

Р. КИНГ, Г. МИМНО, А. УИНГ

# ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ, АНТЕННЫ и ВОЛНОВОДЫ



ГОСЭНЕРГОИЗДАТ

Р. КИНГ, Г. МИМНО, А. УИНГ

# ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ, АНТЕННЫ и ВОЛНОВОДЫ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО  
инж. Д. А. КОНАШИНСКОГО

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
проф. С. Я. ТУРЛЫГИНА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МОСКВА 1948 ЛЕНИНГРАД

В первой главе книги излагается теория передающих линий без потерь и теория согласующих импедансов с точки зрения применения их в технике высокой частоты.

Во второй и третьей главах излагается без применения высшей математики теория электромагнитных явлений и приложение ее к приемным и передающим антеннам, к цепям ультравысокой частоты и волноводам. Изложение этих вопросов сопровождается большим графическим материалом, облегчающим понимание трактующихся вопросов. В последней — четвертой — главе излагается в очень кратком и элементарном виде физика распространения электромагнитных волн.

Книга может служить пособием при прохождении соответствующих курсов как в техникумах радиосвязи, так и на аналогичных факультетах вузов

Редактор Д. А. Конашинский

Техредактор А. Д. Чаров

Сдано в пр-во 6/IV 1948 г.

Подписано к печати 5/XI 1948 г.

22 $\frac{1}{2}$  п. л. 23 $\frac{1}{4}$  уч.-авт. л.

41 270 тип. знаков в 1 п. л.

Тираж 9 000

А-09289

Бумага 60×92 $\frac{1}{16}$

Заказ 1094.

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Во время второй мировой войны потребовалось большое количество аппаратуры радиосвязи для всех родов войск, а вследствие этого оказалось необходимым подготовить и большое количество радиоспециалистов для армии, способных эксплуатировать эту аппаратуру. Пока Советская армия одна на один боролась с фашистскими полчищами, США неспеша готовили аппаратуру и кадры.

Предлагаемый вниманию советского читателя перевод книги представляет собою учебное пособие по антеннам и передающим линиям, выпущенное в США для нужд военного времени. Эта особенность наложила свой отпечаток на содержание и изложение книги. Она представляет собой обработку лекций, прочитанных авторами в школах подготовки военных радиоспециалистов при Гарвардском университете. Такие школы и курсы в ряде случаев предшествовали изучению радиолокации.

В условиях ускоренной подготовки кадров для нужд военного времени лекторы не могли вводить в программу тонкий анализ явлений и понятий или развернутые выводы математических формул, где были бы учтены сложнейшие комплексы явлений, или, наконец, чисто принципиальные положения. Всего этого в прилагаемой книге нет совершенно. В этом — один из ее недостатков.

Второй недостаток настоящей книги — умышленное нежелание приводить в списках литературы работы советских авторов, вообще характерное для американских изданий.

К достоинствам книги нужно отнести ее стремление научить читателя быстро и уверенно применять полученные им знания на практике и ее педагогические достоинства. Хотя



авторы все свои формулы дают «на веру», чем, конечно, затушевывают всю динамику явлений, они восполняют этот пробел широким освещением материала многочисленными вариациями установок и конструкций. Детально и четко выясняя их работу, авторы заставляют читателя «жить жизнью каждой детали», т. е. добиваются самого главного, к чему стремится каждый техник ради наибольшей эффективности своей практической работы. Этому также весьма способствует и ряд соответственно составленных задач и примеров. Все это позволит советскому читателю извлечь значительную практическую пользу из предлагаемой книги.

Чтобы избежать недоразумений в тех наиболее серьезных местах, где авторы слишком схематизируют сами явления или принципиальную сторону их понимания, нами сделаны соответствующие примечания.

К литературе, которая приводится авторами, нами сделаны весьма значительные добавления работ русских авторов.

Редактор

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта книга развилась из лекционных записок по специальному курсу военного обучения, читанному в технической школе повышения квалификации инженеров при Гарвардском университете.

Острая нужда в офицерах, в совершенстве освоивших новейшие применения электроники, была ясно осознана еще в 1941 г. Поэтому в июле месяце того же года в школе повышения квалификации инженеров при Гарвардском университете были открыты курсы для офицеров корпуса связи с целью дать обучающимся серьезную тренировку по основам электроники и высокочастотным цепям. Курсы эти служили подготовкой к дальнейшему более серьезному обучению. Тотчас после объявления Соединенными Штатами войны флот также отправил офицеров в Гарвард для прохождения этого курса, предшествовавшего изучению радара<sup>1</sup>.

