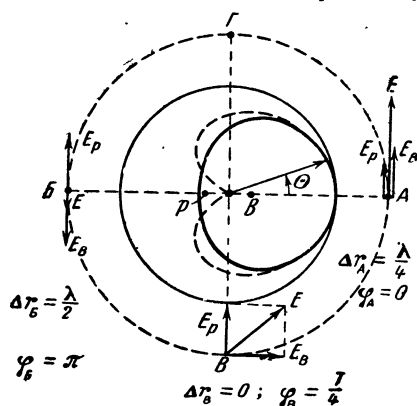


Рис. 4.58. Характеристика направленности вибратора с пассивным рефлектором в плоскости  $H$

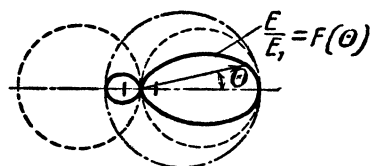


Рис. 4.59. Характеристика направленности вибратора с пассивным рефлектором в плоскости  $E$

В точках  $B$  и  $G$  сдвиг фаз волн равен сдвигу фаз токов в вибраторе и рефлекторе, т. е.  $\frac{T}{4}$ . Напряженность поля в этих точках равна геометрической сумме напряженностей полей вибратора и рефлектора, а суммарное поле меньше, чем в точке  $A$ , но больше, чем в точке  $B$ . Следовательно, характеристика направленности антенны имеет форму кривой, показанной на рис. 4.58.

В плоскости самих вибраторов (плоскости  $E$ ) характеристикой направленности является произведение характеристики в плоскости  $H$  на характеристику направленности одного вибратора (рис. 4.59). Пунктирной кривой на этом рисунке показана характеристика направленности одного вибратора, штрих-пунктиром — характеристика направленности в плоскости  $H$  и сплошной линией — результат их перемножения, т. е. характеристика направленности в плоскости  $E$ .

Изменение расстояния между вибратором и рефлектором от  $\frac{\lambda}{4}$  до  $\frac{\lambda}{8}$  мало влияет на форму характеристики направленности.

Установим теперь фазовый сдвиг токов в вибраторе и пассивном директоре. Предположим, что директор расположен впереди активного вибратора на расстоянии  $\frac{\lambda}{4}$ . Построим векторную диаграмму аналогично тому, как это сделано для вибратора и рефлектора (рис. 4.60). Директор короче активного вибратора, и его входное сопротивление имеет емкостный характер. Можно считать, что ток в директоре  $I_d$  опережает наводимую полем вибратора э. д. с. на четверть периода и, следовательно, отстает от тока в вибраторе на четверть периода. Аналогично тому, как это сделано для вибратора с рефлектором, можно построить характеристику направленности для вибратора с директором. По своей форме такие характеристики не будут отличаться от характеристик, показанных на рис. 4.59 и 4.58. Максимум излучения будет направлен в сторону директора. Опыт показывает, что сдвиг фаз токов в вибраторе и директоре, расположенных на расстоянии  $\frac{\lambda}{4}$ ,

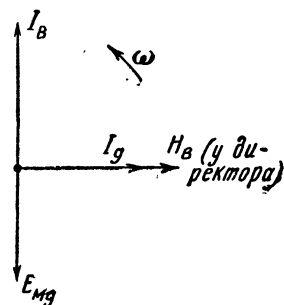


Рис. 4.60. Векторная диаграмма для вибратора с пассивным директором

не равен  $\frac{\pi}{2}$ . Поэтому директор располагают на большем, чем  $\frac{\lambda}{4}$ , расстоянии от вибратора; это расстояние подбирают экспериментально так, чтобы максимум излучения был наибольшим.

### 3. Характеристика направленности директорной антенны

Характеристика направленности директорной антенны без учета влияния земли показана на рис. 4.61. Она имеет один главный и несколько боковых лепестков. Главный максимум излучения получается в результате сложения волн, излучаемых всеми вибраторами в данном направлении. Выше уже было показано, что излучаемая рефлектором волна непосредственно у активного вибратора совпадает по фазе с волной, излучаемой самим вибратором. Следовательно, от активного вибратора к директору  $D_1$  распространяются две синфазные волны. На эти волны непосредственно у директора  $D_1$  накладывается третья синфазная волна, у директора  $D_2$  — четвертая и т. д.

Угол излучения директорной антенны зависит от числа директоров: чем их больше, тем меньше угол излучения. С увеличением числа директоров уменьшение угла излучения, создаваемое каждым последующим директором, становится все меньше и меньше. Поэтому число директоров обычно не

бывает больше 18. Для получения острых характеристик направленности целесообразно применять несколько директорных антенн, определенным образом расположенных и подключенных к одному генератору.

В направлении рефлектора антенна почти не излучает. Это объясняется тем, что волны, излучаемые всеми вибраторами в этом направлении, почти полностью взаимно компенсируются. Следовательно, задний максимум излучения имеет небольшую величину. Малую величину имеют и боковые максимумы излучения, получающиеся вследствие большого числа вибраторов.

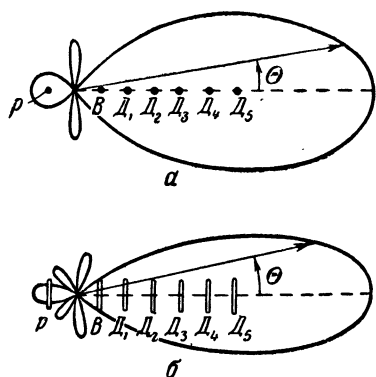


Рис. 4.61. Характеристика направленности директорной антенны:

*a* — в плоскости *H*; *б* — в плоскости *E*

Из рис. 4.61 видно, что угол излучения директорной антенны в плоскости *E* (плоскости вибраторов) меньше, чем в плоскости *H*. Это объясняется направленностью каждого из вибраторов в плоскости *E*.

Директорная антенна проста по конструкции и питанию. Напряжение высокой частоты подается по фидеру только к активному вибратору, в качестве которого обычно применяется вибратор Пистолькорса. При небольшом числе (например, 5) директоров удается получить довольно

острую характеристику направленности. Эти положительные качества обусловили применение директорной антенны в метровом диапазоне волн.

Недостатки директорной антенны следующие. Во-первых, сложна первоначальная настройка на заданную волну, т. е. подбор таких длин вибраторов и расстояний между ними, при которых угол излучения получается наименьшим, а максимум излучения — наибольшим. Во-вторых, характеристика директорной антенны имеет удовлетворительную форму при изменении частоты питающего генератора в пределах  $\pm 2\%$  относительно основной частоты. При расстройке генератора на 6—7% директорная антенна перестает работать — она оказывается расстроенной и рассогласованной. Следовательно, при перестройке генератора на другую волну, отличающуюся от первой больше чем на 2—3%, требуется перестраивать и директорную антенну, что усложняет ее эксплуатацию. Поэтому директорная антенна удобна при работе на фиксированной частоте. Диапазон рабочих волн директорной антенны можно расширить, применив активный вибратор и рефлектор специальной конструкции (широкодиапазонные).

## § 8. ВЛИЯНИЕ ЗЕМЛИ НА ХАРАКТЕРИСТИКУ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ

### 1. Метод зеркальных изображений

Выше рассматривались характеристики направленности антенн без учета влияния земной поверхности. Поверхность земли влияет на характеристику направленности антенны в том случае, когда антенна расположена на небольшой высоте над землей и значительная часть излучаемой ею энергии падает на землю вблизи антенны. Это приводит к появлению отраженных

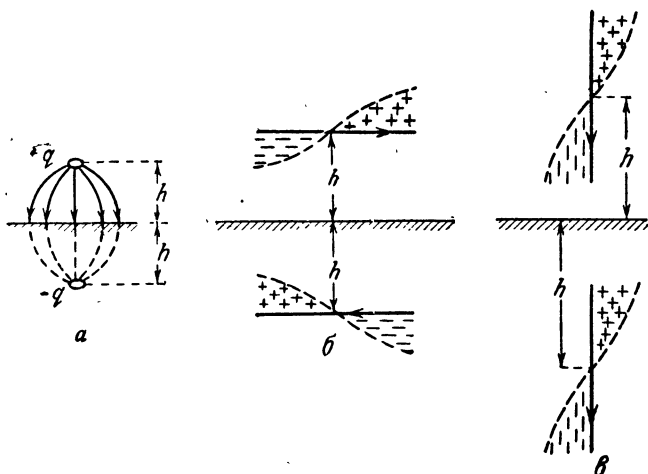


Рис. 4.62. Зеркальное изображение заряда и вибраторов

от земли волн со значительной амплитудой. Вследствие интерференции прямых и отраженных от земли волн характеристика направленности антенны принимает новую форму, которой она не имела бы при значительном удалении антенны от поверхности земли.

Точный учет влияния земли на характеристику направленности антенны затруднителен, что обусловлено сложной зависимостью коэффициента отражения от электрических свойств почвы, длины волны, угла падения и поляризации волн. Можно приближенно учесть влияние земли, считая ее безграничной проводящей плоскостью. В этом случае коэффициент отражения равен единице, а само отражение подчиняется оптическим законам. Такая идеальная земля по отношению к антенне играет роль плоского зеркала. Следовательно, отраженные от земли волны можно считать исходящими от зеркального изображения антенны (рис. 4.62).

Зеркальным изображением точечного заряда  $+q$ , расположенного на высоте  $h$  над землей, является точечный заряд  $-q$ ,



расположенный под землей на глубине  $h$  (рис. 4.62, а). Из этого следует, что зеркальным изображением горизонтального вибратора является горизонтальный противофазный вибратор (рис. 4.62, б), а зеркальным изображением вертикального вибратора — вертикальный синфазный вибратор (рис. 4.62, в).

К этому же выводу можно прийти, если учесть изменение фазы волны при отражении от земли. Известно, что горизонтальный вибратор излучает горизонтально поляризованные волны, фаза которых изменяется на  $180^\circ$  при отражении от земли. Это изменение фазы учитывается тем, что горизонтальный вибратор и его зеркальное изображение считают противофазными.

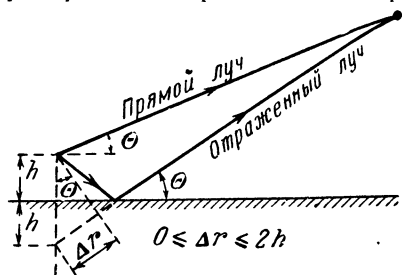


Рис. 4.63. Интерференция прямого и отраженного лучей вертикального вибратора

Вертикальный вибратор излучает вертикально поляризованные волны, фаза которых при отражении от земли не изменяется. Поэтому вертикальный вибратор и его зеркальное изображение считаются синфазными.

Следовательно, задача построения характеристики направленности вибратора, расположенного на высоте  $h$  над землей, сводится к построению характеристики направленности антенны из двух синфазных или противофазных вибраторов, расположенных на расстоянии  $2h$ . Эта задача в общем виде была решена в § 5, поэтому здесь приведем несколько примеров.

Допустим, что вертикальный вибратор расположен на высоте  $h$  над землей. Найдем выражение для его характеристики направленности в вертикальной плоскости (рис. 4.63).

Для этого воспользуемся уравнением (4.28).

Угол  $\theta$  будем отсчитывать от горизонта, т. е. от направления, перпендикулярного базе (см. рис. 4.63). Поэтому в формуле (4.26)  $\cos \theta$  следует заменить на  $\sin \theta$ . Учитывая это и заменив  $d$  на  $2h$ , получим

$$f_0(\theta) = \cos \frac{1}{2} (m \cdot 2h \sin \theta). \quad (4.31)$$

Подставив в формулу (4.28) значения функций  $f(\theta)$  и  $f_0(\theta)$ , определяемых из уравнений (4.21) и (4.31), получим

$$\frac{E}{2E_{1 \text{ макс}}} = \cos \theta \cos (mh \sin \theta). \quad (4.32)$$

Функция

$$f_3(\theta) = \cos (mh \sin \theta), \quad (4.33)$$

учитывающая влияние земли на характеристику направленности вертикального вибратора, называется множителем земли для вертикального вибратора.

Исходя из формулы (4.32) можно построить характеристику направленности вертикального вибратора с учетом влияния земли. Если требуется определить только направления максимумов и минимумов излучения, можно воспользоваться формулой

$$\Delta r = 2h \sin \theta. \quad (4.34)$$

Максимумам излучения соответствуют те направления, для которых  $\Delta r = 2n \frac{\lambda}{2}$ , а минимумам — направления, для которых  $\Delta r = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$ , где  $n = 0, 1, 2, 3 \dots$

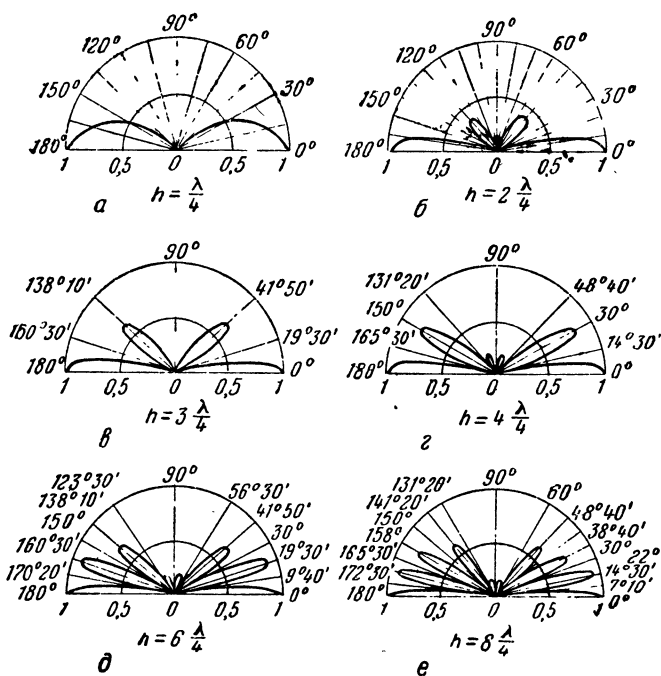


Рис. 4.64. Характеристики направленности вертикального вибратора при различных его высотах над землей

На рис. 4.64 приведены характеристики направленности вибратора, расположенного на различных высотах над поверхностью земли. Из рассмотрения этих характеристик можно сделать такие выводы:

а) в вертикальной плоскости характеристика направленности является многолепестковой; число лепестков увеличивается с увеличением высоты  $h$ ; наибольший максимум излучения направлен вдоль горизонта;

б) в плоскости горизонта характеристика направленности представляет собой окружность.

Предположим, что горизонтальный вибратор расположен на высоте  $h$  над землей. Построим его характеристику направленности в вертикальной плоскости  $H$  (рис. 4.65). В этой плоскости один вибратор направленностью не обладает, и, следовательно, можно применять формулу (4.25). Так как в данном случае угол  $\theta$  отсчитывается от горизонта, то

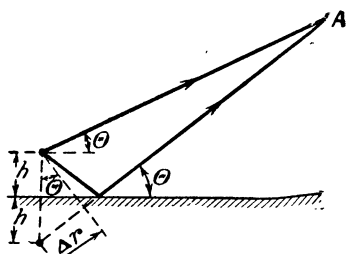


Рис. 4.65. Интерференция прямого и отраженного лучей горизонтального вибратора

$$\frac{E}{2E_{1 \text{ макс}}} = f_3(\theta) = \cos \frac{1}{2} (m \cdot 2h \sin \theta - \pi),$$

т. е.

$$\frac{E}{2E_{1 \text{ макс}}} = f_3(\theta) = \cos \left( mh \sin \theta - \frac{\pi}{2} \right),$$

или

$$\frac{E}{2E_{1 \text{ макс}}} = f_3(\theta) = \sin (mh \sin \theta). \quad (4.35)$$

Формула (4.35) является исходной для построения характеристик направленности горизонтального вибратора. Так как направленность в этой плоскости обусловлена только отражением радиоволн от земли, то функцию  $f_3(\theta)$  называют множителем земли для горизонтального вибратора. Можно построить характеристику горизонтального вибратора приближенно, на основе подсчета разности хода прямой и отраженной волн по формуле (4.34). Максимумам излучения соответствуют те направления, в которых разность хода волн составляет целое нечетное число полуволн, т. е. прямая и отраженная волны совпадают по фазе. Минимумам излучения соответствуют те направления, в которых прямая и отраженная волны противофазны, т. е. разность их хода составляет целое четное число полуволн. Из рассмотрения характеристик направленности горизонтального вибратора (рис. 4.66) следует, что:

а) в плоскости  $H$  характеристика направленности является многолепестковой; число лепестков увеличивается с увеличением высоты, при этом нижние лепестки прижимаются к земле;

б) в плоскости горизонта излучения нет.

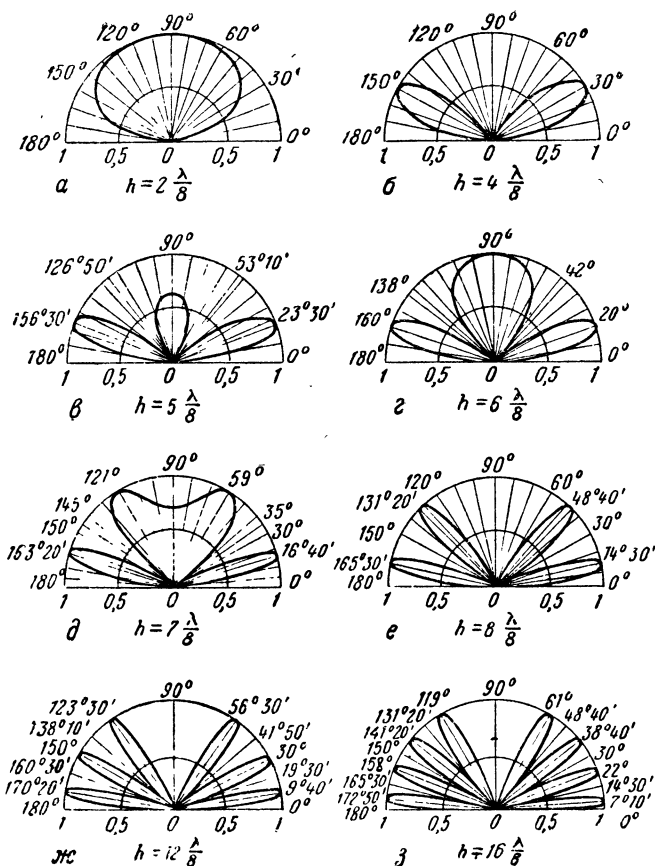


Рис. 4.66. Характеристики направленности горизонтального вибратора при различных его высотах над землей

## 2. Влияние земли на характеристику направленности директорной антенны

Предположим, что директорная антенна, состоящая из горизонтальных вибраторов, расположена на высоте  $h$  над землей (рис. 4.67). Для построения характеристики направленности этой антенны воспользуемся методом зеркальных изображений. Горизонтальная директорная антенна и ее зеркальное изображение противофазны. Следовательно, характеристика направленности горизонтальной директорной антенны с учетом влияния земли является произведением ее характеристики без учета земли на множитель земли горизонтального вибратора. Разумеется, реальный смысл это произведение имеет лишь для верхней полусферы. Оно может быть изображено графически, если

известна характеристика направленности директорной антенны без учета влияния земли. При отсутствии влияния земли характеристика в плоскости  $H$  имела бы форму, показанную пунктиром на рис. 4.67. Будем считать для простоты, что боковые и задние лепестки отсутствуют.

В зависимости от разности хода прямого и отраженного лучей напряженность поля излучения в пространстве над землей изменяется от минимального значения, близкого к нулю, примерно до удвоенного значения напряженности поля прямого луча. Направления максимумов излучения, вдоль которых пря-

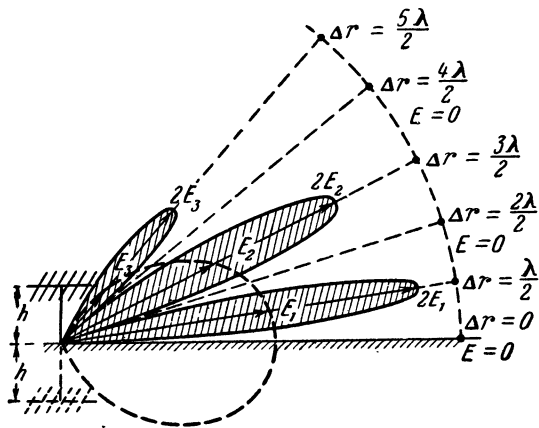


Рис. 4.67. Характеристика направленности директорной антенны при  $h = \frac{3\lambda}{2}$

мая и отраженная волны совпадают по фазе, определяются из соотношения

$$\Delta r = 2h \sin \theta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

В нашем примере  $h = \frac{3\lambda}{2}$  и  $n$  может принимать значения 0, 1, 2, т. е. направления максимумов излучения определяются из соотношений

$$\sin \theta_1 = \frac{1}{6}, \quad \sin \theta_2 = \frac{3}{6}, \quad \sin \theta_3 = \frac{5}{6}.$$

С помощью тригонометрических таблиц находим (см. рис. 4.66)

$$\theta_1 = 9^\circ 36', \quad \theta_2 = 30^\circ, \quad \theta_3 = 56^\circ 30'.$$

Аналогично из формулы

$$\Delta r = 2h \sin \theta = 2n \frac{\lambda}{2}$$

находим направления минимумов излучения, т. е. направления, в которых прямая и отраженная волны противофазны. Направления эти определяются углами  $\theta = 0^\circ, 19^\circ 30', 41^\circ 48', 90^\circ$ .

Следовательно, характеристика направленности директорной антенны с учетом влияния земли получается многолепестковой. Число лепестков равно числу полуволн, укладывающихся по высоте антенны. С увеличением высоты нижний наибольший максимум излучения прижимается к земле. Это используется при обнаружении низко летящих самолетов на большом расстоянии. Наоборот, чтобы увеличить угол, под которым направлен первый максимум излучения, нужно уменьшить высоту подъема антенны.

На рис. 4.67 видно, что с помощью одной директорной антенны невозможно обнаружить все цели, находящиеся в зоне действия станции, из-за наличия «мертвых зон», обусловленных многолепестковой характеристикой. Иногда для перекрытия мертвых зон применяются двух-этажные директорные антенны с переключением фаз этажей. Мертвые зоны такой антенны при синфазном питании этажей перекрываются максимумами излучения при противофазном питании и наоборот.