Быстрое расширение курсов вызвало необходимость значительного увеличения штатов инструкторского персонала. С этой целью из целого ряда учебных заведений были приглашены в Кембридж профессора и инструкторы с целью помочь в области техники связи постоянному штату Гарварда.

Хотя эти курсы военного обучения и отличались от регулярно действующих при Судовой лаборатории курсов по технике связи, имевших продолжительность более двух декад, но с самого начала решено было придерживаться в значительной степени линии этих регулярных курсов. Однако в предлагаемой книге объем материала и метод его изложения все же значительно отличаются от соответствующего курса работ Судовой лаборатории, вследствие того, что книга должна быть общедоступной. Сотрудниками этих штатов военного времени внесено в настоящую работу много блестящих идей из своего преподавательского опыта. Частое повторение курса создало возможность улучшать его как в отношении самих лекций, так и в проведении лабораторных ра-

<sup>1</sup> Радар (radio detection and ranging) — система обнаружения по радио врага (инородного предмета) и определения расстояния до него. Прим. ред.

бот. В курс было включено много нового материала. Короче говоря, эта работа военного времени представила на редкость удобный случай развить и усовершенствовать методику преподавания электроники.

Во время прохождения курса лекционные записки обрабатывались в основном двенадцатью преподавателями. Сначала предполагалось опубликовать весь лекционный материал в одном томе. Но так как часть рукописи, заключавшая в себе настоящую книгу, была готова раньше остальных частей, то было решено опубликовать эту часть немедленно, раньше первой части лекционного материала.

Главы об антеннах и цепях ультравысокой частоты написаны доктором Кингом (R. W. P. King), адъюнкт-профессором Гарвардского университета, и содержат в себе много материала, нигде еще не опубликованного. В этих главах сделана попытка не только дать необходимый фактический материал, но и обеспечить действительное его понимание с точки зрения электромагнитного поля.

Глава о распространении волн написана доктором Мимно (H. R. Minto), адъюнкт-профессором Гарварда, который посвятил много лет оригинальным изысканиям в этой области. Глава имеет в виду читателя, знакомого с основными положениями физики, но незнакомого с основными принципами радиосвязи. Поэтому, в главе приведены основные факторы, управляющие распространением поверхностной и пространственной волн.

Глава о линиях написана доктором Уингом (A. H. Wing) во время его отпуска по технологической школе колледжа в Нью-Йорке. Глава посвящена в основном изложению линий без потерь по согласующим импедансным устройствам.

Редактирование рукописи с самого начала всецело взял на себя доктор Уинг.

Директор Судовой лаборатории Чеффи

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие к русскому переводу . . . . .	3
Предисловие . . . . .	5

### ГЛАВА ПЕРВАЯ

#### ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ

##### А. УИНГ

1. Введение . . . . .	13
2. Конструкция линий . . . . .	14
3. Скин-эффект . . . . .	15
4. „Антенные“ токи . . . . .	15
5. Распределенные постоянные . . . . .	15
6. Дифференциальные уравнения линии . . . . .	16
7. Постоянная распространения . . . . .	18
8. Характеристический импеданс . . . . .	18
<b>I. Нерезонирующие линии . . . . .</b>	<b>19</b>
9. Линия, нагруженная на $Z_0$ . . . . .	19
10. Распределение тока и напряжения в линии, нагруженной импедансом $Z_0$ . . . . .	20
11. Длина волны . . . . .	21
12. Фазовая скорость и запаздывание . . . . .	22
<b>II. Постоянные передающих линий . . . . .</b>	<b>24</b>
13. Глубина скин-эффекта и эффект близости . . . . .	24
14. Допущения для линий с малыми потерями . . . . .	26
15. Постоянные двухпроводной линии . . . . .	27
16. Постоянные четырехпроводной линии . . . . .	27
17. Постоянные коаксиального кабеля . . . . .	28
<b>III. Передающие линии без потерь . . . . .</b>	<b>30</b>
18. Линия без потерь, нагруженная на любой импеданс $Z_n$ . . . . .	30
19. Линия без потерь, нагруженная сопротивлением $R_0$ . . . . .	33
20. Падающие и отраженные волны . . . . .	33
21. Коэффициент отражения . . . . .	36
22. Короткозамкнутая линия без потерь . . . . .	37
23. Подавление четных гармоник . . . . .	42
24. Изолирующие или поддерживающие опоры . . . . .	43
25. Разомкнутая линия без потерь . . . . .	43
26. Подавление третьей гармоники . . . . .	45
27. Влияние нагрузки на эффективную длину . . . . .	46



28. Линия без потерь с активной нагрузкой . . . . .	47
29. Стоячие волны . . . . .	49
30. Коэффициент стоячей волны . . . . .	50
31. Импеданс в пучности напряжения или тока . . . . .	51
32. Применение линий со стоячими волнами и без них . . . . .	51
33. Измерение мощности . . . . .	53
34. Измерение нагрузочных импедансов . . . . .	53
<b>IV. Согласование импедансов . . . . .</b>	<b>54</b>
35. Трансформатор в четверть длины волны . . . . .	54
36. Трансформатор в одну восьмую длины волны . . . . .	56
37. Принцип согласования при подборе импедансов . . . . .	56
38. Линия длиной в полволны . . . . .	57
<b>V. Подбор импедансов с помощью шлейфов . . . . .</b>	<b>58</b>
39. Входная проводимость . . . . .	58
40. Подбор импедансов методом одиночного шлейфа . . . . .	59
41. Подбор импедансов методом двойных шлейфов . . . . .	62
42. Измерение длины волны . . . . .	65
<b>VI. Круговая диаграмма . . . . .</b>	<b>66</b>
43. Построение круговой диаграммы . . . . .	67
44. Входной импеданс . . . . .	69
45. Входная проводимость . . . . .	71
46. Входной импеданс разомкнутой линии . . . . .	71
47. Проводимость короткозамкнутой линии . . . . .	71
48. Импедансы и полные проводимости . . . . .	72
49. Одиночные шлейфы . . . . .	73
50. Двойные шлейфы . . . . .	77
<b>VII. Общие уравнения передающих линий . . . . .</b>	<b>78</b>
51. Гиперболическая форма . . . . .	78
52. Падающая и отраженная волна . . . . .	79
53. Закороченная и разомкнутая линия . . . . .	80
54. Линия, нагруженная конечным импедансом . . . . .	81
55. Коэффициент полезного действия . . . . .	82
56. Задачи . . . . .	83
57. Дополнительная литература . . . . .	89

## ГЛАВА ВТОРАЯ

### АНТЕННЫ

#### Р. КИНГ

<b>Электрическая и электромагнитная теория цепей . . . . .</b>	<b>91</b>
<b>I. Введение в общую электромагнитную теорию . . . . .</b>	<b>92</b>
1. Электрические заряды, токи и электромагнитное поле . . . . .	92
2. Общий закон электромагнитного действия . . . . .	95
3. Частный случай: ближняя зона . . . . .	98
4. Частный случай: удаленная зона . . . . .	101
5. Удаленная зона . . . . .	102
6. Замкнутые и разомкнутые цепи (контуры) . . . . .	102
<b>II. Возбуждаемая антенна как элемент цепи . . . . .</b>	<b>107</b>
7. Свойства антенны . . . . .	107
8. Основной член формулы распределения тока и заряда вдоль возбуждаемой в центре антенны из провода большой прово- димости и очень малого радиуса . . . . .	108