Реальная характеристика направленности антенны будет достаточно точно совпадать с расчетной (см. рис. 4.67), если площадка вокруг антенны будет ровной и горизонтальной. Величину радиуса этой площадки можно оценить, считая, что на цель падает луч, отраженный в точке  $B$  (рис. 4.68). Тогда из прямоугольных треугольников  $AOB$  и  $BO'C$  найдем

$$\frac{d-r}{H} = \frac{r}{h}, \text{ т. е. } r = d \frac{h}{H+h}.$$

Принимая  $d$  за максимальную горизонтальную дальность действия радиолокационной станции и учитывая, что  $H \gg h$ , получим

$$r = d_{\text{макс}} \frac{h}{H}.$$

В приведенном расчете не учитывалась волновая природа поля излучения. Фактически на цель падает энергия, отраженная от всех точек, лежащих в пределах некоторой площадки, которая имеет форму эллипса, вытянутого в направлении на цель. Центр геометрического отражения, т. е. точка  $B$ , лежит на большой оси эллипса левее его центра. Следовательно, при использовании отраженной от земли энергии площадка вокруг

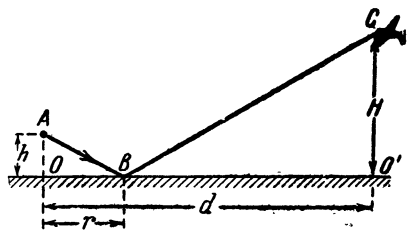


Рис. 4.68. Определение радиуса отражающей площадки

антенны должна быть равной и горизонтальной в радиусе  $r > d_{\text{макс}} \frac{h}{H}$ .

При расположении антенны на склоне земля влияет на ее характеристику меньше, если максимум излучения направлен под гору, и больше, если он направлен в гору.

В первом случае антенна как бы отдалена от земли. На землю падает небольшая часть излучаемой антенной энергии, и отраженные лучи распространяются под небольшими углами к горизонту. Поэтому главный максимум излучения направлен либо горизонтально, либо под небольшим углом к горизонту в зависимости от крутизны склона.

Во втором случае антенна оказывается как бы приближенной к земле; почти вся излучаемая энергия падает на поверхность земли и отражается от нее под большими углами к горизонту. Поэтому главный максимум излучения будет направлен под большим углом к горизонту, чем при горизонтальной отражающей поверхности.

## § 9. АНТЕННЫ САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН

### 1. Параболическая антенна

#### Устройство и принцип действия

Параболическая антенна является основным типом антенн сантиметровых волн; она применяется также для передачи и приема на дециметровых волнах. Ее отличительная особенность — острая характеристика направленности. С помощью такой антенны можно точно определять угловые координаты цели.

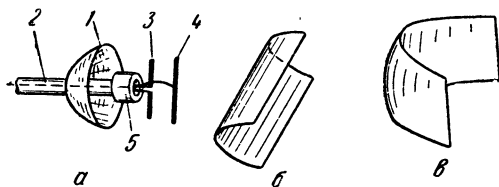


Рис. 4.69. Параболическая антенна:

а — устройство; 1 — параболоид; 2 — фидер; 3 — вибратор; 4 — контррефлектор; 5 — симметрирующий экран; б — параболический цилиндр; в — усеченный параболоид

или рефлектора (зеркала). В качестве отражателей применяются параболоид, параболический цилиндр, усеченный параболоид (рис. 4.69).

Отражатель изготавливается из сплошного или перфорированного листа металла. Отверстия перфорированного отражателя должны быть меньше  $\frac{\lambda}{4}$ .

В качестве облучателей параболической антенны применяются: вибратор с рефлектором, рупорные, щелевые, линзовые

антенны и др. Число их в составе облучателя может быть различным в зависимости от требуемой формы характеристики направленности антенны и формы отражателя. Так, например, параболический цилиндр обычно облучается несколькими синфазными вибраторами, расположенными на одной прямой, или рупором, а параболоид — вибратором с рефлектором, рупорной или спиральной антенной. Во всех случаях облучатель располагается в фокальной плоскости, т. е. в плоскости, проходящей через фокус и перпендикулярной оптической оси параболоида. Оптической осью параболоида называется прямая линия, про-

веденная через фокус и перпендикулярная директрисе (рис. 4.70).

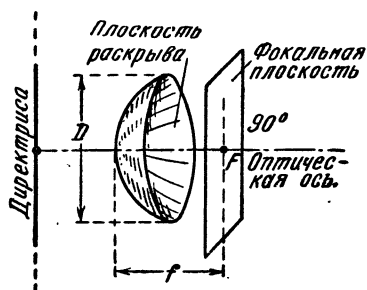


Рис. 4.70. Параболоид вращения

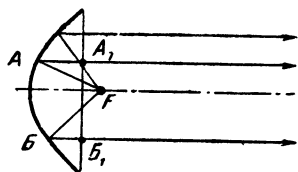


Рис. 4.71. Отражение лучей точечного источника от параболоида

Принцип действия параболической антенны состоит в следующем. Облучатель излучает радиоволны, которые падают на поверхность параболического отражателя. Отраженные волны распространяются в пространстве узким лучом, если размеры параболической поверхности достаточно велики по сравнению с длиной волны. Формирование узкого луча параболической поверхностью объясняется следующими ее свойствами: 1) лучи, выходящие из фокуса, после отражения идут параллельно оптической оси; 2) лучи, выходящие из фокуса и отражающиеся от параболической поверхности, проходят одинаковые расстояния до плоскости раскрыва, т. е.  $FAA_1 = FBB_1 = \text{const}$  (рис. 4.71). Плоскостью раскрыва (или плоскостью отверстия параболоида) называется плоскость, перпендикулярная оптической оси и стягивающая края параболоида.

Следовательно, если в фокусе параболоида поместить точечный излучатель, то все отраженные от параболоида лучи придут к плоскости раскрыва с одинаковой фазой, т. е. плоскость раскрыва будет синфазной плоскостью. Физически это эквивалентно тому, как если бы в плоскости раскрыва имелось большое число элементарных синфазных излучателей, составляющих многовибраторную антенну. Известно, что характеристика направленности многовибраторной синфазной антенны определяется ее размерами. Применяя это к параболической антенне,



придем к выводу, что ее характеристика определяется размерами параболоида. Чем больше размеры параболической антенны по сравнению с длиной волны, тем острее характеристика и тем больше к. н. д.

Однако плоскость раскрыва реальной параболической антенны не строго синфазная. Это объясняется главным образом тем, что облучатель имеет конечные размеры и волны проходят различные пути от различных точек облучения до плоскости раскрыва. Чем меньше облучатель, тем меньше разность хода волн от его различных точек до плоскости раскрыва, тем ближе эта плоскость к синфазной и тем острее характеристика направленности. Размеры облучателя тем меньше, чем короче рабочая волна. Следовательно, главный фактор, определяющий направленное действие параболической антенны,— это отношение длины волны к диаметру параболоида.

### Характеристика направленности параболической антенны

Антенна с параболическим отражателем в виде параболоида вращения имеет острую сигарообразную характеристику направленности (рис. 4.72). Кроме основного лепестка, характеристика имеет несколько незначительных боковых лепестков, которые создаются в основном за счет влияния краев параболоида.



Рис. 4.72. Характеристика направленности параболической антенны

Кроме основного лепестка, характеристика имеет несколько незначительных боковых лепестков, которые создаются в основном за счет влияния краев параболоида.

Форма характеристики направленности и угол излучения главного лепестка зависят от отношения длины волны  $\lambda$  к диаметру  $D$  параболического отражателя, фокусного расстояния, формы и размеров отражателя, направленных свойств и размеров облучателя, способа облучения. Основным фактором, определяющим величину угла излучения, является отношение  $\frac{D}{\lambda}$ . Чем оно больше, тем острее характеристика, т. е. тем меньше угол излучения.

При коротком фокусном расстоянии облучатель располагается внутри полости параболоида. Так как облучатель обладает направленностью, то облучается только часть поверхности отражателя, при этом облучение происходит неравномерно. Это приводит к уменьшению используемого диаметра параболоида и увеличению угла излучения. При длинном фокусном расстоянии отражатель облучается равномерно и характеристика антенны получается более острой. Однако при этом значительная часть энергии облучателя вовсе не попадает на отражатель, вследствие чего увеличиваются задний и боковые лепестки.

Наиболее удачно такое фокусное расстояние, при котором

помещенный в фокусе облучатель (вибратор с рефлектором) немного выступает за края параболоида, т. е. расположен несколько впереди плоскости раскрыва. Диаметр  $D$  параболоида такой антенны должен быть в 4 раза больше ее фокусного расстояния. Тогда к. н. д. антенны будет максимальным, а боковые лепестки будут незначительными. При этом угол излучения антенны можно приближенно подсчитать по формулам:

для плоскости  $H$

$$\alpha_{\text{изл } H}^{\circ} = 72 \frac{\lambda}{D}, \quad (4.36)$$

для плоскости  $E$

$$\alpha_{\text{изл } E}^{\circ} = 80 \frac{\lambda}{D}, \quad (4.37)$$

причем плоскости  $E$  и  $H$  относятся к облучателю, т. е. вибратору. Если, например, отражателем служит усеченный параболоид, то угол излучения характеристики будет наименьшим в той плоскости, размеры отверстия в которой наибольшие. Следовательно, усеченный параболоид дает возможность получить характеристику направленности с очень малым углом излучения в одной плоскости и значительным в другой, перпендикулярной первой.

Чтобы облучатель не искажал характеристику направленности антенны, он должен обладать односторонней направленностью и все волны облучателя должны падать на поверхность отражателя. Для этого в качестве облучателя применяется вибратор вместе с контррефлектором, а в качестве контррефлектора — пассивный вибратор или диск.

Важно также, чтобы облучатель не создавал тени, так как это приведет к увеличению боковых лепестков и уменьшению коэффициента направленного действия. Для этого размеры облучателя должны быть малы или он должен быть расположен не на оптической оси параболоида, а сбоку от нее. По способу подвода энергии к облучателю различают питание спереди и сзади. При питании сзади фидер или волновод проводят через отражатель и, следовательно, энергию необходимо направлять от конца фидера (волновода) назад к отражателю. Это выполняется с помощью контррефлектора или щелевой антенны. При подаче питания спереди усложняется прокладка фидера или волновода.

Если отражателем антенны является параболический цилиндр, то он формирует характеристику направленности только в одной плоскости, перпендикулярной к образующей цилиндра. Угол излучения в этой плоскости тем меньше, чем больше размеры излучающего отверстия в этой плоскости. В другой плоскости, параллельной образующей цилиндра, угол излучения определяется облучателем.

## Коническое развертывание луча

Для точного определения угловых координат цели применяется метод конического развертывания луча. При этом методе характеристика направленности антенны вращается так, что направление ее максимума излучения описывает конус (рис. 4.73).

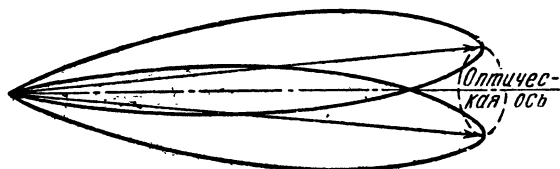


Рис. 4.73. Коническое развертывание луча

При этом амплитуда напряженности поля излучения в каждой точке оптической оси параболоида остается неизменной. Постоянное значение имеет на оси и плотность потока энергии,

которая составляет обычно 0,8 от максимальной плотности потока.

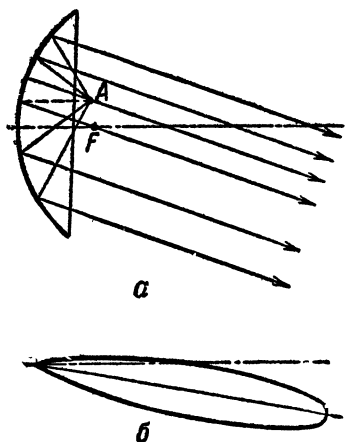


Рис. 4.74. Отражение лучей, исходящих из точечного облучателя, вынесенного из фокуса (а), и характеристика направленности параболлической антенны для этого случая (б)

Для конического развертывания луча необходимо центр излучения облучателя вращать по окружности, лежащей в фокальной плоскости. Действительно, если точечный излучатель вынести из фокуса, например в точку *A*, лежащую выше оптической оси (рис. 4.74, а), то фронт волны наклоняется в сторону, противоположную смещению облучателя, т. е. максимум излучения отклонится вниз от оптической оси (рис. 4.74, б); это объясняется свойствами параболлического отражателя. Если точечный излучатель перемещать по окружности, то максимум излучения будет описывать конус.

Следовательно, для получения конической развертки необходимо фазовый центр излучения облучателя вынести из фокуса и облучатель вращать вокруг оптической оси параболоида. Для этого фидер изгибают или делают вибратор несимметричным; последний способ нашел более широкое применение. При этом способе (рис. 4.75) вращающийся фидер, нагруженный полуволновым вибратором, расположен вдоль оптической оси параболоида. Одна половина вибратора присоединена к наруж-

ному проводу фидера, а другая — к внутреннему, для чего в наружном проводе сделана выемка. Геометрический центр вибратора совпадает с фокусом. Однако электрический центр, или фазовый центр излучения вибратора, вынесен из фокуса на небольшое расстояние (5—10 мм) вдоль присоединенной к внутреннему проводу части вибратора. Это объясняется тем, что часть вибратора, присоединенная к внутреннему проводу, излучает больше энергии, чем вторая часть, присоединенная к наружному проводу фидера. Поэтому ток и магнитное поле в нижней части вибратора больше, чем в верхней. Электрическое поле у нижней части вибратора также больше, чем у верхней, так как у нижней части существует поле между ней и наружным проводом фидера. Благодаря этому максимум излучения антенны отклоняется от оптической оси вверх и при вращении вибратора описывает конус.

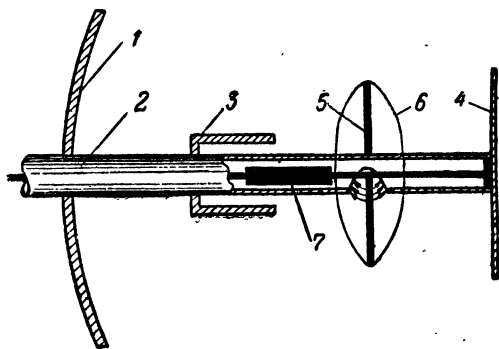


Рис. 4.75. Устройство облучателя параболической антенны:

1 — параболоид; 2 — фидер; 3 — симметрирующий стакан; 4 — контррефлектор (диск); 5 — вибратор; 6 — электрическое поле вибратора; 7 — согласующий трансформатор

Фазовый центр излучения не совпадает с центром вибратора еще и потому, что возбуждаются токи на наружной оболочке коаксиальной линии на участке между входом симметрирующего стакана и концом линии и эта оболочка также излучает волны. Таким образом, из-за несимметрии вибратора и излучения наружной оболочки фидера фазовый центр излучения оказывается смещенным в сторону от оси антенны, а при вращении облучателя характеристика направленности описывает конус вокруг оптической оси антенны.

Четвертьволновый отрезок короткозамкнутой коаксиальной линии (между вибратором и контррефлектором) служит металлическим изолятором. Контррефлектор (металлический диск) располагается на таком расстоянии от вибратора, при котором облучение параболического рефлектора получается наиболее равномерным. Обычно это расстояние выбирается в пределах от  $\frac{\lambda}{4}$  до  $\frac{3\lambda}{8}$ .

Параболическая антенна, обладая острой характеристикой направленности, большим к. н. д., малыми боковыми лепестками, удобством получения конической развертки луча и возможностью работы в диапазоне частот, получила широкое распространение в радиолокационных станциях.

## 2. Рупорная антенна

В качестве излучателя электромагнитной энергии может быть использован открытый конец волновода (рис. 4.76, а). Излучение волн из открытого конца волновода объясняется тем, что в отверстии существует переменное электромагнитное поле и размеры этого отверстия сравнимы с длиной волны. Следовательно, отверстие волновода можно рассматривать как много-

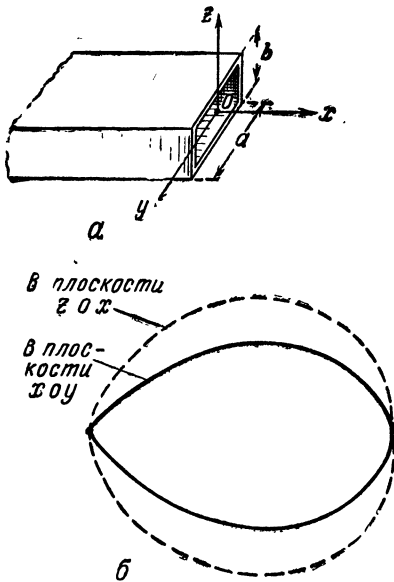


Рис. 4.76. Излучающий волновод (а) и его характеристики направленности (б)

вibratorную антенну, образованную множеством элементарных излучателей. Характеристика направленности такого излучателя зависит от типа волны в волноводе и размеров отверстия.

При сложной структуре поля в отверстии, т. е. при наличии в волноводе волн высших порядков, характеристика направленности имеет один или несколько главных лепестков и боковые лепестки. Если в волноводе распространяется только одна простейшая волна, например  $H_{10}$ , характеристика направленности имеет примерно такую форму, как показано на рис. 4.76, б.

Излучающий волновод применяется редко, так как в нем имеются следующие недостатки: во-первых, отсутствует согласование, т. е. падающие

волны отражаются от открытого конца волновода, поэтому в волноводе существует режим смешанных волн с малым коэффициентом бегущей волны, это приводит к излишним потерям энергии в волноводе; во-вторых, характеристика направленности получается довольно широкой, так как размеры излучающего отверстия невелики по сравнению с длиной волны.

Для сужения характеристики направленности необходимо увеличить размеры излучающего отверстия, сохранив в нем синфазное поле. Это можно сделать, если к открытому концу волновода присоединить рупорную антенну. На практике находят применение рупоры трех видов: секторальный, пирамидальный и конический (рис. 4.77). Первые два рупора возбуждаются прямоугольными волноводами, а третий — круглым волноводом. При этом в волноводах используются основные типы волн.

Принцип работы рупорной антенны такой же, как и излу-

чающего волновода. В отверстии рупора создается примерно синфазное поле, и это отверстие можно рассматривать как многовибраторную синфазную антенну. Рупор создает плавный переход от волновода к свободному пространству. Благодаря этому устраняется отражение волн от излучающего отверстия рупора и достигается согласование волновода.

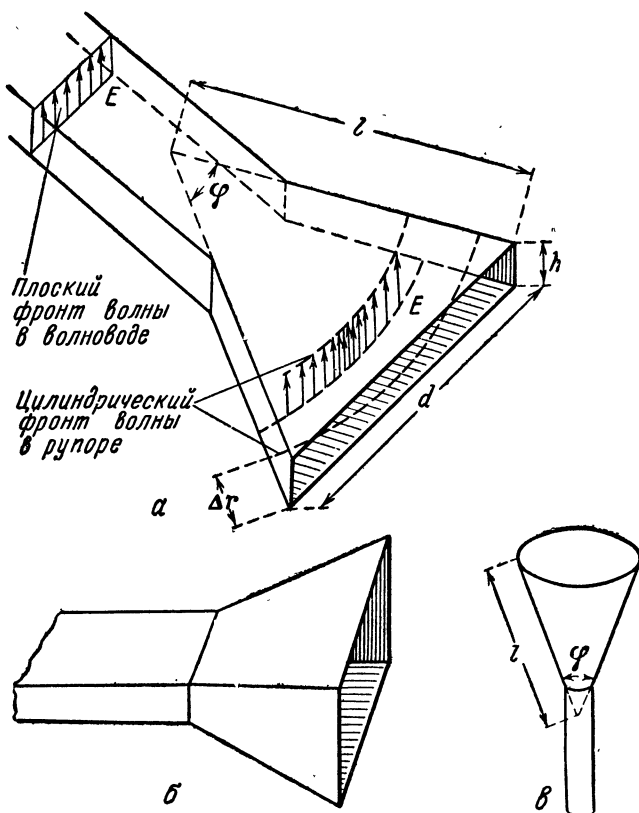


Рис. 4.77. Рупорные антенны:

а — секторальная; б — пирамидальная; в — коническая

Известно, что волновое сопротивление свободного пространства равно  $377 \text{ ом}$ , а волновое сопротивление волновода, работающего на волне  $H_{10}$ , зависит от ширины и высоты волновода и больше  $377 \text{ ом}$ . Волновод будет полностью согласован, если волновое сопротивление рупора будет изменяться по его длине очень плавно и достигнет  $377 \text{ ом}$  у выходного отверстия. Для этого длина рупора должна быть значительно больше длины волны.

Характеристика направленности рупорной антенны зависит от ее размеров: длины  $l$ , ширины  $d$ , высоты  $h$  и угла раствора  $\varphi$ .

На рис. 4.78 показана примерная форма характеристики направленности секторального рупора. Из этого рисунка видно, что ширина главного лепестка характеристики будет меньше в той плоскости, в которой больше размеры рупора.

Рассмотрим, как влияет конструкция секторального рупора на его характеристику направленности в горизонтальной плоскости, т. е. в плоскости  $H$ . Форма характеристики направленности определяется размерами выходного отверстия рупора и распределением в нем фаз и амплитуд поля.

Распределение амплитуд поля влияет главным образом на величины главного и боковых максимумов; ширина главного лепестка и количество лепестков определяются в основном распределением фаз поля и размерами отверстия.

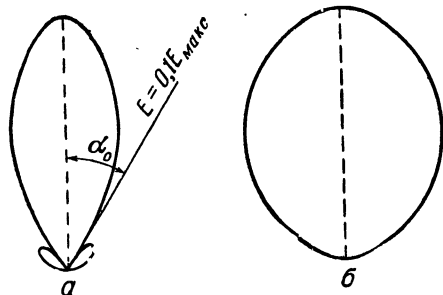


Рис. 4.78. Характеристика направленности секторального рупора:

$a$  — в горизонтальной плоскости, или плоскости  $H$ ;  $b$  — в вертикальной плоскости, или плоскости  $E$

Характеристика будет узкой, если во всех точках плоскости выходного отверстия фаза поля одна и та же и размеры отверстия большие по сравнению с длиной волны. Иначе говоря, фронт волны в отверстии рупора должен быть плоским. В действительности фронт волны в рупоре отличается от плоского тем больше, чем больше его

угол раствора. Это наглядно видно из рис. 4.77,  $a$ , на котором показано превращение фронта волны из плоского в волноводе в цилиндрический в секторальном рупоре (в пирамидальном и коническом рупорах фронт волны сферический).