9. Распределение тока вдоль симметричной антенны малого радиуса	110
10. Собственный входной импеданс симметричной, возбуждаемой в центре, антенны малого радиуса . . . . .	114
11. Широкополосная антенна . . . . .	127
12. Несимметричная антенна. Специальный случай антенны, расположенной вертикально на очень хорошо проводящем полупространстве . . . . .	127
13. Антенны-башни над хорошим проводником . . . . .	130
14. Нагруженная вверху антенна . . . . .	130
15. Нагрузка на входных зажимах . . . . .	132
16. Излучение . . . . .	132
17. Сопротивление излучения и входное сопротивление . . . . .	138
<b>III. Связанные антенны и передающие линии . . . . .</b>	<b>142</b>
18. Связанные антенны . . . . .	142
19. Взаимный импеданс антенн . . . . .	146
20. Коэффициент связи между антеннами . . . . .	150
21. Связь антенн и передающих линий . . . . .	151
22. Прямолинейная последовательность антенн, как связанная цепь. Фазообращающие шлейфы . . . . .	153
23. Коллинеарная система из коаксиальных антенн. Фазообразующие муфты . . . . .	162
24. Полуволновая антенна со связью на конце . . . . .	164
25. Несимметричные антенны и системы . . . . .	165
26. Фидерные передающие линии . . . . .	169
27. Расстраивающие муфты. Линейные трансформаторы . . . . .	171
28. Трансформация импеданса или согласующая линия . . . . .	176
<b>IV. Приемная антенна как элемент цепи . . . . .</b>	<b>179</b>
29. Распределение тока и заряда вдоль тонкой ненагруженной приемной антенны, параллельной электрическому полю . . . . .	179
30. Распределение тока вдоль хорошо проводящей симметричной нагруженной антенны чрезвычайно малого радиуса . . . . .	182
31. Эквивалентная цепь для приемной антенны в удаленной от передатчика зоне . . . . .	184
32. Максимальная мощность, передаваемая в нагрузку . . . . .	190
33. Максимальный ток в нагрузке. Максимальная разность потенциалов на зажимах нагрузки . . . . .	193
<b>V. Электромагнитное поле антенн и их систем . . . . .</b>	<b>194</b>
34. Векторы и комплексные числа. Общие определения . . . . .	194
35. Основной член выражения для мгновенного электромагнитного поля тонкой возбуждаемой в центре антенны, близкой к резонансу . . . . .	196
36. Фазовая и групповая скорости. Длина волны. Эллипсоидальные, сферические и плоские волны . . . . .	200
37. Основной член удаленного поля тонкой, возбуждаемой в центре, антенны, близкой к резонансу . . . . .	203
38. Направленность и усиление . . . . .	205
39. Удаленное поле (поле дальней зоны) линейных излучателей . . . . .	207
40. Удаленное поле коллинеарного расположения антенн. Вертикальная антенна над землей. Коллинеарный ряд антенн . . . . .	210
41. Удаленное поле системы с параллельным расположением единиц. — Все единицы возбуждаются . . . . .	213
42. Удаленное поле ряда параллельных антенн с косвенно возбуждаемыми (пассивными) элементами. Рефлекторы . . . . .	226
43. Теорема взаимности Рэлея-Карсона . . . . .	236
44. Вектор Умова-Пойнтинга и эффективное поперечное сечение . . . . .	240

<b>VI. Замкнутые цепи в качестве антенн . . . . .</b>	<b>245</b>
45. Рамочная или петлевая антенна для передачи . . . . .	245
46. Петлевая или рамочная антенна для приема . . . . .	251
47. Несбалансированная рамочная антенна. Экранировка . . . . .	252
48. Излучение от передающих линий . . . . .	256
49. Ромбическая антенна . . . . .	259
50. Задачи . . . . .	262
51. Дополнительная литература . . . . .	269

## ГЛАВА ТРЕТЬЯ

### ЦЕПИ УЛЬТРАВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

Р. КИНГ

<b>I. Классификация цепей . . . . .</b>	<b>271</b>
1. Цепи, не ограниченные ближней зоной . . . . .	271
2. Излучающие и неизлучающие цепи . . . . .	271
3. Резонирующие и нерезонирующие цепи . . . . .	272
<b>II. Передающие цепи . . . . .</b>	<b>273</b>
4. Свойства передающих цепей . . . . .	273
5. Обзор качественной стороны аналитических задач, относящихся к передающим цепям . . . . .	273
6. Продольная задача при бесконечно длинной передающей цепи (или ее эквивалента) . . . . .	276
7. Поперечная задача для передающей цепи . . . . .	277
8. Поперечная задача. Сечение ближней зоны . . . . .	277
9. Решение поперечной задачи для цепей с неограниченным поперечным сечением. Линия с открытыми проводами и коаксиальная . . . . .	279
10. ТМ—тип распределения в коаксиальных и полых цилиндрических проводниках . . . . .	279
11. ТЕ-тип распределения в коаксиальных и полых цилиндрических проводниках . . . . .	284
12. Полые проводники с прямоугольным поперечным сечением . . . . .	291
13. Параметры передающих цепей . . . . .	293
14. Свойства передающих цепей и их сравнение . . . . .	297
<b>III. Передающие и приемные системы с нерезонирующими цепями . . . . .</b>	<b>300</b>
15. Методы возбуждения . . . . .	300
16. Согласующие цепи для труб . . . . .	303
17. Нагрузочные цепи для труб . . . . .	305
18. Приемные системы . . . . .	310
<b>IV. Резонирующие цепи . . . . .</b>	<b>311</b>
19. Введение и обозначения . . . . .	311
20. Резонирующие секции передающих цепей . . . . .	311
21. Обобщенное условие резонанса. Фазовые коэффициенты конечных устройств. Измерение длины волны . . . . .	314
22. Коэффициент затухания конечных устройств . . . . .	317
23. Коэффициент стоячей волны . . . . .	320
24. Добротность $Q$ резонансной передающей цепи . . . . .	321
25. Коэффициент полезного действия (к. п. д.) передачи . . . . .	321
26. Определение обобщенного импеданса . . . . .	322
27. Объемные (полостные) резонаторы . . . . .	324
28. Задачи . . . . .	328
29. Дополнительная литература . . . . .	329

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ  
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН  
Г. МИМНО

1. Введение . . . . .	331
2. Общие положения. Распространение волн (частоты) . . . . .	334
3. Влияние на распространение волн нижних слоев атмосферы . . . . .	340
4. Небесная волна от ионосферы. Теоретические обоснования . . . . .	341
5. Небесная волна от ионосферы. Практические приложения . . . . .	346
6. Ненормальности и перебои в распространении волн . . . . .	350
Предметный указатель . . . . .	353

---

## ГЛАВА ПЕРВАЯ

### ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ

**1. Введение.** Передача мощности на большие расстояния по проводам или «линиям» хорошо известна. Такие линии строятся протяжением в несколько сот километров и передают мощности на промышленных частотах в 25—60 *гц*. Но как ни длинны эти линии, они все же коротки по сравнению с длиной укладываемой на них электрической волны. Так как электромагнитное возмущение по разомкнутым проводам линии передач распространяется приблизительно со скоростью света (300 000 км/сек), то 50 *гц* соответствует длине волны 6 000 км. Таким образом, линия длиной в 600 км составляет при 50 *гц* только 0,1 длины волны. В случае радиочастот длина волны может измеряться несколькими сантиметрами или даже миллиметрами.

Каждый раз, как мы перемещаемся вдоль линии на расстояние в одну длину волны, фаза электрических величин сопровождается поворотом на 360°, не говоря уже о других изменениях. При такой длине линии эффективное значение тока вдоль данного провода не остается везде одним и тем же, совершенно так же, как не остается постоянным и эффективное значение напряжения между проводами. Иногда эти изменения нежелательны, иногда они крайне полезны. Так как такие изменения имеют место только вдоль линии, не короткой по сравнению с длиной волны, то такая линия должна считаться с электрической точки зрения «длинной» линией, безотносительно к ее физической длине.

Наиболее простая передающая линия состоит из двух круглых проводов, помещенных друг от друга на одинаковом расстоянии на всем своем протяжении. Некоторые свойства такой линии являются общими для всех типов передающих линий. Движение зарядов в проводах создает электрический ток. Описание электрического поведения линии фактически сводится к описанию движения зарядов как в отношении тока в проводах, так и напряжения между ними. Изложение вопроса значительно упрощается, если, как это



обычно и бывает, расстояние между проводами очень мало по сравнению с длиной волны, а длина проводов очень велика по сравнению с расстоянием между ними. Если расстояние между проводами не будет мало сравнительно с длиной волны, то излагаемая здесь теория к таким линиям не применима. Когда расстояние между элементами цепи составляет заметную часть длины волны, как, например, в антеннах или полных волноводах, то время между возникновением причины в одном элементе цепи и ее следствия в другом элементе цепи составляет заметную часть периода. Это обстоятельство требует иной трактовки, чем теория цепей, в которых влияние

одной цепи на соседнюю рассматривается мгновенным. Передающие линии могут рассматриваться с точки зрения теории цепей только потому, что их провода расположены настолько

Фиг. 2,1. Двухпроводная передающая линия.

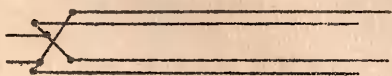
близко друг к другу, что эффект от изменения тока в одном проводе сказывается на другом проводе мгновенно. Необходимость такого разграничения станет яснее после изучения антенн и волноводов (главы II и III).