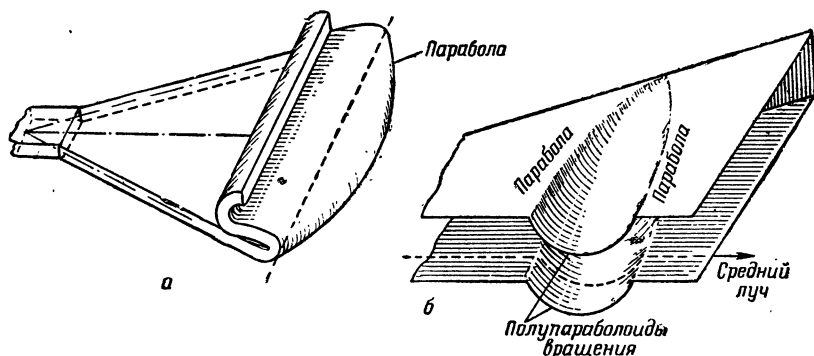
Если при заданной длине рупора увеличивать его угол раствора, то ширина характеристики направленности вначале будет уменьшаться вследствие увеличения размеров отверстия (искривление фронта волны незначительное), а затем станет увеличиваться вследствие сильного искривления фронта волны и уменьшения площади синфазного поля в отверстии рупора. При больших углах раствора рупора характеристика может удвоиться, так как при  $\Delta r \approx \frac{\lambda_B}{2}$  (см. рис. 4.77,  $a$ ) поля в центре

отверстия и у боковых стенок окажутся в противофазе. Следовательно, при заданной длине рупора существует такой наивыгоднейший (оптимальный) угол раствора рупора  $\varphi_0$ , при котором ширина характеристики  $2\alpha_0$  получается наименьшей. С увеличением длины рупора значение оптимального угла раствора  $\varphi_0$  уменьшается.

Если при заданном значении  $\varphi$  увеличивать длину рупора,

то фронт волны в отверстии рупора будет приближаться к плоскому и характеристика направленности будет сужаться. При очень длинном рупоре по сравнению с длиной волны ширина лепестка  $2\alpha_0$  практически станет равна углу раствора рупора  $\varphi$ . Следовательно, характеристика направленности рупорной антенны будет острой лишь в том случае, если сам рупор имеет малый угол раствора и большую длину ( $l \geq 50\lambda$ ).

Влияние размеров пирамидального и конического рупоров на их характеристики направленности будет таким же, как и в случае секторального рупора. Пирамидальный рупор можно рас-



**Рис. 4.79.** Способы выравнивания фаз поля в отверстии секторального рупора:

*а* — изгиб рупора с параболической выпуклостью; *б* — параболическое углубление в стенках рупора

смаивать в двух взаимно перпендикулярных плоскостях  $E$  и  $H$  как секторальные рупоры, возбуждаемые волнами  $H_{01}$  и  $H_{10}$  соответственно.

Недостаток рупорной антенны — ее громоздкость при узкой характеристике направленности. Этот недостаток можно устранить, если для получения острой характеристики применить несколько более коротких рупоров, расположенных рядом и синфазно возбуждаемых, или изогнуть рупор.

Секторальный рупор можно изогнуть, как показано на рис. 4.79. В изогнутом рупоре время распространения волны от вершины рупора до отверстия одно и то же в любом направлении распространения. Следовательно, отверстие рупора является синфазной плоскостью, что позволяет получить узкую характеристику направленности.

Достоинства рупорной антенны — простота устройства, малые боковые лепестки и значительная диапазонность. Последнее объясняется тем, что антенна не имеет резонирующих элементов, т. е. она работает в режиме бегущих волн и подобно



волноводу пропускает (излучает) все волны короче некоторой предельной волны.

Рупорные антенны применяются в основном в качестве облучателей параболических и линзовых антенн.

### 3. Линзовая антенна

В линзовых антеннах используется преломление лучей на границе двух сред, имеющих различную скорость распространения радиоволн. Предположим, что на пути распространения сферической волны находится выпуклая диэлектрическая линза



Рис. 4.80. Выпуклая диэлектрическая линза показывают, что если выпуклая поверхность линзы представляет собой гиперболическую поверхность, то все преломленные лучи идут параллельно оси линзы. Следовательно, линза позволяет получить острую характеристику направленности.

К этому же выводу легко прийти следующим путем. Линза с гиперболической поверхностью (рис. 4.80) обладает тем свойством, что время прохождения луча от фокуса  $F$  до плоского среза через любую точку  $P$  есть для данной линзы величина постоянная. Например, пути  $FPA$ ,  $FBB$ ,  $FΓD$  волны проходят за одно и то же время. Следовательно, плоская сторона линзы является синфазной поверхностью, т. е. сферический фронт волны ( $S_1$ ) преобразуется в линзе в плоский фронт ( $S_2$ ). Это и обуславливает острую характеристику направленности линзовой антенны.

Диэлектрические линзы не нашли широкого применения в радиотехнике в основном вследствие значительного отражения радиоволн от поверхности диэлектрика.

На практике применяются главным образом металлические линзы. Простейшая металлическая линза состоит из нескольких одинаковых параллельных пластин с эллиптической формой профиля, расположенных на расстояниях  $a$  одна от другой

(рис. 4.81). Расстояние  $a$  выбирается из условия  $\frac{\lambda}{2} < a < \lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны. Каждая пара пластин образует отрезок вол-

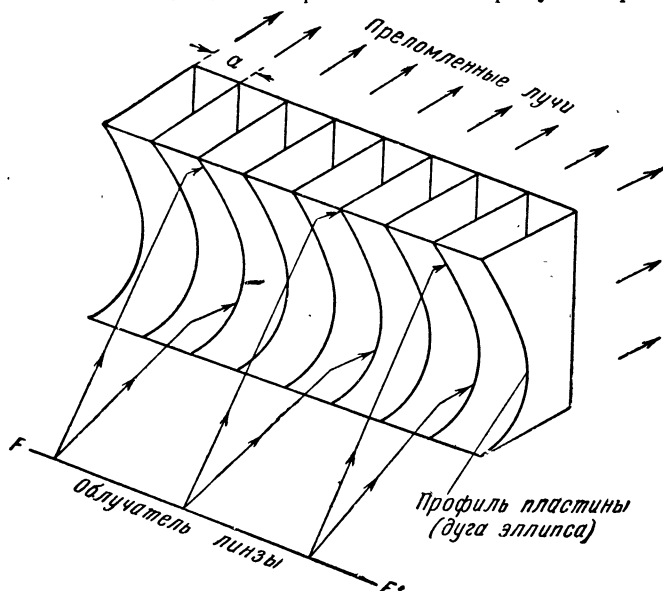


Рис. 4.81. Цилиндрическая линза из параллельных металлических пластин

новода, а все отрезки волноводов образуют вогнутую цилиндрическую линзу. Линза облучается волной, вектор  $E$  электрического поля которой параллелен пластинам. Излучатель радиоволн должен быть расположен вдоль фокальной оси эллиптического цилиндра  $FF'$ . Такая линза фокусирует лучи только в вертикальной плоскости (рис. 4.82).

Фазовая скорость волн в волноводе ( $v_\phi$ ) больше, чем в свободном пространстве ( $v_0$ ); она определяется по формуле

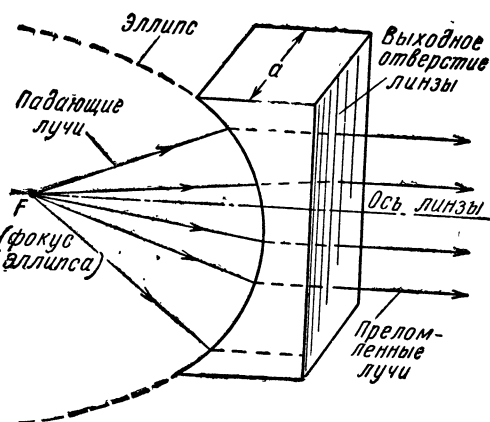


Рис. 4.82. Спрямление фронта волны металлической линзой

$$v_\phi = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}.$$

Следовательно, луч преломляется при переходе из свободного пространства в отрезок волновода. Все преломленные лучи идут параллельно оси линзы, что достигается соответствующим выбором эллиптического профиля линзы. Поэтому цилиндрический фронт волны на входе линзы превращается в плоский на ее выходе. Это можно объяснить и тем, что время прохождения всех лучей от фокуса  $F$  до выходного отверстия линзы одно и то же. Таким образом, плоскость выходного отверстия линзы — синфазная, благодаря чему получается узкая характеристика направленности. Величина

$$n = \frac{v_0}{v_\Phi} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}$$

называется коэффициентом преломления линзы. Обычно расстояние  $a$  между пластинами выбирают так, что  $n=0,5$ .

Можно сконструировать линзу, состоящую из одинаковых прямоугольных пластин, но с различными расстояниями  $a$  между ними. В этом случае фазовая скорость в отрезках волноводов будет различной. Подбирая расстояния между пластинами, можно получить синфазное поле на выходе отрезков волноводов.

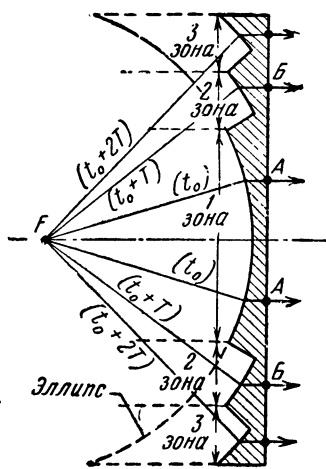


Рис. 4.83. Профиль зонированной линзы

Линзы полного профиля практически мало применяются, так как они имеют довольно большую ширину и большой вес, особенно при малых фокусных расстояниях. Для облегчения металлических линз их делают зонированными (рис. 4.83). Эллиптический профиль линзы делится на отдельные зоны так, что время прохождения луча от фокуса  $F$  до выходного отверстия через различные зоны различается на целое число периодов. Через первую центральную зону луч проходит любой путь  $FA$  за время  $t_0$ , через вторую зону — любой путь  $FB$  за время  $t_0 + T$ , через третью — за время  $t_0 + 2T$  и т. д. В результате фаза поля в выходном отверстии получается одинаковой, а характеристика направленности — острой.

Обычно линзовые антенны облучаются рупорными антеннами, причем линза соединяется с краями рупора.

Для фокусировки луча в одной плоскости применяются цилиндрические линзы (см. рис. 4.81), а для пространственной фокусировки — линза, вогнутая поверхность которой представляет собой поверхность эллипсоида вращения. Она образуется как

бы вращением отрезка дуги эллипса, образующего профиль одной центральной пластины, вокруг его большой оси. Половина такой линзы показана на рис. 4.84.

Основное достоинство линзовых антенн — возможность получения весьма острых характеристик направленности при сравнительно небольших размерах.

Существуют антенны, состоящие из рупоров и линз и имеющие угол излучения  $5-10^\circ$  и коэффициент направленного действия примерно  $10^5$ . Для изготовления профиля линзовой антенны требуется в 5—6 раз меньшая точность, чем для изготовления параболического отражателя. Небольшие повороты или перекосы линзы относительно ее оси мало влияют на характеристику направленности. Линзовая антенна мало влияет на облучатель, так как коэффициент отражения мал.

К недостаткам линзовой антенны относятся:

а) малая диапазонность ( $\pm 2\%$  при зонированном профиле и до  $\pm 5\%$  при полном профиле);

б) дифракция у краев пластин, несколько уменьшающая коэффициент направленного действия антенны и вызывающая появление боковых лепестков.

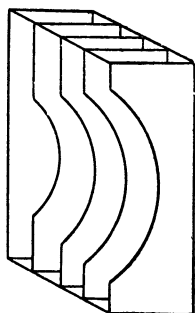


Рис. 4.84. Линза для пространственного фокусирования

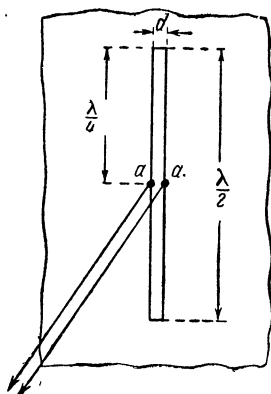


Рис. 4.85. Прямоугольная щель в безграничной проводящей плоскости

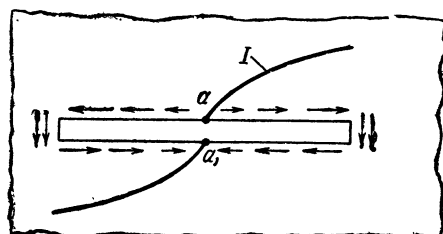
#### 4. Щелевая антенна

Щелевая, или дифракционная, антенна представляет собой систему узких щелей, прорезаемых в волноводе или объемном резонаторе. Для пояснения принципа работы щелевой антенны представим себе, что в тонкой проводящей поверхности вырезана прямоугольная щель, длина которой  $l$  равна половине волны  $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ , а ширина  $d$  значительно меньше длины волны (рис. 4.85). К краям щели в ее середине (в точках  $a-a_1$ )

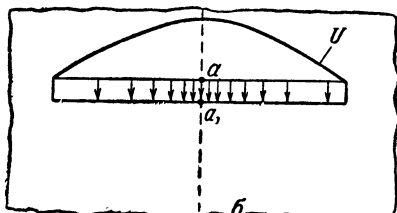
подключена двухпроводная линия. Края щели можно рассматривать как двухпроводную полуволновую короткозамкнутую линию, в середине которой включен источник переменного напряжения. По краям щели как по кратчайшему пути от точки  $a$  к точке  $a_1$  протекает ток, который имеет пучности на короткозамкнутых концах линии и узлы в точках  $a-a_1$ , т. е. ток распределен вдоль щели по косинусоидальному закону (рис. 4.86, а),

Напряжение и электрическое поле распределены вдоль щели по синусоидальному закону, как и вдоль двухпроводной короткозамкнутой линии длиной  $\frac{\lambda}{2}$  (рис. 4.86, б).

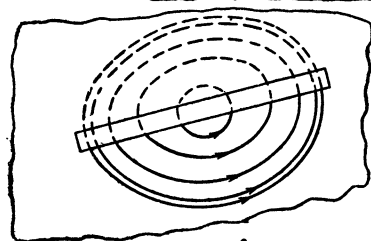
Распределение магнитного поля вдоль щели отличается от распределения его вдоль двухпроводной линии. Магнитные силовые линии не могут охватывать края щели, как линейные проводники с током; этому препятствует проводящая поверхность. Поэтому магнитное поле имеет конфигурацию, показанную на рис. 4.86, г. Следовательно, в щели существуют продольное магнитное и поперечное электрическое поля.



а



б



г



б

Рис. 4.86. Распределение тока, потенциалов и полей вдоль щели:

а — распределение тока; б — распределение потенциалов и электрического поля; в — электрическое поле щели в поперечном сечении  $aa_1$ ; г — распределение магнитного поля

Распределение электрического поля вдоль щели подобно распределению магнитного поля вдоль полуволнового вибратора одинаковых со щелью размеров, а распределение магнитного поля по длине щели подобно распределению электрического поля по длине вибратора. В теории антенн это явление называется принципом двойственности. Впервые оно было научно обосновано советским ученым А. А. Пистолькорсом. Согласно этому принципу полуволновая прямо-

угольная щель имеет такую же характеристику направленности, как и ленточный вибратор, дополняющий плоскость со щелью до сплошной плоскости (см. рис. 4.85), если только заменить распределение напряжения распределением тока и наоборот, а распределение электрического поля распределением магнитного поля и наоборот. Характеристика направленности полуволновой щели показана на рис. 4.87.

Угол излучения в плоскости  $H$  (плоскость  $zox$ ) пропорцио-

нален  $\frac{\lambda}{l}$ , а в плоскости  $E$  (плоскость  $zoy$ ) он пропорционален  $\frac{\lambda}{a}$ .

Характеристика, показанная на рис. 4.87, относится к щели, вырезанной в проводящей плоскости и излучающей в обе стороны от этой плоскости. В реальных условиях щель, вырезанная в стенке волновода или объемного резонатора, получает энергию из внутреннего объема, а излучает ее во внешнее пространство, т. е. только в одну сторону от проводящей

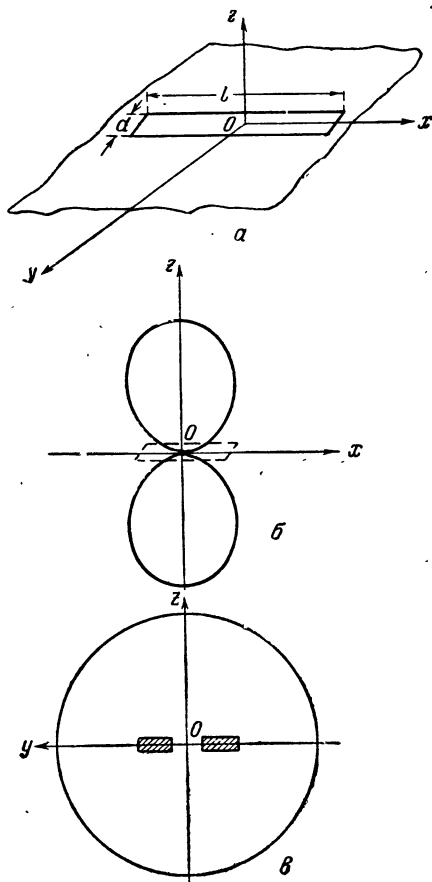


Рис. 4.87. Характеристика направленности прямоугольной щели:

$a$  — щель;  $б$  — характеристика направленности в плоскости  $H$  ( $zox$ );  $в$  — характеристика направленности в плоскости  $E$  ( $zoy$ )

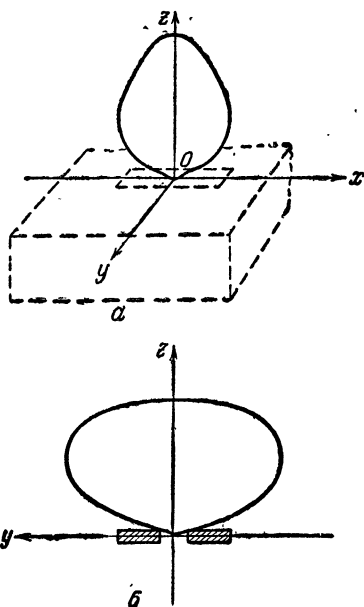


Рис. 4.88. Характеристика направленности прямоугольной щели, вырезанной в волноводе:  $a$  — в плоскости  $H$ ;  $б$  — в плоскости  $E$

плоскости. Характеристика направленности реальной щели показана на рис. 4.88. Угол излучения одной щели довольно большой; для сужения характеристики направленности щели ее иногда окружают небольшим рупором.

Рассмотрим возбуждение щели волноводом. Обычно щели вырезаются в стенках прямоугольного волновода, и для их воз-

буждения используется основная волна  $H_{10}$ . Магнитное поле её имеет продольную и поперечную составляющие. Силовые линии магнитного поля щели направлены вдоль ее длины. Следовательно, щель может возбудиться волной  $H_{10}$  только в том случае, когда магнитное поле этой волны направлено вдоль щели или под углом к ней. Если магнитное поле волновода перпендикулярно щели, она не возбуждается и не излучает, значит,

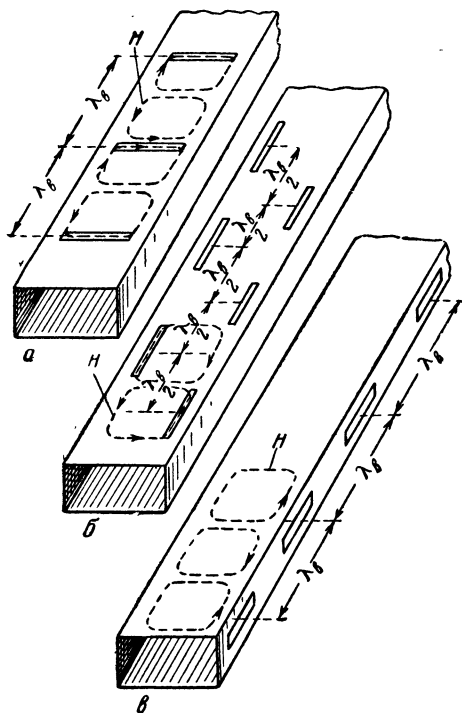


Рис. 4.89. Щелевые антенны:  
а — поперечные щели в волноводе;  
б, в — продольные щели в волноводе

щель надо вырезать так, чтобы она была параллельна магнитным силовым линиям возбуждающего поля и располагалась в его пучности или возможно ближе к пучности. Иными словами, щель должна разрывать цепь тока, протекающего по внутренней стороне стенки волновода или объемного резонатора. Тогда она вносит искажения в распределение тока на поверхности стенки; линии тока будут огибать края щели. При этом магнитное поле проникает в щель и возбуждает ее.

Если прорезать узкую щель вдоль линии тока, то она не изменит распределения тока в стенке волновода и, следовательно, в такую щель энергия не будет проникать. По внутренней стенке волновода ток распределен так, что он полностью экранирует электромагнитное поле, распростра-

няющееся внутри волновода. Если представить себе, что стенки волновода удалены, а пленка тока сохранена, то внутри этой пленки, как и в волноводе, будут распространяться волны. Никакого взаимодействия этих волн с внешним пространством не будет. Только нарушение распределения тока создает условия для выхода электромагнитной энергии из волновода.

У широкой стенки волновода магнитное поле (или токи) имеет продольную и поперечную составляющие. Поэтому в широкой стенке можно прорезать поперечные и продольные щели (рис. 4.89, а). Все щели должны быть синфазными, чтобы характеристика направленности была острой. Для этого попереч-

ные щели в волноводе располагают на расстоянии  $\lambda_v$  одна от другой. Продольные щели в широкой стенке волновода можно располагать на расстоянии  $\frac{\lambda_v}{2}$  одна от другой, но по разным сторонам и на равных расстояниях от середины стенки (рис. 4.89, б).

Около узкой стенки волновода имеется продольное магнитное поле волны  $H_{10}$ , т. е. по этой стенке протекают поперечные токи. Поэтому в узкой стенке прорезаются продольные щели на расстоянии  $\lambda_v$  одна от другой (рис. 4.89, в). Эти щели обладают тем преимуществом, что они могут излучать в более широком диапазоне частот, чем щели в широкой стенке.

Щели в объемном резонаторе (или коаксиальном кабеле) прорезают, исходя из вышеизложенных соображений.

Характеристика направленности многощелевой антенны подобна характеристике направленности многовибраторной антенны, т. е. имеет один главный и несколько боковых лепестков. Боковые лепестки тем меньше, чем ближе друг к другу расположены щели. Поэтому, если требуется уменьшить боковые лепестки, применяется антенна, показанная на рис. 4.89, б.

Если возбуждающий волновод должен быть герметичным, щели закрывают полистироловыми пластинками. Пластика укорачивает волну, так как уменьшается скорость распространения волн вдоль щели, и, следовательно, длина щели должна быть меньше  $\frac{\lambda}{2}$ . Уменьшение действительной длины щели, необходимой для резонанса, можно также получить, если щели делать гантелеобразными.

Поляризация излучения щели соответствует направлению электрического поля, которое перпендикулярно большому размеру щели. Соответствующим выбором расположения щелей относительно оси волновода можно получить требуемую поляризацию.

Так, например, для получения волны с круговой поляризацией применяется Х-образная щель, расположенная на широкой стенке волновода на соответствующем расстоянии от ее края.

В волноводе, возбуждающем щели, желательно иметь режим чисто бегущих волн. Одно из преимуществ этого режима заключается в том, что положение щелей не зависит от длины волновода. Для создания такого режима на конце волновода ставится специальная насадка, поглощающая всю энергию падающих на нее волн.

Щелевая антенна компактна и механически прочна. Она не имеет выступающих частей, что особенно важно для самолетов и кораблей. Щели можно прорезать в борту самолета или корабля без ухудшения их динамических свойств.

Щелевые антенны нашли применение в диапазоне метровых и дециметровых волн. Так, например, всенаправленная ан-



тенна с горизонтальной поляризацией представляет собой вертикальную мачту-трубу, по образующей которой нарезаны щели, возбуждаемые в середине от коаксиального фидера.

Начальная настройка многощелевой антенны сложна, так как размеры щели критичны по отношению к длине рабочей волны. Поэтому щелевая антенна может работать только в узком диапазоне волн.

## 5. Диэлектрическая антенна

Простейшая диэлектрическая антенна показана на рис. 4.90. Она представляет собой диэлектрический стержень 1 круглого или прямоугольного сечения, поддерживаемый с помощью металлической обоймы 2. В стержень введен четвертьволновый

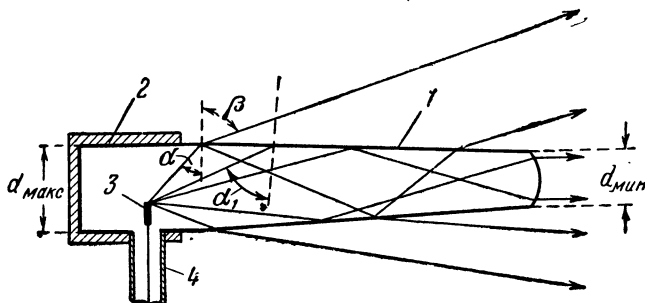


Рис. 4.90. Диэлектрическая антенна:

1 — диэлектрический стержень; 2 — металлическая обойма;  
3 — штырь; 4 — фидер

вибратор (штырь) 3, служащий продолжением внутреннего провода коаксиального фидера 4. Стержень сделан из диэлектрика с малыми потерями, например тролитула или полистирола ( $\epsilon_r = 2,5$ ).

Принцип работы диэлектрической антенны состоит в следующем. Четвертьволновый штырь излучает электромагнитные волны, которые распространяются в правую сторону от излучателя. Распространению энергии в левую сторону препятствует отражатель — металлическая обойма. На границе раздела воздуха и диэлектрика волны отражаются и преломляются. Угол преломления  $\beta$  больше угла падения  $\alpha$ , так как диэлектрическая проницаемость воздуха меньше, чем стержня. При некотором угле падения  $\alpha_1$  преломленный луч начинает скользить вдоль границы раздела (угол  $\alpha_1$  называется углом полного внутреннего отражения). Угол падения многих лучей больше  $\alpha_1$ ; следовательно, преломленного луча в этих случаях вовсе нет: вся энергия падающего луча отражается и распространяется в диэлектрическом стержне.

Диэлектрический стержень до некоторой степени подобен волноводу; как и волновод, он обладает свойством канализа-

ции энергии. Стержень направляет излучаемую штырем энергию к свободному концу. При определенных соотношениях между площадью поперечного сечения стержня и длиной волны большая часть излучаемой штырем электромагнитной энергии распространяется вдоль диэлектрического стержня в виде бегущих волн. На конце стержня эти волны частично отражаются, а большая часть их преломляется и распространяется в пространстве, в основном вдоль оси стержня. Поэтому главный максимум излучения направлен также вдоль оси стержня.

Отраженные от свободного конца волны распространяются по стержню в обратном направлении. Этим главным образом объясняется наличие заднего лепестка в характеристике направленности антенны (рис. 4.91). Отражение волн от конца стержня уменьшается, если он выполнен в виде конуса. Суживающийся диэлектрический стержень, подобно металлическому рупору, создает плавный переход от диэлектрического волновода к свободному пространству. Волновое сопротивление такого стержня меньше  $377 \text{ ом}$ , но оно возрастает при уменьшении сечения стержня, приближаясь к  $377 \text{ ом}$ . Этим достигается согласование стержня со свободным пространством. Коническая форма стержня способствует также уменьшению боковых лепестков.

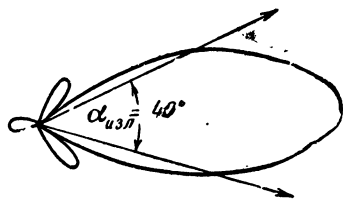


Рис. 4.91. Характеристика направленности диэлектрической антенны при  $l=3,4\lambda$

Характеристика направленности диэлектрической антенны определяется размерами и формой стержня. При увеличении поперечного сечения стержня уменьшается ширина главного лепестка, но увеличиваются максимумы боковых лепестков. При увеличении длины стержня главный лепесток сужается, но увеличивается количество боковых лепестков. Величины боковых максимумов зависят также от отношения  $\frac{d_{\text{макс}}}{d_{\text{мин}}}$  (см. рис. 4.90). С увеличением этого отношения боковые максимумы уменьшаются, а главный лепесток расширяется.

Исследования показали, что диэлектрическая антенна имеет наилучшую форму характеристики в том случае, когда ее максимальная ( $S_{\text{макс}}$ ) и минимальная ( $S_{\text{мин}}$ ) площади поперечных сечений удовлетворяют соотношениям

$$S_{\text{макс}} = \frac{\pi d_{\text{макс}}^2}{4} = 0,25 \frac{\lambda^2}{\epsilon_r - 1},$$

$$S_{\text{мин}} = \frac{\pi d_{\text{мин}}^2}{4} = 0,1 \frac{\lambda^2}{\epsilon_r - 1},$$

где  $\lambda$  — длина рабочей волны в свободном пространстве;  
 $\epsilon_r$  — относительная диэлектрическая проницаемость стержня.

Длина диэлектрического стержня обычно выбирается в пределах  $l = (2 \div 4)\lambda$ . При этом угол излучения составляет  $30\text{--}40^\circ$ .

Для получения острой направленности применяется сложная диэлектрическая антенна, состоящая из нескольких диэлектрических излучателей, расположенных в определенном порядке. Например, четыре излучателя длиной  $l = 3,4\lambda$  каждый, расположенные в одном горизонтальном ряду, имеют в горизонтальной плоскости угол излучения  $\alpha_{\text{изл}} = 10,6^\circ$ .

Диэлектрическая антенна может работать в широком диапазоне волн. Ее характеристика направленности сохраняет свою форму при изменении длины волны в пределах  $\pm 10\%$  расчетной. Антенна эта имеет небольшие по сравнению с длиной волны размеры и может применяться даже на нижней части дециметровых волн. По сравнению с другими типами антенн сантиметровых волн эта антенна имеет большие потери и меньший КПД. Иногда для уменьшения диэлектрических потерь стержни делают трубчатыми.

В заключение следует заметить, что в диэлектрическом стержне, как и в волноводе, могут распространяться (и излучаться) только такие волны, длина которых меньше предельной. Предельная волна определяется площадью поперечного сечения стержня.

## § 10. АНТЕННЫЕ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ

### 1. Назначение антенных переключателей и требования, предъявляемые к ним

Многие радиолокационные станции работают в импульсном режиме. Поочередная работа передатчика и приемника позволяет применять одну и ту же антенну для излучения и приема электромагнитной энергии. Использование в радиолокаторе одной антенны повышает точность определения угловых координат, облегчает конструирование станций и уменьшает их вес и габариты. Переключение антенны с передачи на прием и обратно производится антенным переключателем. На время работы передатчика антенна автоматически соединяется с его выходом. При этом отключается фидер, соединяющий переключатель с входом приемника, благодаря чему исключается воздействие мощных импульсов передатчика на входные цепи приемника и бесполезные потери энергии там. По окончании работы передатчика антенный переключатель автоматически соединяет антенну с входом приемника и отключает от нее выход передатчика. Сконструировать идеальный переключатель, который вообще не пропускал бы энергию высокой частоты в отключенную им цепь, пока не удастся. Поэтому при передаче небольшая часть энергии импульса поступает на вход приемника, а при приеме небольшая часть энергии отраженного импульса поступает в цепь передатчика.

Большая разница в мощности излучаемых и принимаемых импульсов позволяет применять в качестве антенных переключателей газовые разрядники в сочетании с резонансными линиями.

К антенному переключателю предъявляются следующие основные требования.

1. Антенный переключатель при передаче и приеме должен потреблять малую мощность; иначе будет заметно уменьшаться амплитуда отраженного импульса, что приведет к уменьшению дальности действия радиолокационной станции.

2. Фидер должен быть согласован при передаче и приеме; в этом случае на вход приемника будет поступать энергия отраженного импульса с меньшими потерями.

3. Мощность, поступающая на вход приемника при работе передатчика, должна быть малой: для радиолокационных станций сантиметрового диапазона — не выше 0,2 вт, иначе полупроводниковый диод, стоящий в первом каскаде приемника, может быть поврежден.

4. При приеме отраженных сигналов в цепи передатчика должна просачиваться незначительная мощность — не более 0,001 всей мощности отраженного импульса, поступающей на вход приемника. Это важно потому, что потеря мощности отраженного импульса в цепях передатчика уменьшает дальность действия радиолокационной станции.

5. Переключатель должен быстро срабатывать, т. е. в течение малого промежутка времени переключать антенну с приема на передачу и с передачи на прием.

К началу каждого следующего импульса, излучаемого передатчиком, разрядник антенного переключателя гаснет. Поэтому время переключения с приема на передачу при прямоугольном импульсе передатчика определяется временем развития газового разряда. Это время составляет примерно  $10^{-9}$  сек. Если же импульс передатчика не прямоугольный, а трапецидальный (как и бывает в действительности), то время переключения с приема на передачу возрастает примерно до 0,01 мксек (при  $\tau_{и} = 1$  мксек), так как разрядник пробивается только после того (через  $10^{-9}$  сек), как напряжение на его электродах достигает напряжения зажигания.

Огибающая напряжения высокой частоты на электродах разрядника при излучении импульса передатчиком показана на рис. 4.92. На переднем фронте импульса появляется пик, что объясняется относительно высоким напряжением зажигания разрядника. После зажигания разрядника напряжение на его

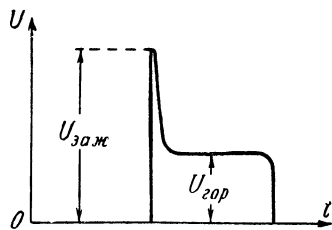


Рис. 4.92. Огибающая напряжения высокой частоты на электродах разрядника

электродах падает. Энергия, поступающая на приемник в течение пика напряжения, наиболее опасна для смесителя приемника. Напряжения зажигания и горения на электродах разрядника зависят от природы газа и его давления. Для уменьшения величины и длительности пика напряжения применяется специальный поджигающий электрод.

После окончания импульса передатчика в разряднике некоторое время еще имеется большое число свободных электронов и ионов. Если в это время поступит отраженный от цели импульс, он не попадет в приемник, так как вход приемника будет закорочен невосстановленным разрядником.

После восстановления разрядника отраженный от цели импульс попадет на вход приемника. Следовательно, время переключения с передачи на прием определяется временем восстановления (деионизации). Для приема импульсов, отраженных от близких целей, время деионизации должно быть малым (1—2 мксек). Такое время деионизации имеют разрядники, наполненные воздухом и парами воды (при давлении 2—5 мм). При ионизации молекулы воды образуются отрицательные ионы, которые так же мало подвижны, как и положительные ионы. После окончания импульса передатчика отрицательные ионы рекомбинируют с положительными ионами быстрее, чем электроны. Это приводит к сокращению времени деионизации.

## 2. Переключатель метровых волн

На метровых волнах применяются переключатели, принцип действия которых основан на свойствах резонансных линий и газовых разрядников. На рис. 4.93 показана одна из схем антенного переключателя метровых волн. Работа этой схемы состоит в следующем. При передаче оба разрядника пробиваются. Сопротивление  $R_i$  разрядника при горении невелико. Оно равно примерно 10—30 ом, т. е. значительно меньше волнового сопротивления двухпроводного фидера  $\rho$ . Поэтому входное сопротивление четвертьволновой линии (в точках  $v-v_1$ ) с разрядником  $R_1$ , включенным на ее конце, велико. Его можно подсчитать по формуле:

$$R_{\text{вх}} = \frac{\rho^2}{R_i}.$$

Если, например, волновое сопротивление воздушного фидера  $\rho = 600$  ом, а  $R_i = 20$  ом, то

$$R_{\text{вх}} = \frac{600^2}{20} = 18 \text{ ком.}$$

Следовательно, четвертьволновая линия с разрядником  $R_1$  не оказывает заметного влияния на передачу энергии от генератора к антенне.

Четвертьволновая линия  $ab, a_1$  с разрядником  $P_2$ , включенным на ее конце, защищает приемник от мощных импульсов передатчика. Действительно, при пробитом разряднике  $P_2$  входное сопротивление этой линии в точках  $a — a_1$  велико, и поэтому энергия радиоимпульса поступает от передатчика в антенну (входное сопротивление антенны равно волновому сопротивлению фидера). Напряжение на входе приемника при этом равно напряжению горения разрядника, т. е. примерно 20 в. Пик напряжения на входе приемника равен напряжению зажигания разрядника (примерно 200 в). Во время приема разрядники не пробиваются, так как мощность отраженного импульса недостаточна для поддержания разряда.

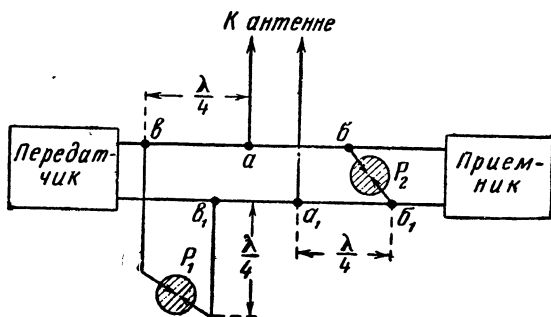


Рис. 4.93. Схема антенного переключателя метровых волн

При непробитом разряднике  $P_2$  энергия от точек разветвления  $a — a_1$  поступает в приемник, входное сопротивление которого равно волновому сопротивлению фидера.

В цепи передатчика энергия отраженного импульса не попадает. Это объясняется тем, что входное сопротивление ответвления фидера к передатчику в точках  $a — a_1$  очень велико, так как к этим точкам подключена полуволновая разомкнутая линия  $avP_1v_1a_1$ .

В этой линии устанавливаются стоячие волны с пучностями напряжения и узлами тока на конце, т. е. на разряднике  $P_1$  и на входе (в точках  $a — a_1$ ). В течение нескольких начальных периодов импульсов до установления стоячих волн в полуволновую разомкнутую линию поступает энергия импульса. Там она накапливается и в дальнейшем совершает колебания с очень малыми потерями, на восполнение которых расходуется незначительная часть энергии отраженного импульса. Этим физически объясняется отключение фидера передатчика от точек  $a — a_1$  во время приема.

К средним точкам  $v — v_1$  полуволновой разомкнутой линии подключен выход передатчика. Потенциалы этих точек равны

нулю, и потому присоединение к ним передатчика не влияет на входное сопротивление в точках  $a-a_1$ .

Рассмотренная схема антенного переключателя проста по конструкции. В этом ее достоинство. Но он имеет и существенные недостатки — значительное потребление энергии разрядником и просачивание на вход приемника недостаточно малой мощности. Это особенно заметно сказывается при работе на линиях с малым волновым сопротивлением, например при работе на коаксиальных линиях с волновым сопротивлением  $\rho = 70 \div 150 \text{ ом}$ .

Для уменьшения мощности, просачивающейся в приемник при работе передатчика, применяется автотрансформаторное

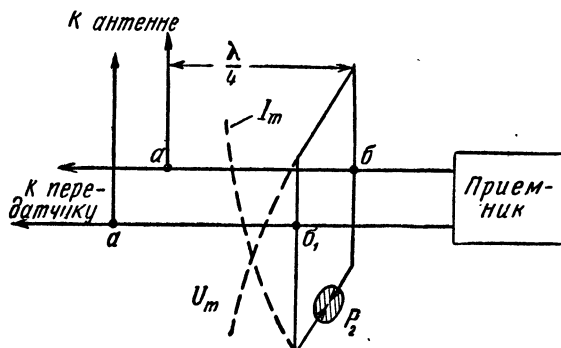


Рис. 4.94. Автотрансформаторное включение разрядника

включение разрядника  $P_2$ . Схема такого переключателя показана на рис. 4.94. В качестве автотрансформатора используется четвертьволновая линия, к разомкнутому концу которой подключается разрядник  $P_2$ . При передаче разрядник пробивается. Из распределения амплитуд напряжения и тока вдоль четвертьволнового трансформатора видно, что напряжение в точках  $б-б_1$  меньше напряжения горения разрядника, а ток больше тока, протекающего через разрядник. Следовательно, сопротивление нагрузки в точках  $б-б_1$  меньше сопротивления  $R_i$  разрядника, т. е. сопротивление  $R_i$  пересчитывается в точки  $б-б_1$  как сопротивление  $R' < R_i$  (по характеру сопротивление  $R'$  — чисто активное). Поэтому входное сопротивление в точках  $а-а_1$  в сторону приемника будет большим, чем при непосредственном подключении разрядника к точкам  $б-б_1$ . Благодаря этому уменьшается доля просачивающейся в приемник мощности.

При приеме разрядник  $P_2$  не пробивается. Входное сопротивление четвертьволнового трансформатора в точках  $б-б_1$  значительно больше волнового сопротивления фидера, и потому трансформатор почти не влияет на величину передаваемой в приемник мощности.

### 3. Переключатель сантиметровых волн для работы с коаксиальными линиями

На сантиметровых волнах для передачи энергии применяются коаксиальная линия и волноводы. На входе приемника сантиметровых волн имеется полупроводниковый смеситель, который очень чувствителен к перегрузкам. Чтобы смеситель не выгорал, подводимая к нему мощность не должна превышать 0,2 вт. Для уменьшения мощности, просачивающейся на вход приемника при работе передатчика, в переключателях сантиметровых волн применяются разрядники с малым напряжением зажигания и малым временем срабатывания. Кроме того, разрядник включается через трансформатор, роль которого выполняет объемный резонатор.

Рассмотрим работу антенного переключателя сантиметровых волн, применяемого в радиолокационных станциях. Внешний вид его показан на рис. 4.95, а принципиальная схема — на рис. 4.96.

На сантиметровых волнах размеры разрядника сравнимы с длиной волны. Поэтому электроды разрядника 4 и 5 являются одновременно и частями объемного резонатора 3. Резонатор представляет собой цилиндр с конусом, т. е. является квазистационарным. Между конусообразными электродами разрядника есть небольшой зазор (1—2 мм). Этот зазор является емкостной частью резонатора, в нем происходит разряд. Индуктивностью резонатора служит его внутренняя поверхность. На заданную волну резонатор настраивается ввинчиванием плунжера в его боковую поверхность. Этот объемный резонатор иногда называют камерой передачи — приема или разрядной камерой.

Для уменьшения напряжения зажигания разрядника в него введен поджигающий электрод 6 в виде траверсы, расположенной в одном из конусов. К этому электроду подводится отрица-

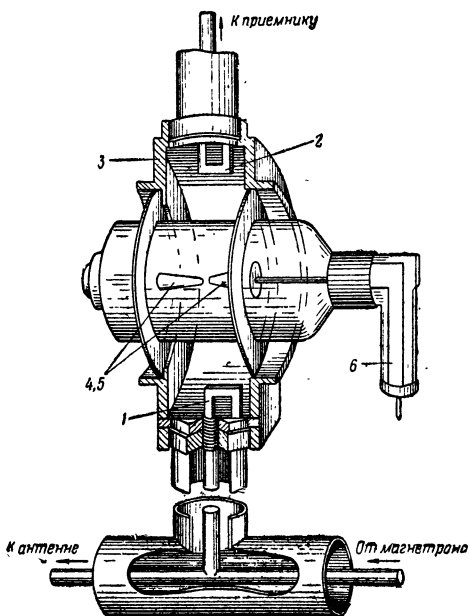


Рис. 4.95. Переключающее устройство для сантиметрового диапазона:

1, 2 — петли связи; 3 — объемный резонатор;  
4, 5 — электроды разрядника; 6 — поджигающий электрод



тельное (относительно корпуса) напряжение, которое поддерживает очень слабый тлеющий разряд. При этом электроны движутся от поджигающего электрода к конусам разрядника со значительной скоростью. Наличие в газе ускоренных электронов облегчает пробой разрядника, т. е. снижает потенциал зажигания.

Резонатор соединен с фидером петлями связи 1 и 2, которые можно поворачивать, регулируя величину индуктивной связи. Эквивалентная схема этого соединения показана на рис. 4.97.

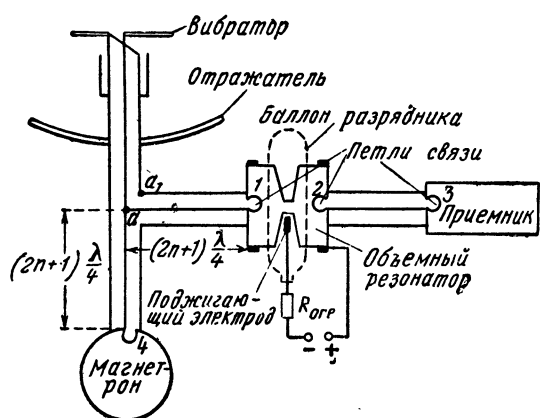


Рис. 4.96. Принципиальная схема антенного переключателя сантиметровых волн

его электродах в  $n_1$  раз больше напряжения на петле связи 1, причем коэффициент трансформации  $n_1 \gg 1$ . Поскольку внутреннее сопротивление горящего разрядника  $R_i$  мало, напряжение на его электродах при горении невелико. Следовательно, при работе передатчика в антенный переключатель просачивается энергия высокой частоты, которая расходуется на поддержание разряда.

Таким образом, нагрузкой трансформатора при работе передатчика является внутреннее сопротивление пробитого разрядника  $R_i$ . Эта нагрузка пересчитывается в первичную цепь трансформатора как  $R'_1 = \frac{R_i}{n_1^2}$ . Так как  $R_i$  мало, а  $n_1 \gg 1$ , то  $R'_1$

близко к нулю, т. е. фидер, соединяющий разрядную камеру с главной линией, можно считать короткозамкнутым. Входное сопротивление его в точках  $a-a_1$  (см. рис. 4.96) очень велико, поскольку его длина равна целому нечетному числу четвертей волн. Поэтому электромагнитная энергия высокой частоты поступает от магнетрона в антенну. Разрядник при передаче потребляет ничтожную долю мощности импульса.

В этой схеме индуктивностями 1 и 2 изображены петли связи, а индуктивностью 3 — боковая поверхность резонатора.

Работает антенный переключатель сантиметровых волн следующим образом. При передаче разрядник пробивается. Пробой наступает при небольшом напряжении на петле связи 1, т. е. на линии. Это объясняется тем, что напряжение зажигания разрядника мало и напряжение на

Напряжение на вход приемника подается от петли связи 2 (см. рис. 4.97). Так как  $n_2 \ll 1$ ,  $U_2 = n_2 U_3$ , а  $U_3$  при горении разрядника невелико, то и  $U_2$  невелико и неопасно для полупроводникового диода. Начальный пик напряжения на входе приемника тоже невелик из-за низкого напряжения зажигания разрядника и наличия понижающего трансформатора между разрядной камерой и входом приемника.

При приеме разрядник не пробивается, так как амплитуда отраженного импульса мала. Объемный резонатор при поступлении отраженного импульса возбуждается, т. е. в нем происходят электромагнитные колебания.

При этом петли связи 1 и 2 оказываются расположенными в пучности магнитного поля резонатора.

Энергия отраженного импульса поступает в резонатор, а от него передается на вход приемника. Линия передачи оказывается согласованной, т. е. резонатор вносит в петлю связи 1 чисто активное сопротивление, равное волновому сопротивлению фидера. Сам резонатор потребляет очень мало энергии, так как обладает высокой добротностью.

С помощью петли 2 подбирается такая связь между резонатором и фидером, при которой на вход приемника поступает максимальная мощность отраженного сигнала. В цепь передатчика энергия отраженного сигнала не поступает, так как входное сопротивление Т-образного сочленения в точках  $a-a_1$  в сторону магнетрона очень велико. Объясняется это тем, что отрезок фидера между точками  $a-a_1$  и магнетроном, имеющим длину, равную целому нечетному числу четвертей волн, закорочен у магнетрона. Короткозамкнутым фидер оказывается потому, что частота собственных колебаний резонатора магнетрона отличается от частоты колебаний магнетронного генератора. Поэтому резонаторы магнетрона практически не возбуждаются под действием напряжения отраженного сигнала и никакого сопротивления в петлю связи 4 не вносят. Следовательно, в этом отрезке фидера устанавливаются стоячие волны, т. е. происходят колебания энергии, запасенной в течение нескольких начальных периодов отраженного импульса.

Таким образом, сущность работы антенного переключателя сантиметровых волн состоит в том, что при непробитом разряднике объемный резонатор, нагруженный входным сопротивлением петли связи 2, вносит в петлю связи 1 чисто активное сопротивление, равное волновому сопротивлению фидера. Энергия из фидера передается в резонатор и от него на вход приемника.

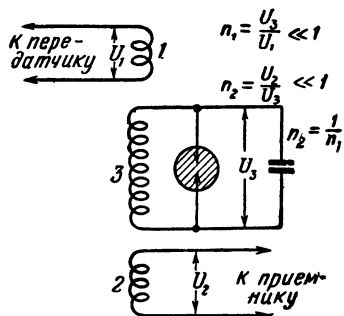


Рис. 4.97. Эквивалентная схема связи резонатора

При пробитом разряднике резонатор расстраивается и не вносит в петлю связи  $I$  почти никакого сопротивления. Петля связи  $I$  в этом случае расположена в узле магнитного поля тока разряда и оказывается закороченной. Это соответствует очень большому параллельному сопротивлению между точками  $a$  и  $a_1$ , которое не влияет на передачу энергии к антенне.

В процессе эксплуатации разрядник стареет и качество защиты приемника снижается. Основная причина этого — уменьшение количества газа в баллоне, вызывающее увеличение потенциала зажигания и времени деионизации. Уменьшение количества газа объясняется химическим соединением газа с электродами разрядника и поглощением газа электродами и баллоном (абсорбцией газа). Под влиянием высокочастотного разряда и вспомогательного

тлеющего разряда молекулы воды диссоциируют (распадаются), что также увеличивает время деионизации. Электроды разрядника с течением времени разрушаются дуговым разрядом, и расстояние между ними увеличивается, что приводит к повышению потенциала зажигания. Молекулы металла, осаждаясь на стенках разрядника, создают проводящую пленку. Эта пленка увеличивает потери энергии в разряднике и уменьшает мощность отраженного сигнала.

Действие всех указанных факторов ограничивает срок службы разрядника.

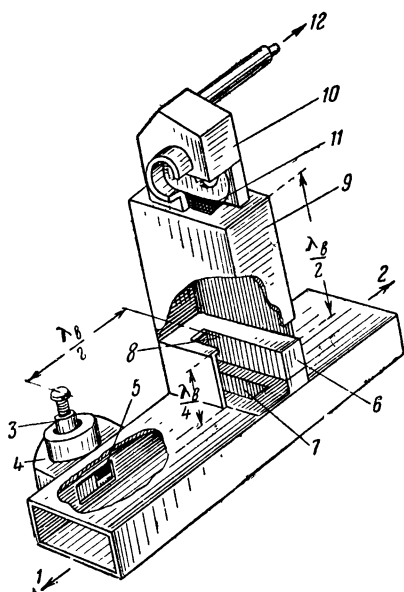


Рис. 4.98. Переключающее устройство в волноводах на большую мощность:

1 — к магнетрону; 2 — к антенне; 3 — разрядник ПБМ; 4 — резонатор ПБМ; 5 — щель связи резонатора ПБМ с волноводом; 6 — предварительный разрядник; 7 и 8 — резонансные окна; 9 — волновод; 10 — резонатор ППП; 11 — щель связи резонатора ППП с волноводом; 12 — к преобразователю частоты

#### 4. Переключатели в волноводах

Переключающее устройство, применяемое в станциях большой мощности, показано на рис. 4.98. В его

состав входят переключатель блокировки магнетрона (ПБМ), переключатель прием — передача (ППП) и предварительный разрядник. Оба переключателя имеют такую же конструкцию, как и переключатель в коаксиальной линии, т. е. представляют собой сочетание газовых разрядников с объемными резонато-

рами. ПБМ изолирует магнетрон от остальной части схемы на время приема и не препятствует прохождению энергии от магнетрона к антенне во время передачи. Резонатор 4 соединен с волноводом щелью 5, прорезанной в узкой стенке (такое соединение называется параллельным). ППП изолирует приемник от волновода во время передачи и пропускает в приемник энергию отраженного импульса. Резонатор ППП (10) соединен с волноводом 9 щелью 11, прорезанной в торцевой стенке волновода (такое соединение называется оконечным).

Для усиления защиты преобразователя частоты от мощных импульсов передатчика (при  $P_{\text{имп}} > 500 \text{ кВт}$ ) в отрезок волновода 9, ведущего от Т-образного соединения к приемнику, включен предварительный разрядник 6, представляющий собой четвертьволновую секцию волновода с двумя резонансными окнами 7 и 8, наполненную разреженным газом. Резонансные окна образованы индуктивными и емкостными диафрагмами, расположенными в одном поперечном сечении и имеющими равные проводимости. Чтобы поддерживать низкое давление в предварительном разряднике, его окна закрывают стеклом, обладающим малыми потерями. В электрическом отношении резонансные окна эквивалентны параллельным колебательным контурам (рис. 4.99). Диафрагмы подобраны так, что добротность эквивалентных контуров невысока.

Резонансные свойства окон проявляются в усилении напряженности поля в плоскостях окон и вблизи них по сравнению с напряженностью поля в прилегающем волноводе. Усиление поля у входного окна 7 (рис. 4.98) способствует возникновению в этом окне тлеющего разряда. Выходное окно 8 служит для передачи энергии в волновод 9 и для компенсации волн, отраженных от входного окна.

Предварительный разрядник соединен с волноводом поперечной щелью в его широкой стенке. Такое соединение называется последовательным.

Для объяснения принципа работы переключателя воспользуемся эквивалентной схемой (рис. 4.99). Волновод на ней

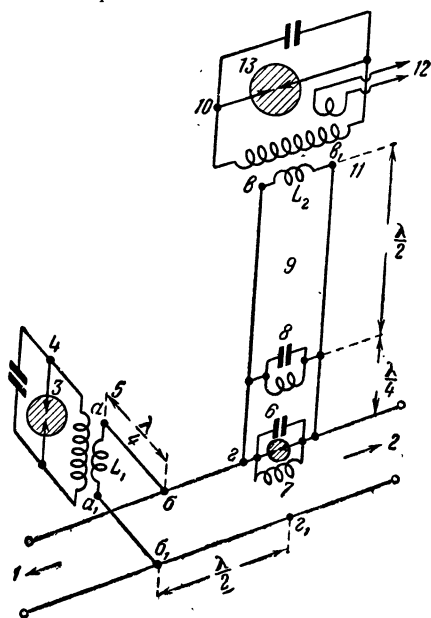


Рис. 4.99. Эквивалентная схема переключающего устройства в волноводах

заменен двухпроводной линией, причем считается, что провода линии расположены вдоль середин широких стенок волновода. Такая замена волновода линией возможна, так как в нем распространяется простейшая волна  $H_{10}$ . Поперечная щель в широкой стенке волновода представлена разрывом в верхнем проводе линии, так как она действительно разрывает цепь продольных токов, протекающих по внутренней поверхности волновода. В этот разрыв включено входное окно 7 предварительного разрядника. Резонансные окна этого разрядника на эквивалентной схеме показаны параллельными колебательными контурами.

Включение нагрузки в узкую стенку волновода эквивалентно параллельному включению через четвертьволновый отрезок линии. Это соответствует тому, что в поперечном сечении волновода происходят колебания электромагнитной энергии и вдоль его ширины укладывается одна полуволна поля. Связь объемных резонаторов 4 и 10 с волноводами посредством щели показана на эквивалентной схеме как индуктивная. Это обусловлено тем, что связь через щель осуществляется в основном за счет магнитного поля. Длина щели  $l$  приблизительно равна четверти волны, а ее высота равна высоте резонатора. Если такую щель изобразить в виде двухпроводной линии с э. д. с., включенной в ее середине, то легко видеть, что входное сопротивление щели имеет индуктивный характер. На эквивалентной схеме щели показаны индуктивностями  $L_1$  и  $L_2$ .

При передаче разрядник 3 ПБМ пробивается. Малое сопротивление пробитого разрядника  $R_i$  пересчитывается в еще меньшее сопротивление  $R'$ , включенное между точками  $a$  и  $a_1$ ; значит, эти точки можно считать замкнутыми. Из эквивалентной схемы видно, что короткое замыкание точек  $a$ — $a_1$  не влияет на передачу энергии вдоль линии, так как входное сопротивление в точках  $b$ — $b_1$  четвертьволновой короткозамкнутой линии очень велико.

Физически это объясняется тем, что при пробое разрядника ПБМ щель связи резонатора с волноводом как бы закрывается проводящей пленкой ионизированного газа. Напряженность электрического поля резонатора уменьшается, а его ток увеличивается. При этом поперечный ток, протекающий по внутренней поверхности узкой стенки волновода, является продолжением тока резонатора. Щель не нарушает распределения тока вдоль узкой стенки волновода. Поэтому и магнитное поле волновода практически не проникает в резонатор, а его силовые линии скользят вдоль плоскости щели.

Аналогично работает при передаче и ППП. Разрядник 13 переключателя прием — передача имеет поджигающий электрод и потому пробивается раньше, чем предварительный разрядник. При зажигании разрядника ППП закрывается щель связи его резонатора с волноводом, т. е. создается короткое замыкание точек  $в$ — $в_1$ . Поэтому у входного окна 7 предвари-

ного разрядника, расположенного на расстоянии  $\frac{3\lambda}{4}$  от конца волновода, создается пучность, а у выходного окна 8 — узел электрического поля. Повышенное напряжение вызывает разряд у окна 7. Окно это закрывается проводящей пленкой ионизированного газа, и вся энергия поступает в антенну. Пленка, создавая значительное затухание для основной частоты и всех гармоник магнетрона, надежно защищает кристаллический смеситель приемника. Главное назначение предварительного разрядника в том и состоит, чтобы защищать вход приемника от гармоник магнетрона, для которых ППП не создает большого затухания.

Во время приема ни один разрядник не пробивается. Резонатор ПБМ возбуждается и наводит в индуктивности  $L_1$  э. д. с., равную по величине и противоположную по фазе приложенной к ней э. д. с. сигнала. Это означает, что резонатор ПБМ вносит в индуктивность  $L_1$  большое активное сопротивление и четверть-волновая линия  $baa_1b_1$  оказывается разомкнутой в точках  $a—a_1$ .

К точкам  $г—г_1$  подключена разомкнутая линия длиной  $\frac{3\lambda}{4}$ , что равнозначно короткому замыканию этих точек. Поэтому энергия отраженного импульса не попадает в цепи передатчика, а через резонансные окна 7 и 8 поступает в волновод 9, затем энергия передается в резонатор ППП и от него — на вход приемника. Резонатор ППП настроен, и он мало влияет на передачу энергии из волновода к приемнику. Резонансные окна 7 и 8 не отражают падающих волн, т. е. пропускают всю энергию импульса. Резонатор ПБМ отражает всю энергию падающих волн, причем отраженная волна компенсирует падающую, благодаря чему и устраняется просачивание энергии отраженного импульса в цепи передатчика.

Так как резонансные окна 7 и 8 имеют низкую добротность, предварительный разрядник может работать в некотором диапазоне волн, поэтому он называется широкополосным.

Если мощность в импульсе передатчика меньше 500 квт, то нет необходимости в предварительном разряднике. В этом случае схема переключающего устройства упрощается. На рис. 4.100, а изображено переключающее устройство на малую и среднюю мощность, а на рис. 4.100, б представлена его упрощенная эквивалентная схема. На этой схеме не показаны объемные резонаторы и разрядники переключателей, которые посредством индуктивной связи (связи через щели) подключены к точкам  $a—a_1$  и  $г—г_1$ .

При передаче оба разрядника пробиваются, что соответствует короткому замыканию между точками  $a$  и  $a_1$  и точками  $г$  и  $г_1$ . При этом образуются две короткозамкнутые четвертьволновые линии —  $baa_1b_1$  и  $vgg_1v_1$ , которые не влияют на передачу энергии в антенну.

При приеме разрядники не пробиваются. Это соответствует разрыву цепи между точками  $a$  и  $a_1$  и подключению согласованной нагрузки к точкам  $z$  и  $z_1$ . Следовательно, энергия отраженного импульса поступает в согласованную нагрузку, т. е. на вход приемника, и не попадает в цепь передатчика, входное сопротивление которой в точках  $b$ — $b_1$  очень велико.

В качестве антенных переключателей можно использовать Т-образные соединения волноводов в сочетании с газовыми разрядниками. Такой переключатель (рис. 4.101) работает следующим образом. При передаче оба разрядника (7 и 8) пробива-

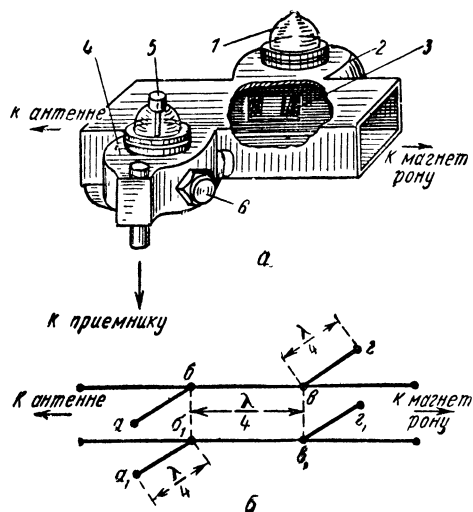


Рис. 4.100. Переключающее устройство в волноводах на малую и среднюю мощность (а) и его эквивалентная схема (б): 1 — разрядник ПБМ; 2 — резонатор ПБМ; 3 — шельф связи резонатора ПБМ с волноводом; 4 — резонатор ППП; 5 — поджигающий электрод разрядника ППП; 6 — плунжер настройки резонатора

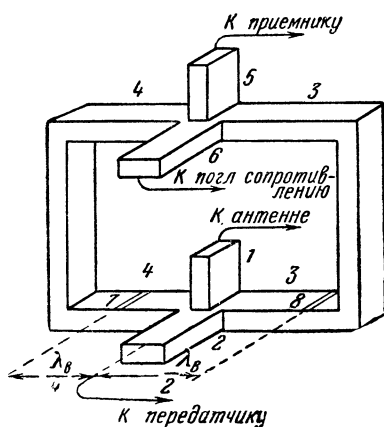


Рис. 4.101. Использование Т-образных соединений в антенном переключателе

ются и создают короткое замыкание плеч 3 и 4 в тех поперечных сечениях, где они расположены. Падающие волны отражаются от газовых разрядников и подходят к плоскости симметрии нижнего двойного тройника в противофазе, так как разрядники расположены на расстояниях  $\frac{\lambda_v}{4}$  и  $\frac{\lambda_v}{2}$  от этой плоскости.

Эти волны складываются и распространяются вдоль плеча 1 к антенне. Просочившаяся через газовые разрядники небольшая часть энергии передатчика поступает в плечо 6 и поглощается его согласованной нагрузкой. На вход приемника эта энергия не может попасть, потому что она переносится синфазными волнами, которые не могут попасть в плечо 5.

При приеме энергия отраженного импульса не может попасть из плеча 1 в плечо 2, поскольку эти плечи взаимно развя-

заны, а распределяется поровну по плечам 3 и 4. Вдоль этих плеч распространяются противофазные волны, которые складываются в плече 5 и от него поступают к приемнику. В плече 6 противофазные волны не попадают, так как на входе его они взаимно компенсируются.

Если радиолокационная станция сантиметрового диапазона в процессе работы перестраивается с одной рабочей частоты на другую, то в антенном переключателе такой станции используются широкополосные разрядники. Это позволяет сравнительно просто и быстро маневрировать рабочей частотой станции, так как перестройке подвергается лишь объемный резонатор магнетрона. Разрядные камеры переключателей при этом не перестраиваются: они пропускают весь спектр частот, который может генерировать магнетрон.

Устройство широкополосного переключателя показано на рис. 4.102, а. Принцип его действия состоит в следующем. При передаче оба разрядника пробиваются, входные окна замыкаются накоротко и энергия от магнетрона поступает в антенну. При приеме разрядники не пробиваются, резонансное окно ПБМ создает разрыв в цепи продольных токов волновода, поэтому волны отражаются от ПБМ и, следовательно, энергия по направлению к магнетрону не распространяется. На полуволновом отрезке волновода между окнами переключателей устанавливается стоячая волна, пучность поперечных токов которой (пучность продольного магнитного поля) находится у входного резонансного окна ППП. Значит, энергия от антенны через непробитый разрядник ППП поступает по согласованному волноводу к приемнику.

Работа переключателя наглядно видна из эквивалентной схемы (рис. 4.102, б). На этой схеме разрядник ППП показан в виде системы из пяти связанных резонансных контуров с разрядниками. Крайние (верхний и нижний) контуры эквивалентны входному и выходному резонансным окнам, остальные три контура эквивалентны резонансным диафрагмам, расположенным внутри разрядника. Чтобы получить широкую полосу пропускания, разрядная камера должна быть многоконтурной. Известно, что система связанных контуров имеет более широкую полосу пропускания, чем одиночный контур. Для создания многоконтурной разрядной камеры в нее помещают несколько диафрагм с резонансными щелями или резонансных диафрагм с низкой добротностью (рис. 4.103). Добротность окон связи равна примерно 2—5, а добротность резонансных щелей не более 10. Система из нескольких резонансных щелей эквивалентна системе связанных резонансных контуров; она имеет широкую полосу пропускания. Чем больше резонансных щелей в разрядной камере, тем шире ее полоса пропускания.

При передаче в искровых промежутках всех резонансных щелей и резонансных окнах возникает электрический разряд,



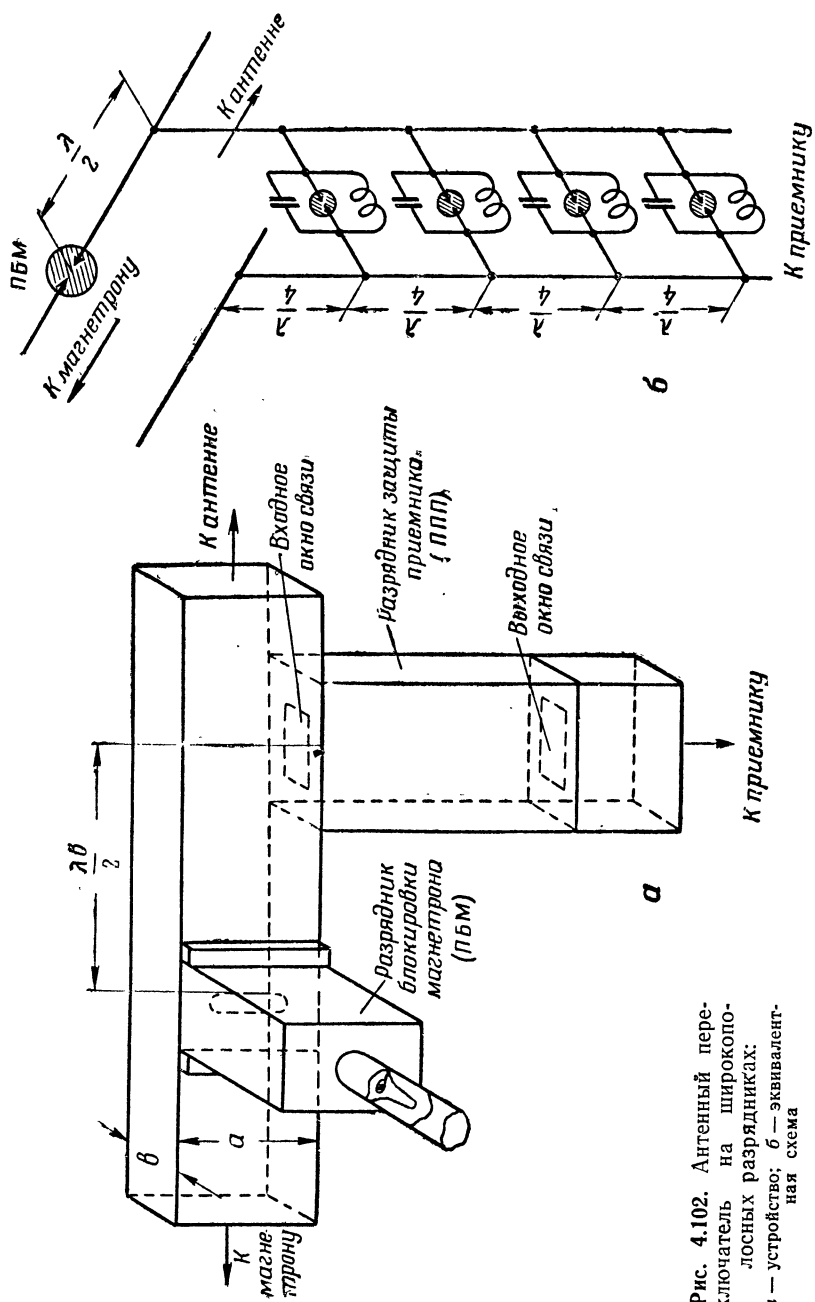


Рис. 4.102. Антенный переключатель на широкополосных разрядниках:  
 а — устройство; б — эквивалентная схема

благодаря чему они оказываются практически замкнутыми накоротко и энергия в приемник не проходит. Форма резонансных щелей и их взаимное расположение таковы, что они не отражают волны, распространяющейся от антенны, и вся энергия этой волны поступает на вход приемника.

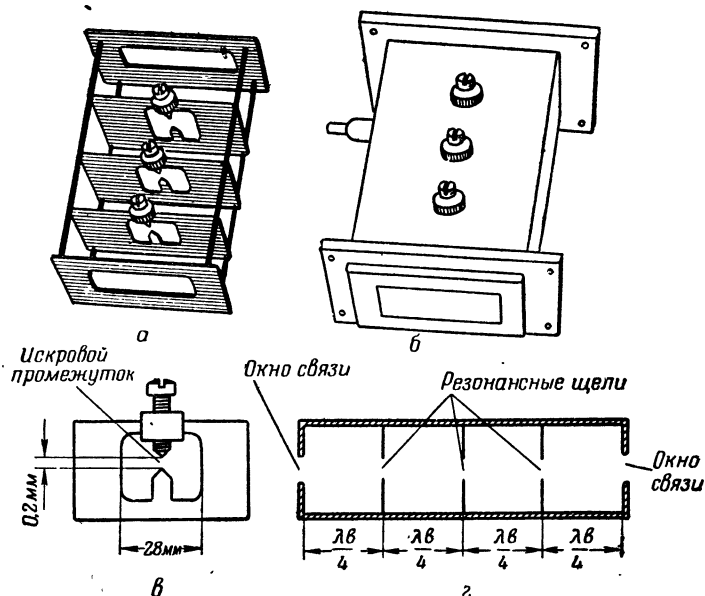


Рис. 4.103. Широкополосный разрядник на волну 10 см:  
 а — рама с резонансными диафрагмами; б — внешний вид; в — резонансная диафрагма; г — расстояния между элементами разрядника

## § 11. АНТЕННЫ РАДИОСТАНЦИИ СВЯЗИ

### 1. Общие сведения

Войсковые радиостанции комплектуются несколькими типами антенн. Это необходимо для надежности радиосвязи в различных условиях работы. К условиям работы относятся: дальность радиосвязи, характер работы (на ходу, на месте, в радиосети, по заданному направлению), местные условия расположения радиостанции, рельеф местности на трассе радиосвязи и т. д.

В зависимости от условий работы применяется та или другая антенна. Для правильного ее выбора необходимо знать параметры антенн различных типов. Из всех параметров антенны наибольшее значение при организации радиосвязи имеет характеристика направленности.

Радиостанции могут работать на средних, коротких и ультракоротких волнах. В зависимости от диапазона волн приме-

няются различные типы антенн. Так, например, на средних волнах в основном используются вертикальная заземленная или штыревая антенна; применяются также Г-образные, Т-образные, зонтичные и другие антенны. Эти антенны несимметричные, так как нижний конец их заземлен. Размеры антенн, применяемых на средних волнах, значительно меньше длины волны.

В диапазоне УКВ в основном применяются вертикальная (штыревая), вертикальная полуромбическая,  $\lambda$ -образная антенны и несимметричная антенна бегущей волны.

Рассмотрим основные типы антенн, применяемых в радиостанциях.

## 2. Вертикальная заземленная антенна

### Распределение тока и напряжения

Вертикальная заземленная антенна — простейшая антенна радиостанций, широко применяемая на всех диапазонах радио-

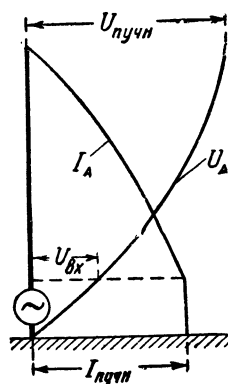


Рис. 4.104. Распределение тока и напряжения вдоль четвертьволнового заземленного вибратора

волн. Она выполняется в виде провода, поддерживаемого в вертикальном положении мачтой, или в виде штыря, состоящего из нескольких соединенных между собой колен. По электрической схеме такая антенна представляет собой четвертьволновый заземленный вибратор (рис. 4.104), который можно получить из полуволнового симметричного вибратора, заменив одну его половину землей. Такая замена в принципе возможна, так как потенциал середины симметричного вибратора равен нулю, т. е. потенциалу земли. Проводимость земли достаточно велика, и, следовательно, будет существовать цепь для переменного тока вибратора. В течение одного полупериода ток будет протекать по вибратору сверху вниз и уходить в землю, в течение другого полупериода — в обратном направлении.

Максимальное значение тока (пучность) будет у основания вибратора, т. е. у земли. Таким образом, распределение потенциала и тока вдоль одной половины симметричного вибратора не изменяется при замене другой его половины землей. На половине симметричного вибратора укладывается одна четверть стоячей волны. Следовательно, собственная волна заземленного вибратора равна учетверенной его высоте

$$\lambda_0 = 4h,$$

где  $\lambda_0$  — собственная (основная) волна;  
 $h$  — высота вибратора,

Сопротивление излучения. Действующая  
высота

Сопротивление излучения четвертьволнового заземленного вибратора равно половине сопротивления излучения полуволнового вибратора. Так как диаметр провода четвертьволнового вибратора почти всегда значительно меньше длины рабочей волны, то можно считать, что его сопротивление излучения  $R_{изл} = 36,6 \text{ ом}$ .

Войсковые радиостанции работают в определенном диапазоне волн. Однако высота вибратора не изменяется при переходе с одной рабочей волны на другую. Следовательно, заземленный вибратор, как правило, не работает на собственной волне. В подавляющем большинстве случаев рабочая волна радиостанции  $\lambda_{\text{раб}}$  больше  $4h$ , т. е.  $\lambda_{\text{раб}} > 4h = \lambda_0$ . Если  $\lambda_{\text{раб}} > \lambda_0$ , то говорят, что антенна работает с удлинением. Сопротивление излучения антенны, работающей с удлинением, определяется по формуле

$$R_{\text{изл}} = 1600 \left( \frac{h_d}{\lambda_{\text{раб}}} \right)^2,$$

где  $\lambda_{\text{раб}}$  — рабочая волна радиостанции;  
 $h_d$  — действующая высота антенны.

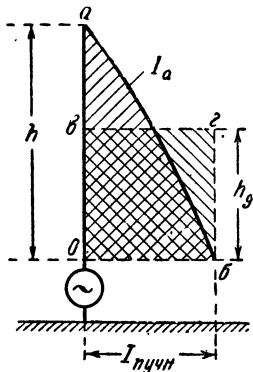
Действующую высоту антенны определяют так. Зная закон распределения тока вдоль излучающей части антенны, рассчитывают площадь криволинейной фигуры, ограниченной кривой распределения тока и излучающим проводом антенны (рис. 4.105). Затем эту фигуру приводят к равновеликому прямоугольнику, основанием которого является величина тока у заземления. Высота этого прямоугольника и называется действующей высотой антенны. Для заземленного вибратора, работающего на собственной волне,

$$h_d = \frac{2}{\pi} h = 0,637h.$$

Если заземленный вибратор работает с большим удлинением, то

$$h_{\pi} = 0,5h.$$

Для увеличения мощности излучения антенны и ее коэффициента полезного действия необходимо увеличивать действующую высоту. Для этого применяются вертикальные антенны с горизонтальной частью, или с «крышей». К таким антеннам



**Рис. 4.105.** Расчет действующей высоты антенны (площадь  $Oab$  равна площади  $Ovгб$ )

относятся Г-образная, Т-образная и зонтичная (рис. 4.106), получившие такие названия благодаря своей форме.

Горизонтальная часть Г- и Т-образных антенн представляет собой один или несколько параллельных проводов, поддержи-

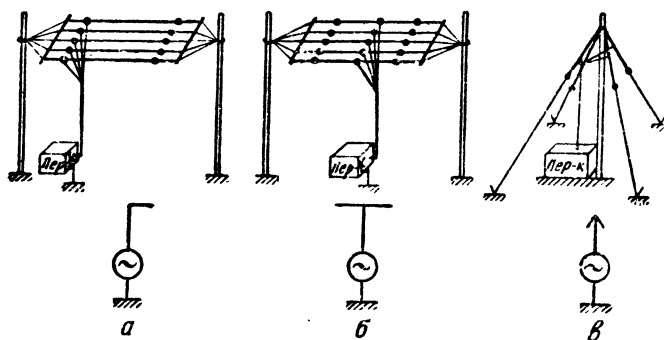


Рис. 4.106. Вертикальные антенны с горизонтальными частями  
а — Г-образная; б — Т-образная; в — зонтичная

ваемых на определенной высоте двумя мачтами. «Крыша» зонтичной антенны состоит из ряда проводов, удерживаемых под углом к горизонту с помощью оттяжек. Для крепления этой антенны нужна только одна мачта. В маломощных радиостанциях применяется вертикальная антенна, горизонтальная часть которой имеет форму «звездочки»: 5—6 проводников небольшой длины расположены радиально.

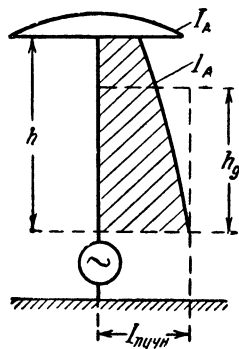


Рис. 4.107. Расчет действующей высоты Т-образной антенны

При наличии горизонтальной части распределение тока вдоль вертикальной части антенны становится более равномерным: ток изменяется от минимума на ее верхнем конце до максимума на нижнем конце. Увеличивается площадь криволинейной фигуры, образованной вертикальной частью антенны и линией распределения тока; по своей форме эта фигура приближается к прямоугольнику. Поэтому увеличивается действующая высота антенны (рис. 4.107).

При наличии горизонтальной части действующая высота составляет 0,75—0,85 геометрической высоты ( $h$ ).

Следует иметь в виду, что площадь тока горизонтальной части (площадь незаштрихованной фигуры на рис. 4.107) не входит в расчет действующей высоты. Это объясняется тем, что горизонтальная часть почти не излучает энергии. Действительно, токи в обеих половинах горизонтальной части Т-образной

антенны противофазны, и их поля в удаленных точках взаимно компенсируются. Поле горизонтальной части Г-образной антенны в удаленных точках почти полностью компенсируется полем ее зеркального изображения.

**Входное сопротивление. Органы настройки**

Входное сопротивление вертикальной антенны  $Z_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{вх}}}{I_{\text{вх}}}$  — в общем случае комплексное. Его активная составляющая  $R_{\text{вх}}$  равна сумме сопротивления излучения  $R_{\text{изл}}$  и сопротивления потерь  $R_{\text{п}}$ :

$$R_{\text{вх}} = R_{\text{изл}} + R_{\text{п}}.$$

Во всех несимметричных антеннах, расположенных близко к поверхности земли, основные потери энергии происходят в почве. Поэтому сопротивление потерь вертикальной антенны можно считать равным сопротивлению заземления  $R_{\text{з}}$  ( $R_{\text{п}} = R_{\text{з}}$ ).

Мощность излучения и КПД антенны определяются по известным формулам:

$$P_{\text{изл}} = I_{\text{пучн}}^2 R_{\text{изл}};$$

$$\eta = \frac{R_{\text{изл}}}{R_{\text{изл}} + R_{\text{з}}}.$$

Мощность излучения и КПД антенны будут тем больше, чем больше ее действующая высота, чем больше ток в антенне и чем меньше сопротивление заземления. При заданном напряжении генератора величина тока в антенне определяется входным сопротивлением. При переходе с одной рабочей волны на другую изменяется реактивная составляющая входного сопротивления. Для увеличения тока в антенне необходимо, чтобы эта составляющая на всех рабочих волнах была равна нулю. Для этого антенна имеет органы настройки.

Если антенна работает с удлинением, т. е.  $\lambda_{\text{раб}} > \lambda_0$ , то по распределению тока и напряжения она подобна разомкнутой линии, длина которой меньше четверти волны (рис. 4.108, а). Следовательно, ее входное сопротивление имеет емкостный характер. Для компенсации емкостной составляющей входного сопротивления в антенну включают катушку индуктивности, называемую удлинительной катушкой (рис. 4.108, б). Изменяя

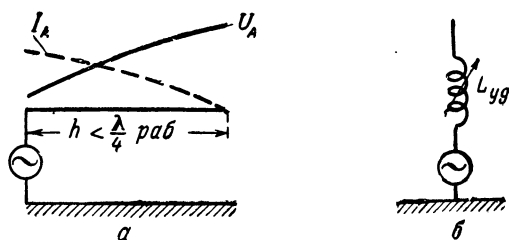


Рис. 4.108. Антенна, работающая с удлинением:  
а — эквивалентная схема; б — способ настройки в резонанс

индуктивность этой катушки  $L_{уд}$ , можно настраивать антенну в некотором диапазоне волн.

Если антенна работает с укорочением, т. е.  $\lambda_{раб} < \lambda_0$ , то по распределению тока и напряжения она подобна разомкнутой

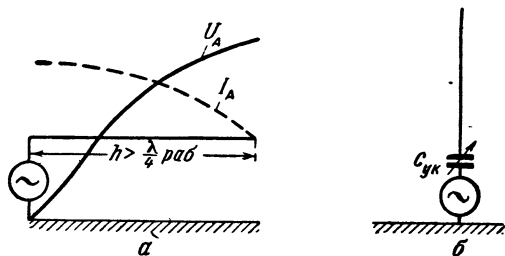


Рис. 4.109. Антенна, работающая с укорочением:

а — эквивалентная схема; б — способ настройки в резонанс

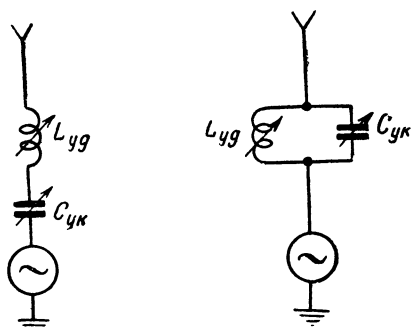


Рис. 4.110. Способы настройки антенны

линии, длина которой больше четверти волны (рис. 4.109, а). Входное сопротивление такой антенны имеет индуктивный характер. Для компенсации индуктивной составляющей входного сопротивления в антенну включают конденсатор, называемый укорачивающим. Изменяя емкость  $C_{ук}$  этого конденсатора, можно настраивать антенну в некотором диапазоне волн.

Если одна и та же антенна применяется в широком диапазоне волн и должна работать с укорочением и удлинением, то для ее настройки включаются катушка и конденсатор (рис. 4.110).

Для упрощения настройки антенны применяется переключатель, с помощью которого в цепь антенны включается или катушка, или конденсатор.

### Заземление и противовес

Для уменьшения сопротивления заземления нужно тщательно соединить нижний конец антенны с землей, кроме того, проводимость земли вблизи антенны должна быть большой. Заземление представляет собой один или несколько проводников, закапываемых в землю под антенной. Генератор высокой частоты подключается своими полюсами к антенне и к заземлению. Следовательно, заземление выполняет роль обратного провода для колебательного тока антенны, т. е. заменяет недостающую половину симметричного вибратора.

В простейшем случае антенна заземляется с помощью стального штыря, вколачиваемого в землю на глубину 60—

70 см. Сопротивление такого заземления составляет десятки и сотни ом, и потому оно может применяться в маломощных радиостанциях и приемных антеннах, где КПД не имеет большого значения. Меньшее сопротивление (десятки ом) имеет заземление в виде металлического листа, зарываемого в землю на глубину грунтовых вод.

В мощных стационарных радиостанциях применяются многократные заземления или заземленные противовесы. Заземлен-

ный противовес представляет собой сеть радиально расположенных проводников, соединенных между собой у основания антенны и на противоположных концах и зарытых в землю на небольшую глубину. Многократное заземление состоит из ряда одиночных заземлений, расположенных вокруг антенны и соединенных у ее основания. В некоторых случаях провода, соединяющие одиночные заземления, располагают на небольшой высоте над землей, чтобы уменьшить потери энергии на индукционные токи в земле. Сопротивление заземления мощной радиостанции должно быть небольшим и составлять единицы ом.

Устраивать надежные заземления на подвижных радиостанциях нецелесообразно. Однократное простейшее заземление, особенно при плохо проводящем грунте, значительно снижает КПД антенны и уменьшает дальность радиосвязи. Поэтому на подвижных радиостанциях применяются несимметричные антенны с воздушным противовесом.

Воздушный противовес выполняет ту же роль, что и заземление, т. е. служит обратным проводом для тока антенны. Он представляет собой систему проводников, подвешиваемых под антенной на небольшой (1—2 м) высоте над землей

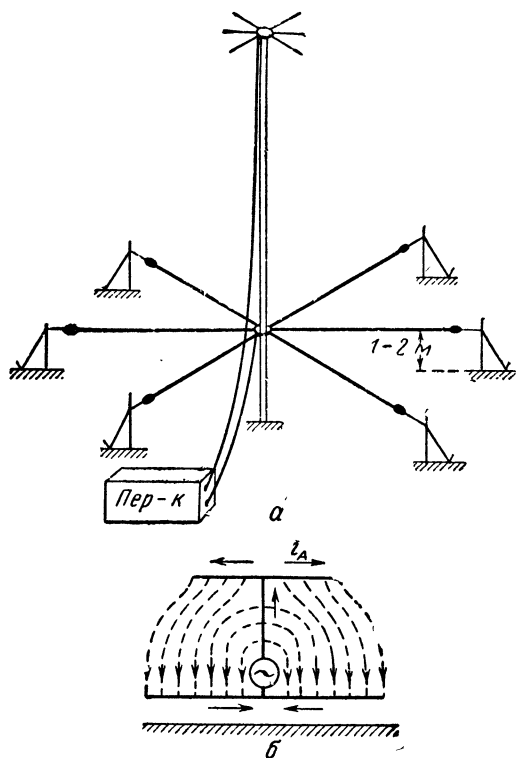


Рис. 4.111. Антенна с воздушным противовесом: а — устройство; б — схема



(рис. 4.111). Генератор высокой частоты подключается своими полюсами к вводу антенны и к вводу противовеса. Ток высокой частоты проходит по цепи антенна — генератор — противовес и обратно. Сопротивление противовеса мало, и, следовательно, КПД антенны может быть большим, если потерь в земле нет. Токов и потерь в земле не будет, если все силовые линии, выходящие из антенны, будут перехватываться противовесом (рис. 4.111, б). Для этого противовес должен состоять из большого числа проводников. В подвижных войсковых радиостанциях противовесы содержат от одного до четырех проводников. При этих условиях потери в земле велики, так как значительная часть силовых линий поля антенны оканчивается на земле, т. е. ток антенны замыкается не только через противовес, но и через землю.

Длина проводов противовеса обычно равна высоте антенны. При наличии горизонтальной части антенны длина проводов противовеса должна быть на высоту антенны больше длины горизонтальной части этой антенны.

Очень часто в подвижных маломощных радиостанциях в качестве противовеса используется корпус (шасси) радиостанции.

Из-за близкого расположения противовеса к земле излучение им энергии очень мало и в ряде случаев его можно не учитывать.

### Характеристика направленности

Характеристика направленности заземленного вибратора, построенная по методу зеркальных изображений, показана на рис. 4.112, а. При учете зеркального изображения четвертьволновый вибратор превращается в полуволновый. Следовательно, пространственная характеристика направленности заземленного вибратора составляет верхнюю половину пространственной характеристики вертикального полуволнового вибратора (рис. 4.112, б). Однако земля не является идеальным проводником, и потому метод зеркальных изображений не является точным. Чем короче рабочая волна, тем большую ошибку дает метод зеркальных изображений. Так, например, в диапазоне УКВ характеристика направленности вертикальной антенны с учетом влияния почвы имеет вид, показанный на рис. 4.112, б пунктиром. Уменьшение напряженности поля вдоль горизонта по сравнению с напряженностью при идеальной земле объясняется поглощением радиоволн почвой. В горизонтальной плоскости вертикальная антенна не обладает направленностью.

Характеристика направленности Т-образной антенны примерно такая же, как и штыревой. Различие состоит в том, что Т-образная антенна незначительно излучает в вертикальном направлении.

Штыревая антенна применяется на всех диапазонах радиоволн, а Т-образная — на средних и коротких волнах. Обе они используются для радиосвязи поверхностным лучом.

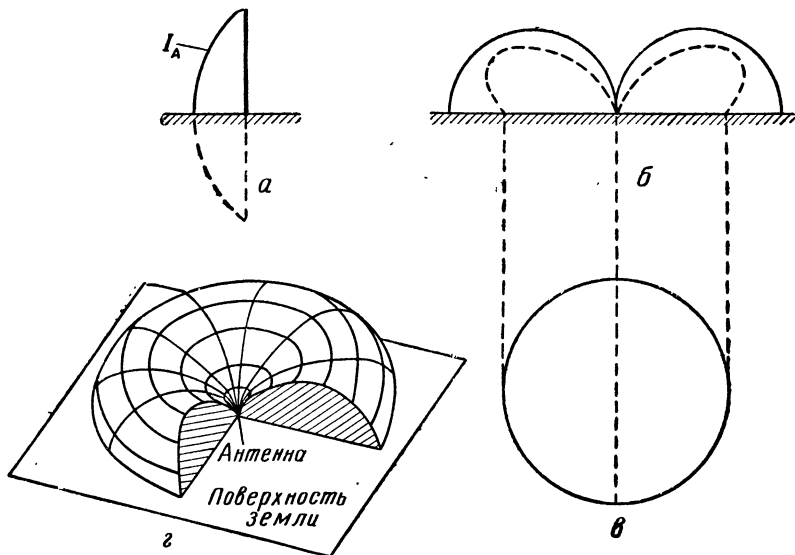


Рис. 4.112. Характеристика направленности заземленного вибратора: *a* — зеркальное изображение; *б* — характеристика в плоскости *E*; *в* — характеристика в плоскости *H*; *г* — пространственная характеристика

### Связь антенны с генератором

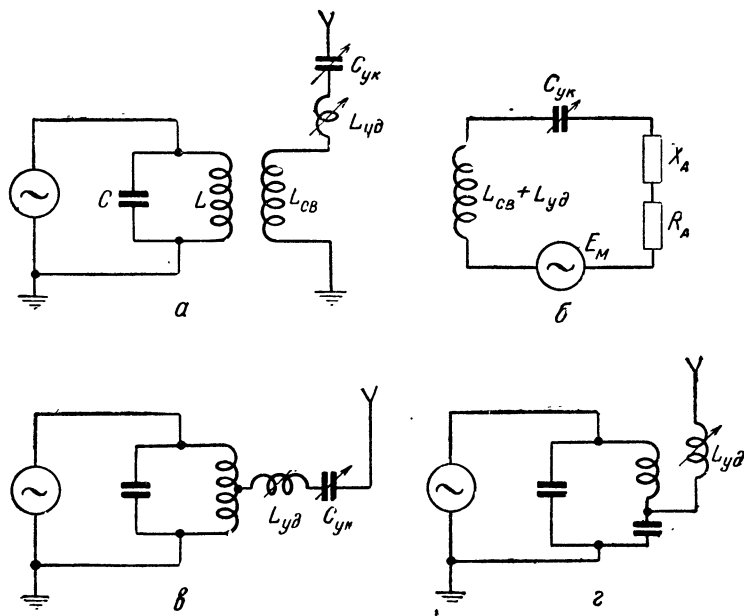
Энергия передается в антенну от колебательного контура лампового генератора. С колебательным контуром антенна связана индуктивной, автотрансформаторной, емкостной или комбинированной связью (рис. 4.113). Для создания индуктивной связи в цепь антенны включается катушка связи с определенной индуктивностью  $L_{св}$ , рассчитанной с учетом свойств двух индуктивно связанных контуров (см. рис. 4.113, *a*). Первичным контуром является контур генератора, вторичным — антенна (рис. 4.113, *б*).

Связь антенны с контуром генератора подбирается такой, чтобы в антенну передавалась заданная мощность при КПД связанных контуров, равном 80—90%.

Схема автотрансформаторной связи (рис. 4.113, *в*) в электрическом отношении равноценна схеме индуктивной связи. Емкостная связь (рис. 4.113, *г*) обладает тем преимуществом, что она обеспечивает фильтрацию высших гармоник. Однако регулировка величины связи в этой схеме технически сложнее, чем в предыдущих двух, и потому она применяется реже.

При переходе с одной волны на другую необходимо пере-

страивать контур генератора и антенну. При этом изменяется величина связи между ними, и, следовательно, приходится подбирать связь при каждой перестройке передатчика на другую волну. Для простоты управления в радиостанциях малых мощностей величина связи регулируется переключателем.



**Рис. 4.113.** Виды связи антенны с контуром генератора:  
а — индуктивная связь; б — эквивалентная схема антенны; в — автотрансформаторная связь; г — емкостная связь

В маломощных подвижных радиостанциях вводы антенны и противовеса делаются малыми или вовсе отсутствуют. Поэтому отпадает необходимость в согласовании антенны с ее вводами.

### 3. Антенны «наклонный луч», Z-образная и Г-образная

Эти антенны применяются на средних и коротких волнах для связи поверхностным и пространственным лучами.

Антенна «наклонный луч» (рис. 4.114) представляет собой провод длиной 8—17 м, расположенный под углом к горизонту. Его удаленный от передатчика конец закрепляется с помощью мачты или местных предметов на высоте 6—8 м. В одной вертикальной плоскости с антенной расположен противовес — горизонтальный провод, подвешенный над землей на высоте 1—2 м и имеющий такую же длину, как и антенна.

Размеры и способ крепления Z-образной и Г-образной антенн видны из рис. 4.115 и 4.116. «Крыша» Z-образной антенны может иметь положительный или отрицательный угол наклона.

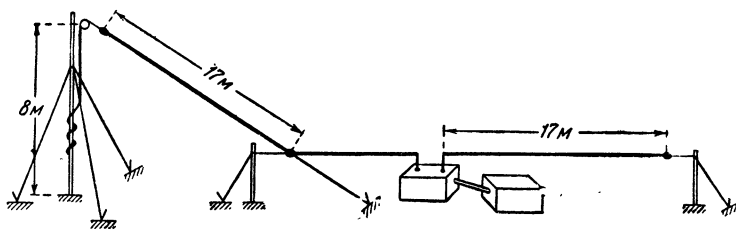


Рис. 4.114. Антенна «наклонный луч»

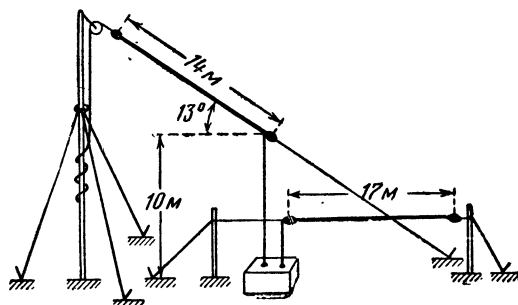


Рис. 4.115. Z-образная антенна

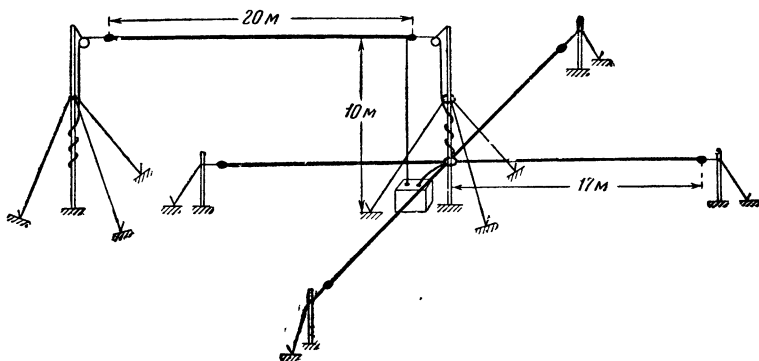


Рис. 4.116. Г-образная антенна

На рис. 4.115 приведен случай положительного угла наклона. Антенны, имеющие размеры, показанные на рисунках, применяются в диапазоне волн от 200 до 70 м. При дальнейшем укорочении волн размеры антенн необходимо уменьшать, чтобы сохранить неизменной форму характеристики направленности.

Рассматриваемые антенны обладают направленностью в вертикальной и горизонтальной плоскостях (рис. 4.117, а). Максимум излучения Z-образной антенны и «наклонного луча» в горизонтальной плоскости направлен в сторону противовеса, а максимум Г-образной антенны — в сторону, противоположную направлению горизонтальной части. Характеристика направленности в вертикальной плоскости зависит от длины волны и свойств

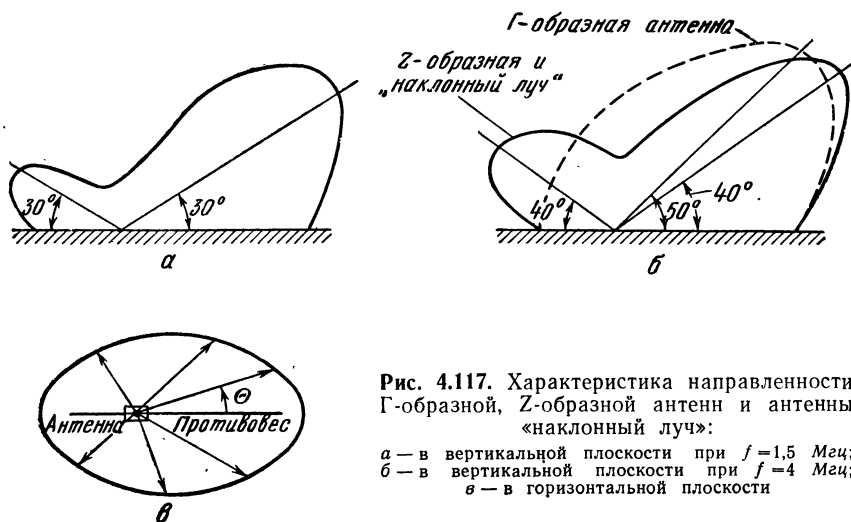


Рис. 4.117. Характеристика направленности Г-образной, Z-образной антенн и антенны «наклонный луч»:

а — в вертикальной плоскости при  $f = 1,5$  МГц;  
б — в вертикальной плоскости при  $f = 4$  МГц;  
в — в горизонтальной плоскости

почвы. В нижней части поддиапазона ( $\lambda_{\text{раб}} = 200$  м) имеются два максимума излучения под углами примерно  $30$  и  $150^\circ$  к горизонту. Проекция направления большего максимума излучения на горизонтальную плоскость совпадает с направлением максимума излучения в этой плоскости. С укорочением волны форма характеристики в вертикальной плоскости изменяется. В верхней части поддиапазона ( $\lambda_{\text{раб}} = 70$  м) характеристики принимают вид, показанный на рис. 4.117, б. Из сравнения рис. 4.117, а и 4.117, б можно сделать вывод, что с увеличением длины волны характеристики этих антенн приближаются к характеристике штыревой антенны. Эти антенны позволяют осуществлять радиосвязь на волнах, отраженных от ионосферы, так как главный максимум излучения направлен под углом к горизонту.

Антенны «наклонный луч» и Z-образная позволяют в небольших пределах изменять направление максимума излучения в вертикальной плоскости путем изменения угла наклона антенны.

#### 4. Зенитная антенна

Зенитная антенна получила свое название благодаря форме характеристики направленности; максимум ее излучения направлен вертикально вверх. Антенна представляет собой полу-волновый горизонтальный вибратор, закрепленный двумя мачтами на высоте  $h = \frac{\lambda_k}{4}$ , где  $\lambda_k$  — самая короткая волна диапазона радиостанции (рис. 4.118). Длина плеча вибратора

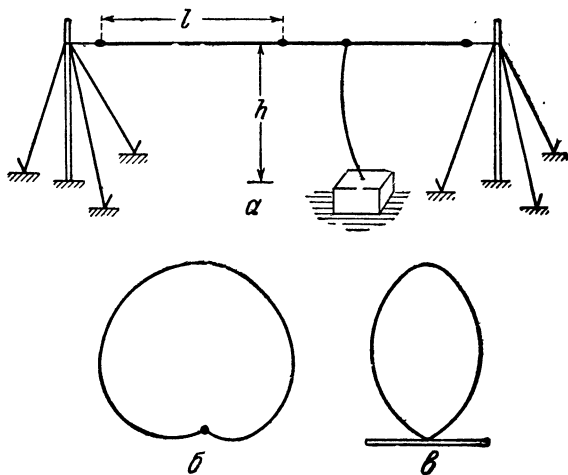


Рис. 4.118. Зенитная антенна (а) и ее характеристики направленности в плоскостях  $H$  (б) и  $E$  (в)

ра  $l \leq 0,6\lambda_k$ . Питание к вибратору обычно подводится по одно-проводному фидеру, так как передатчики радиостанции имеют, как правило, несимметричный выход. При симметричном выходе передатчика применяется симметричное питание с помощью двухпроводного фидера.

При указанной высоте подъема антенны земля играет роль пассивного рефлектора. Поэтому характеристика направленности антенны подобна рассмотренной выше характеристике направленности антенны, состоящей из вибратора и пассивного рефлектора.

Зенитную антенну нельзя применять в широком диапазоне. При удлинении волны она превращается в Т-образную антенну, а при укорочении волны высота подъема антенны становится больше  $\frac{\lambda}{4}$  и лепесток характеристики направленности в вертикальной плоскости симметрично раздваивается. Чтобы характеристика направленности имела один лепесток, следует высоту подвеса выбирать в пределах  $h = (0,2 \div 0,4) \lambda$ .

Зенитная антенна используется для связи отраженной волной на небольших расстояниях (100 км и менее), когда угол падения отраженной волны близок к  $0^\circ$ .

### 5. Антенна «горизонтальный диполь»

Антенна «горизонтальный диполь» применяется на средних и коротких волнах для связи поверхностной волной. Она представляет собой полуволновый вибратор, расположенный горизонтально на высоте 1—2 м над землей (рис. 4.119, а). Вибратор работает на собственной волне или с удлинением. Близкое

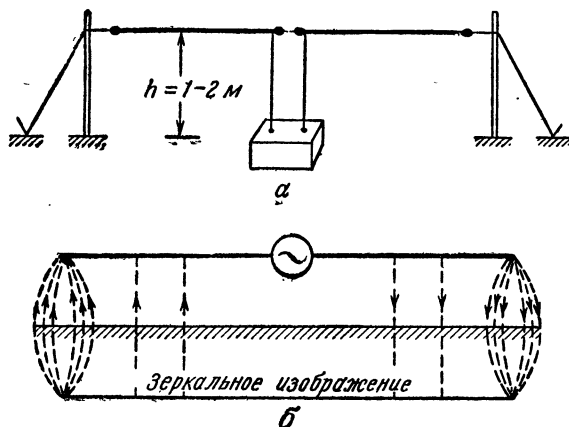


Рис. 4.119. Антенна «горизонтальный диполь»:  
а — устройство; б — схема

к земле расположение вибратора ( $h \ll \lambda_{\text{раб}}$ ) изменяет распределение тока и зарядов в нем по сравнению с таким же вибратором, но высоко поднятым над землей.

На концах вибратора создаются сильные вертикальные электрические поля (рис. 4.119, б). Можно условно считать, что эти поля созданы вертикальными противофазными вибраторами, расположенными на расстоянии, примерно равном половине волны. Отсюда следует, что характеристика направленности «горизонтального диполя» в горизонтальной плоскости подобна характеристике антенны из двух противофазных вибраторов в плоскости  $H$  (рис. 4.120). Максимумы излучения направлены вдоль оси антенны. В направлении, перпендикулярном оси антенны, излучение минимально; вертикально антенна излучает незначительно.

Преимущество антенны «горизонтальный диполь» перед другими типами антенн состоит в малой высоте подвеса и значительной направленности излучения. Малая высота подвеса антенны облегчает ее маскировку и делает антенну более

устойчивой и надежной в боевых условиях. Известно, что антенна — наиболее уязвимая часть радиостанции. Приемно-передающую установку и источники питания можно установить в землянке, траншее, блиндаже и т. п., антенна же должна быть на поверхности земли, чтобы обеспечить необходимую дальность радиосвязи.

Горизонтальный диполь можно расположить в траншее; при этом, конечно, дальность радиосвязи и КПД антенны уменьшаются, но «живучесть» антенны увеличивается.

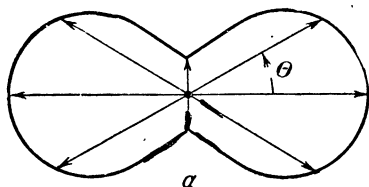


Рис. 4.120. Характеристика направленности горизонтального диполя:

а — в горизонтальной плоскости;  
б — в вертикальной плоскости

## 6. Антенны радиостанций УКВ диапазона

Для войсковой радиосвязи в диапазоне УКВ применяются следующие основные типы антенн: вертикальная (штыревая), вертикальная полуромбическая,  $\lambda$ -образная антенна и несимметричная антенна бегущей волны.

Вертикальная антенна представляет собой штырь высотой, близкой к  $\frac{\lambda_c}{4}$ , где  $\lambda_c$  — средняя волна диапазона радиостанции. В качестве противовеса для этой антенны используется обычно корпус радиостанции.

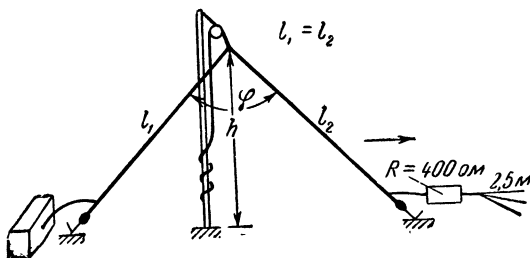


Рис. 4.121. Вертикальная полуромбическая антенна

Вертикальная полуромбическая антенна (рис. 4.121) представляет собой провод длиной  $l = l_1 + l_2 = (4 + 8)\lambda$ , поднятый в середине на высоту  $h = (0,5 + 0,7)\lambda$ . Провода  $l_1$  и  $l_2$  лежат в одной вертикальной плоскости и являются сторонами полуромба, образующими угол  $\varphi$ , примерно равный  $130^\circ$ . Один конец антенны подключен к передатчику, а другой — к активному сопротивлению  $R = 400 \text{ ом}$ . К этому же сопротивлению подключен противовес,



обычно состоящий из трех проводов небольшой длины (1,5—2,5 м), лежащих на земле веером и направленных в сторону корреспондента. Активное сопротивление  $R$  равно волновому сопротивлению антенны.

$\lambda$ -образная антенна (рис. 4.122) отличается от полуромбической тем, что ее плечи  $l_1$  и  $l_2$  не равны по длине и, следовательно, образуют с горизонтом различные углы. Длина плеча  $l_1 \approx h = (0,5 \div 0,7)\lambda$ , а длина  $l_2 = (2 \div 4)\lambda$ . Эти две антенны по су-

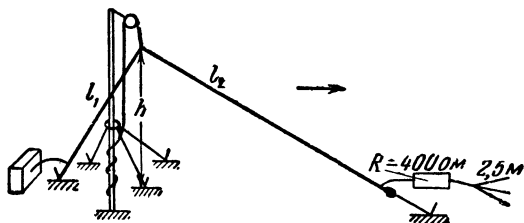


Рис. 4.122.  $\lambda$ -образная антенна

ществу очень мало различаются, и применение той или другой из них определяется главным образом местными условиями расположения радиостанции.

Несимметричная антенна бегущей волны отличается от первых двух тем, что она расположена горизонтально; высота подвеса ее  $h = 1$  м, а длина  $l \approx 4\lambda$  (рис. 4.123).

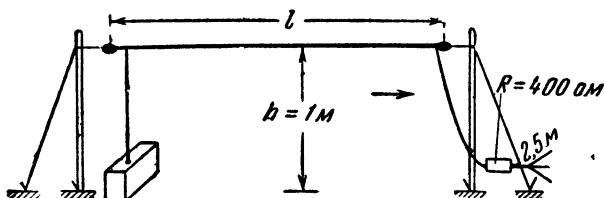


Рис. 4.123. Несимметричная антенна бегущей волны

Антенны эти работают в режиме бегущих волн. Наличие в антенне только бегущих волн достигается включением активного сопротивления  $R$ , от которого падающие волны не отражаются. Следовательно, вертикальная полуромбическая,  $\lambda$ -образная антенны и несимметричная антенна бегущей волны — широкодиапазонные. Их входные сопротивления в широком диапазоне волн не зависят от частоты генератора, чисто активные по характеру и равны волновым сопротивлениям проводов антенны. Волновое сопротивление сравнительно мало зависит от параметров почвы и высоты подвеса антенн. Оно составляет

примерно 400—500 ом. Эти антенны не имеют органов настройки. С контуром генератора они связаны автотрансформаторной связью, величина которой при перестройках радиостанции регулируется переключателем поддиапазонов. В этом достоинства названных антенн. Их недостаток — значительные потери (до 50%) мощности в активном сопротивлении  $R$ .

Принцип действия описанных антенн состоит в следующем. Всякий длинный уединенный провод излучает электромагнитную энергию, если по нему протекает ток. Действительно, длинный провод можно рассматривать как сумму элементарных вибраторов, токи в которых сдвинуты по фазе и имеют различные величины. Каждый из этих элементарных вибраторов излучает (или принимает) электромагнитные волны. Суммарную напряженность поля в любом направлении можно найти путем алгебраического сложения волн, излучаемых всеми элементарными вибраторами (путем интегрирования). Характеристика направленности уединенного длинного провода определяется распределением тока в нем и отношением  $\frac{l}{\lambda}$ . Для примера на

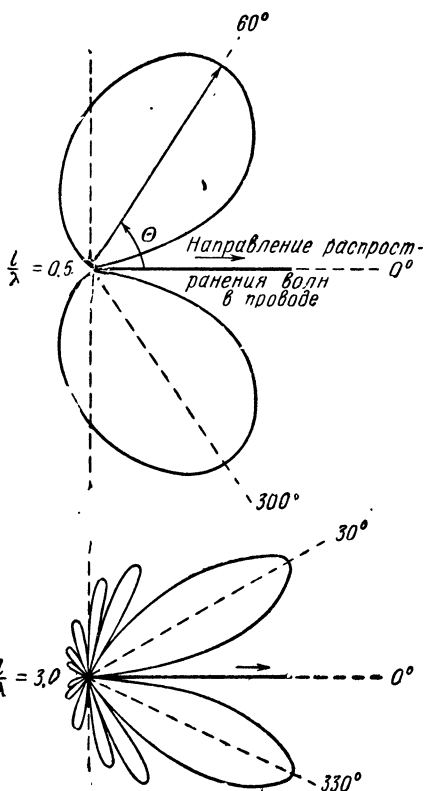


Рис. 4.124. Характеристики направленности уединенного провода, обтекаемого бегущей волной тока

рис. 4.124 показаны характеристики направленности длинного провода, обтекаемого бегущей волной тока. С увеличением отношения  $\frac{l}{\lambda}$  уменьшается угол, образованный осью провода и направлением главного максимума излучения, и увеличивается число боковых лепестков. Вдоль оси провода излучения нет.

Несимметричная антенна бегущей волны,  $\lambda$ -образная и вертикальная полуромбическая антенны располагаются на небольшой высоте над поверхностью земли. Поэтому земля влияет на их характеристики направленности, и они излучают не только

под углом к горизонту, но и вдоль горизонта. Излучению вдоль горизонта вертикальной полуромбической и  $\lambda$ -образной антенн способствует и то, что они сами расположены под углом к гори-

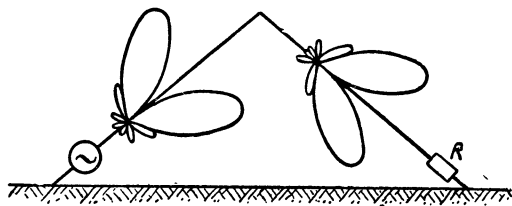


Рис. 4.125. Характеристики направленности вертикальной полуромбической антенны без учета влияния земли

зонт. На рис. 4.125 показаны характеристики направленности плеч вертикальной полуромбической антенны в вертикальной плоскости при отсутствии влияния земли. Из этого рисунка видно, что антенна излучает вдоль горизонта, т. е. максимум излучения в горизонтальной плоскости совпадает с направлением большей диагонали.

Характеристики направленности рассматриваемых антенн в горизонтальной плоскости показаны на рис. 4.126; для наглядности на этом рисунке показана проекция антенн на горизонтальную плоскость. Из рисунка видно, что наибольшей направленностью в горизонтальной плоскости обладает несимметричная антенна бегущей волны, а наименьшей —  $\lambda$ -образная антенна. Направленность антенн зависит от отношения  $\frac{l}{\lambda}$ . С увеличением  $\frac{l}{\lambda}$  направленность увеличивается, т. е. угол излучения уменьшается. При  $l=4\lambda$  угол излучения антенны бегущей волны составляет примерно  $30^\circ$ .

Характеристики направленности полуромбической,  $\lambda$ -образной антенн и антенны бегущей волны в вертикальной плоскости имеют примерно такую форму, как показано на рис. 4.127. Главный максимум излучения направлен под углом  $20\text{--}25^\circ$  к горизонту.

Следует иметь в виду, что характеристики направленности,

приведенные на рис. 4.126 и 4.127, относятся к различным составляющим электрического поля радиоволны. Характеристика направленности в горизонтальной плоскости (см. рис. 4.126) представляет собой зависимость горизонтальной составляющей  $E_t$  электрического поля волны от направления луча. Под горизонтальной составляющей здесь понимается составляющая поля, направленная вдоль луча. Такую составляющую имеет только поверхностная волна. Величина горизонтальной составляющей поля тем больше, чем меньше проводимость почвы и чем короче волна. Характеристика направленности в вертикальной плоскости представляет собой зависимость вертикальной составляющей электрического поля от направления луча. Под вертикальной составляющей здесь понимается составляющая поля, перпендикулярная лучу. Такое разделение поля на составляющие удобно при изучении приемных антенн. Радиоволна может наводить в приемной антенне э. д. с. в том случае, если она имеет составляющую электрического поля, параллельную проводу антенны.

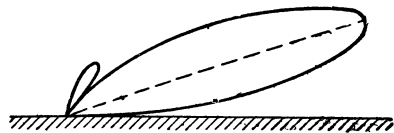


Рис. 4.127. Характеристика направленности антенны бегущей волны в вертикальной плоскости

## § 12. СПИРАЛЬНАЯ АНТЕННА

В диапазоне УКВ применяются спиральные антенны. Спиральная антенна представляет собой цилиндрическую или коническую спираль из медного провода или трубки (рис. 4.128).

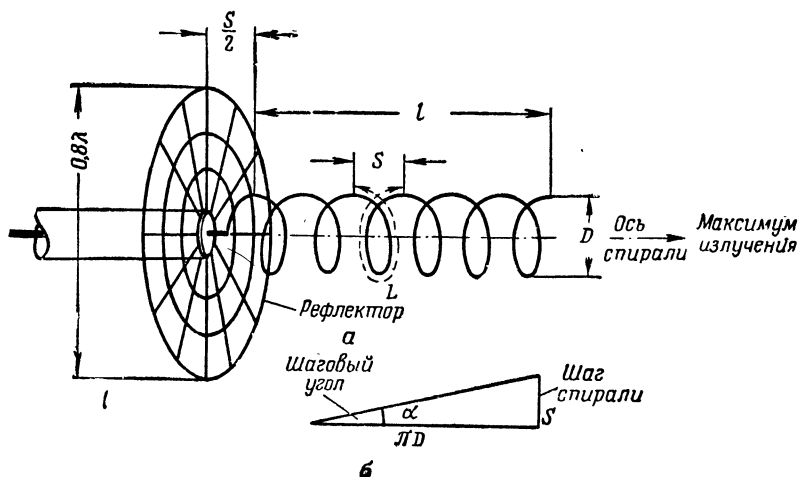


Рис. 4.128. Спиральная антенна:

а — устройство; б — развернутый на плоскости виток спирали

Один конец спирали присоединяется к внутреннему проводу коаксиального фидера, а другой обычно остается свободным, но иногда его присоединяют к внешнему проводу коаксиального фидера. Для получения одностороннего направленного излучения применяется плоский (сплошной или сетчатый) противовес или рефлектор. Диаметр рефлектора примерно равен 0,8 средней рабочей длины волны.

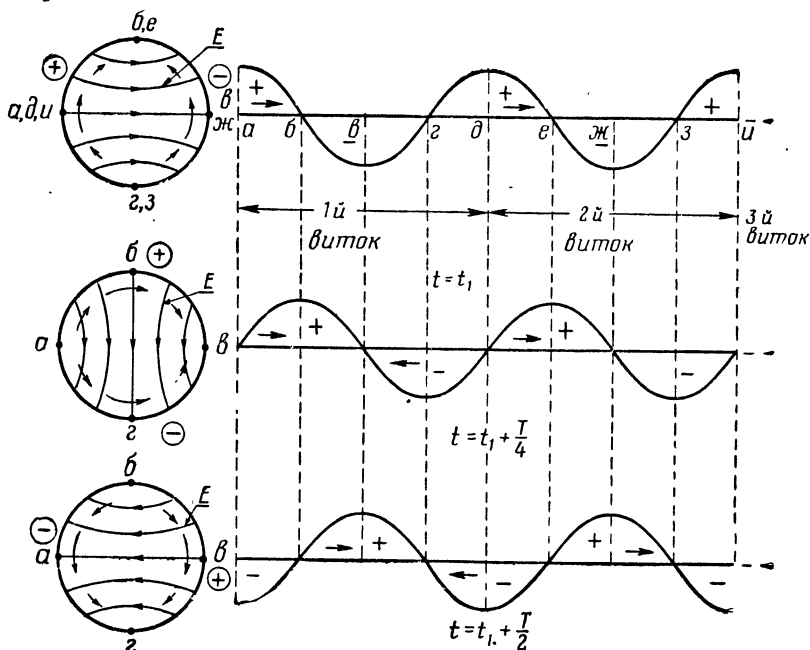


Рис. 4.129. Распределение тока бегущей волны вдоль спирали

Длина одного витка спирали  $L$  выбирается примерно равной длине волны. При этом на проводе спирали устанавливается волна, близкая к бегущей. При распространении волны вдоль спирали ее энергия излучается и волна затухает; от конца спирали волна почти не отражается.

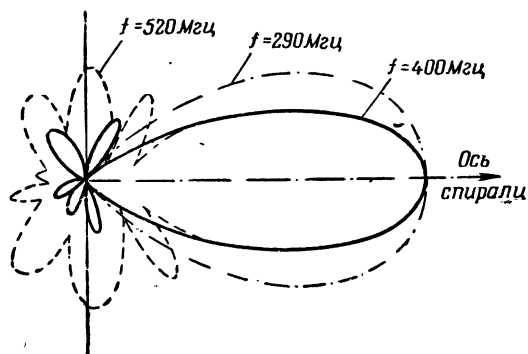
Рассмотрим распределение тока бегущей волны вдоль спирали при  $L = \lambda$ . Допустим, что в некоторый момент времени  $t_1$  ток бегущей волны распределен по спирали так, как это показано в верхней части рис. 4.129. В правой части этого рисунка показано распределение тока на развернутой спирали, в левой — на замкнутом витке.

Из рисунка видно, что виток спирали можно разделить на две части —  $gab$  и  $bvg$ , на каждой из которых укладывается одна полуволна тока. Следовательно, полувитки  $gab$  и  $bvg$  можно представить как два изогнутых полуволновых вибратора.

ра, расстояние между центрами которых равно  $\frac{\lambda}{\pi}$ . Так как оба вибратора синфазны и расстояние между их центрами близко к половине волны, то их излучение вдоль оси спирали больше, чем в направлениях, перпендикулярных к оси.

Все витки спирали (при  $L=\lambda$ ) имеют совершенно симметричное распределение тока. Поэтому всю спираль в каждый момент времени можно представить как систему из  $2n$  синфазных изогнутых полуволновых вибраторов ( $n$  — число витков).

Эта многовибраторная система обладает направленностью: максимум ее излучения направлен вдоль оси спирали.



**Рис. 4.130.** Характеристики направленности спиральной антенны при различных частотах ( $n = 6$ ,  $\lambda_{\text{расч}} = 75$  см,  $L = 78$  см,  $\alpha = 14^\circ$ ,  $l = 118$  см)

Как видно из рис. 4.129, электромагнитное поле вместе с движением волны вдоль спирали вращается вокруг ее оси. Следовательно, спиральная антенна излучает радиоволны с вращающимися векторами  $E$  и  $H$ , т. е. излучает поле круговой поляризации. Однако при вращении векторов  $E$  и  $H$  их амплитуды не остаются постоянными. При одном направлении вектора  $E$  его амплитуда максимальна ( $E_{t \text{ макс}}$ ), а при другом — минимальна ( $E_{t \text{ мин}}$ ). Отношение  $\frac{E_{t \text{ мин}}}{E_{t \text{ макс}}}$  называется коэффициентом эллиптичности. В осевом направлении отношение  $\frac{E_{t \text{ мин}}}{E_{t \text{ макс}}}$  равно единице, т. е. волна имеет круговую поляризацию, в других направлениях оно меньше единицы, т. е. волна имеет эллиптическую поляризацию.

Характеристика направленности спиральной антенны (рис. 4.130) зависит от числа витков шагового угла  $\alpha$  и отношения  $\frac{L}{\lambda}$ .

При прочих равных условиях угол излучения главного лепестка тем меньше, чем больше число витков спирали. Однако

с увеличением числа витков спирали увеличиваются боковые максимумы излучения. Обычно применяются 6-витковые спиральные антенны.

Если шаговый угол равен нулю, то характеристика направленности имеет такой же вид, как и для одного витка, т. е. угол излучения большой и осевое излучение ненамного больше бокового излучения. С увеличением шагового угла  $\alpha$  угол излучения уменьшается, и при  $\alpha = 12 \div 16^\circ$  коэффициент направленного действия достигает наибольшего значения. Спиральные антенны обычно конструируют с шаговым углом  $\alpha = 14^\circ$ .

Для расчета угла излучения спиральных антенн при  $\alpha = 12 \div 16^\circ$  и к. н. д. можно воспользоваться следующими приближенными формулами:

$$\alpha_{\text{изл}}^\circ = \frac{52}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{nS}{\lambda}}}; \quad G = 15 \left( \frac{L}{\lambda} \right)^2 n \frac{S}{\lambda},$$

где  $n$  — число витков;

$\lambda$  — длина волны;

$S$  — шаг спирали;

$L$  — длина витка.

Спиральная антенна широкодиапазонная. Ее характеристика направленности сохраняет свою форму при изменении длины рабочей волны в пределах  $\pm 25\%$  расчетного значения. При этом коэффициент направленного действия изменяется в небольших пределах.

Входное сопротивление спиральной антенны активное по характеру и имеет значение 110—150 *ом* в широком диапазоне волн. Его можно подсчитать по приближенной формуле

$$R_{\text{вх}} = 140 \frac{L}{\lambda}.$$

Спиральные антенны применяются преимущественно на дециметровых волнах. Они используются в качестве облучателей параболических антенн.

---

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Стр.</i>
<b>Введение</b> . . . . .	3
1. Предмет радиотехники . . . . .	—
2. Радио — изобретение русского ученого . . . . .	4
3. Краткие сведения о радиосвязи . . . . .	6
4. Краткие сведения о радиолокации . . . . .	8
5. Применение радиолокационных станций в военном деле . . . .	10

### Глава I

#### КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ КОНТУРЫ

<b>§ 1. Элементы колебательного контура</b> . . . . .	14
1. Общие замечания о колебательном контуре . . . . .	—
2. Емкость в цепи переменного тока . . . . .	15
3. Добротность (качество) конденсатора и угол потерь . . . . .	18
4. Индуктивность в цепи переменного тока . . . . .	20
5. Добротность (качество) катушек . . . . .	22
6. Поверхностный эффект . . . . .	23
7. Детали колебательного контура . . . . .	27
<b>§ 2. Свободные колебания в замкнутом контуре</b> . . . . .	30
1. Колебания в идеальном контуре . . . . .	—
2. Величины, характеризующие свободные колебания . . . . .	34
3. Затухание колебаний в контуре . . . . .	39
4. Условия возникновения свободных колебаний в контуре . . .	42
<b>§ 3. Вынужденные колебания в последовательном контуре</b> . . . . .	43
1. Условия резонанса . . . . .	44
2. Процессы, происходящие в последовательном контуре при резонансе . . . . .	46
3. Резонансные кривые последовательного контура . . . . .	49
4. Резонансная кривая в относительном масштабе . . . . .	54
5. Полоса пропускания контура . . . . .	56
6. Применение последовательного контура в радиотехнических устройствах . . . . .	58
<b>§ 4. Вынужденные колебания в параллельном контуре</b> . . . . .	64
1. Условия резонанса . . . . .	—
2. Процессы, происходящие в цепи при резонансе токов . . . .	65
3. Резонансное сопротивление параллельного контура . . . . .	68
4. Зависимость сопротивления параллельного контура от частоты .	72
5. Резонансные кривые и полоса пропускания параллельного контура . . . . .	74
6. Расширение полосы пропускания контура . . . . .	78
7. Контурь II и III видов . . . . .	80



	<i>Стр.</i>
<b>§ 5. Связанные контуры</b> . . . . .	83
1. Виды связи . . . . .	—
2. Коэффициент связи . . . . .	87
3. Анализ системы двух связанных контуров . . . . .	89
4. Вносимое сопротивление . . . . .	91
5. Величина вносимого сопротивления . . . . .	96
6. Баланс мощностей в связанных контурах. Коэффициент полезного действия системы связанных контуров . . . . .	100
7. Получение наибольшего тока во вторичном контуре. Степени связи . . . . .	101
8. Зависимость токов $I_1$ рез, $I_2$ рез и КПД системы от коэффициента связи . . . . .	104
9. Настройка связанных контуров . . . . .	—
10. Резонансные кривые системы двух связанных контуров . . . . .	106
11. Полоса пропускания связанных контуров . . . . .	114
12. Полосовые фильтры . . . . .	116
<b>§ 6. Борьба с паразитными связями между контурами. Особенности контуров УКВ</b> . . . . .	118
1. Экранирование катушек . . . . .	—
2. Влияние экрана на параметры катушки . . . . .	119
3. Устранение емкостной связи . . . . .	—
4. Особенности контуров УКВ . . . . .	121

## Глава 2

### ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

<b>§ 1. Типы линий и их параметры</b> . . . . .	124
1. Назначение и состав антенно-фидерных устройств . . . . .	—
2. Параметры линий . . . . .	126
3. Типы линий . . . . .	129
<b>§ 2. Бегущие волны в линии</b> . . . . .	132
1. Бегущие волны в линии без потерь . . . . .	—
2. Электромагнитное поле бегущих волн . . . . .	138
3. Бегущие волны в линии с потерями . . . . .	140
<b>§ 3. Стоячие волны в разомкнутой линии</b> . . . . .	143
1. Отражение волн от конца линии . . . . .	—
2. Стоячие волны в разомкнутой линии и их особенности . . . . .	145
3. Входное сопротивление разомкнутой линии . . . . .	154
4. Линия с емкостной нагрузкой . . . . .	156
<b>§ 4. Стоячие волны в короткозамкнутой линии</b> . . . . .	158
1. Образование стоячих волн . . . . .	—
2. Входное сопротивление короткозамкнутой линии . . . . .	161
3. Линия с индуктивной нагрузкой . . . . .	163
<b>§ 5. Смешанные волны в линии</b> . . . . .	165
1. Распределение амплитуд напряжения и тока . . . . .	—
2. Входное сопротивление . . . . .	170
3. Трансформация сопротивлений с помощью линий . . . . .	173
4. Баланс мощности в нагруженной линии . . . . .	174

	<i>Стр.</i>
<b>§ 6. Согласование линий</b> . . . . .	176
1. Необходимость согласования линий . . . . .	—
2. Согласующие трансформаторы с сосредоточенными индуктивностями . . . . .	177
3. Четвертьволновый трансформатор . . . . .	178
4. Одиночный шлейф . . . . .	179
5. Согласование двумя шлейфами . . . . .	182
<b>§ 7. Переходные устройства</b> . . . . .	184
1. Симметричные и несимметричные линии . . . . .	—
2. Четвертьволновый экран . . . . .	186
3. Симметрирующий трансформатор . . . . .	—
4. Диапазонные переходные устройства . . . . .	190
5. Вращающиеся сочленения в коаксиальных линиях . . . . .	192
<b>§ 8. Некоторые применения резонансных линий</b> . . . . .	194
1. Применение линий в качестве колебательных контуров . . . . .	—
2. Металлические изоляторы . . . . .	197
<b>§ 9. Переходные процессы в линии</b> . . . . .	199
1. Включение постоянного напряжения в разомкнутую линию . . . . .	—
2. Включение постоянного напряжения в короткозамкнутую линию . . . . .	203
3. Включение постоянного напряжения в нагруженную линию . . . . .	204
4. Разряд линии через сопротивление . . . . .	205

### Глава 3

## ВОЛНОВОДЫ И ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

<b>§ 1. Краткие сведения из теории электромагнитного поля</b> . . . . .	208
1. Назначение волноводов . . . . .	—
2. Основные свойства электромагнитного поля . . . . .	209
3. Волны поперечные, поперечно-электрические и поперечно-магнитные . . . . .	213
<b>§ 2. Распространение волн в волноводах</b> . . . . .	218
1. Волна $H_{10}$ в прямоугольном волноводе . . . . .	—
2. Предельная волна. Фазовая и групповая скорости волн в волноводах . . . . .	222
3. Другие типы волн в прямоугольном волноводе . . . . .	225
4. Основные типы волн в круглых волноводах . . . . .	229
5. Волновое сопротивление волновода . . . . .	231
<b>§ 3. Возбуждение, согласование и сочленение волноводов</b> . . . . .	233
1. Возбуждение волн в волноводах . . . . .	—
2. Согласование волноводов . . . . .	237
3. Разветвления волноводов . . . . .	241
4. Сочленения волноводов . . . . .	245

	Стр.
§ 4. Объемные резонаторы . . . . .	249
1. Общие сведения об объемных резонаторах . . . . .	—
2. Прямоугольный резонатор . . . . .	250
3. Круговой цилиндрический резонатор . . . . .	254
4. Квазистационарные резонаторы . . . . .	255
5. Объемные резонаторы для волномеров . . . . .	257

## Глава 4

### АНТЕННЫ

§ 1. Поле излучения . . . . .	259
1. Назначение антенн . . . . .	—
2. Понятие об излучении электромагнитной энергии . . . . .	260
3. Свойства поля излучения . . . . .	261
§ 2. Распространение радиоволн . . . . .	265
1. Общие сведения . . . . .	—
2. Особенности распространения волн различных диапазонов . . . . .	272
§ 3. Полуволновый вибратор . . . . .	279
1. Стоячие волны в полуволновом вибраторе . . . . .	—
2. Мощность излучения. Сопротивление излучения. КПД антенны . . . . .	281
3. Способы питания вибратора . . . . .	282
4. Вибратор Пистолькорса . . . . .	287
§ 4. Характеристика направленности антенны . . . . .	288
1. Понятие о направленных антеннах . . . . .	—
2. Характеристика направленности полуволнового вибратора . . . . .	293
§ 5. Антенны из двух вибраторов . . . . .	295
1. Направленные свойства антенны из двух вибраторов . . . . .	—
2. Характеристика направленности антенны из двух вибраторов, расположенных на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ . . . . .	297
3. Характеристика направленности антенны из двух вибраторов, расположенных на расстоянии $\lambda$ . . . . .	302
§ 6. Многовибраторная антенна . . . . .	305
§ 7. Директорная антенна . . . . .	310
1. Устройство директорной антенны . . . . .	—
2. Рефлектор и директор . . . . .	311
3. Характеристика направленности директорной антенны . . . . .	313
§ 8. Влияние земли на характеристику направленности антенны . . . . .	315
1. Метод зеркальных изображений . . . . .	—
2. Влияние земли на характеристику направленности директорной антенны . . . . .	319
§ 9. Антенны сантиметровых волн . . . . .	322
1. Параболическая антенна . . . . .	—
2. Рупорная антенна . . . . .	328
3. Линзовая антенна . . . . .	332
4. Щелевая антенна . . . . .	335
5. Диэлектрическая антенна . . . . .	340

	<i>Стр.</i>
§ 10. Антенные переключатели . . . . .	342
1. Назначение антенных переключателей и требования, предъявляемые к ним . . . . .	—
2. Переключатель метровых волн . . . . .	344
3. Переключатель сантиметровых волн для работы с коаксиальными линиями . . . . .	347
4. Переключатели в волноводах . . . . .	350
§ 11. Антенны радиостанций связи . . . . .	357
1. Общие сведения . . . . .	—
2. Вертикальная заземленная антенна . . . . .	358
3. Антенны «наклонный луч», Z-образная и Г-образная . . . . .	366
4. Зенитная антенна . . . . .	369
5. Антенна «горизонтальный диполь» . . . . .	370
6. Антенны радиостанций УКВ диапазона . . . . .	—
§ 12. Спиральная антенна . . . . .	375

---

Калашников Анатолий Михайлович,  
Степук Яков Васильевич

**Основы радиотехники и радиолокации**  
**Колебательные системы**

М., Воениздат, 1965, 384с

Редактор *Владимиров В. Т.*  
Технический редактор *Соломоник Р. Л.*  
Корректор *Кобозева А. Г.*

Сдано в набор 24.10.64 г. Подписано к печати 26.2.65 г.  
Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub> — 24 печ. л. = 24 усл. печ. л.  
23,63 уч.-изд. л.

Изд. № 6/6974 Г-24557 Заказ № 1447  
ТП 65 г. № 137 Тираж 47 000

2-я типография Военного издательства  
Министерства обороны СССР  
*Цена 98 коп.*