В настоящей главе рассматривается поведение линий при радиочастотах, применение их для передачи мощности, использование коротких отрезков линии в качестве реактансов и настраивающего (согласующего) импеданса, применение их для измерения частот и для измерения импедансов при радиочастотах.

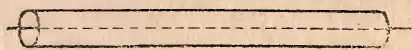
**2. Конструкция линий.** Радиочастотные линии строятся обычно в виде двухпроводной, четырехпроводной и коаксиальной линий.

Двухпроводная линия (фиг. 2,1) состоит из двух параллельных проводов, расположенных открыто, расстояние между которыми неизменно на всем протяжении и мало по сравнению с электрической длиной волны. Если такая линия отстоит далеко от других объектов или расположена симметрично относительно соседних цепей, включая и ее собственные элементы, то в любой точке по всей длине такой линии ток в одном проводе ее равен и противоположен току в другом проводе. Это — основная предпосылка излагаемой в этой главе теории.

Обычно применяемая в практике четырехпроводная линия состоит из четырех проводов, расположенных по вершинам небольшого квадрата (фиг. 2,2). Провода, распо-



Фиг. 2,2. Четырехпроводная передающая линия.



Фиг. 2,3. Коаксиальная передающая линия.



ложенные по диагонали, включаются в параллель. Этот вид линии обладает более слабым внешним полем, чем линия двухпроводная, и соседние четырехпроводные линии оказывают друг на друга меньшее взаимное влияние, чем аналогично расположенные двухпроводные.

Коаксиальная линия состоит из круглого проводника, расположенного коаксиально (на изоляторах) внутри круглой же трубы, служащей вторым проводом (фиг. 2,3). У линий этого вида внешнее поле практически отсутствует, если, конечно, при этом экранированы ее оконечные присоединения.

**3. Скин-эффект.** Вследствие скин-эффекта ток в открытых проводах линии распределяется в тонком слое у внешней поверхности проводов. Таким образом, сопротивление проводов на единицу длины определяется главным образом величиной их внешней поверхности, а не площадью всего их поперечного сечения. В коаксиальных линиях токи движутся только внутри них: по внешней поверхности внутреннего провода и по внутренней поверхности наружного проводника. Вследствие меньшей площади поверхности внутреннего провода большая часть потерь  $I^2R$  приходится на внутренний провод. Так как электромагнитное поле, возбуждаемое проходящим в коаксиальной линии током, полностью сосредоточено внутри трубы, то внешняя поверхность трубы нормально тока вовсе не несет и потому обычно не требует снаружи никакой изоляции.

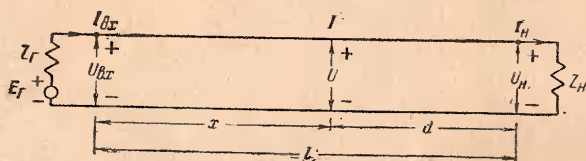
**4. Антенные токи.** Близость к коаксиальной линии антенн или других цепей может вызвать появление токов и на внешней поверхности трубы, причем эти токи совершенно не зависят от токов «передающей линии», проходящих по внутренней поверхности трубы. Эти токи на внешней поверхности заставляют действовать эту внешнюю поверхность как антенну. Равным образом такие же «антенные» токи могут быть и на двух или более проводах открытой линии, но здесь они, складываясь с токами «линейными», вызывают результирующее распределение тока, совершенно отличное от того, которое имело бы место, если бы линия должным образом была изолирована или сбалансирована по отношению к близлежащим объектам. Причины и влияние этих «антенных» токов и средства к их подавлению рассмотрены более подробно в главе II.

**5. Распределенные постоянные.** Передающие линии нельзя анализировать подобно простым, последовательно расположенным цепям, так как величина тока вдоль проводов изменяется. Эти изменения тока и напряжения нужно исследовать сантиметр за сантиметром, метр за метром и т. д., в зависимости от длины волны и выбранной единицы длины. Факторами существенного значения являются последовательное сопротивление и индуктивность на единицу длины линии

и шунтирующие их емкость и проводимость. Эти параметры обозначаются соответственно  $R_1$ ,  $L_1$ ,  $C_1$ ,  $G_1$ . Когда эти распределенные постоянные сохраняют одинаковые значения по всей линии, то такую линию называют однородной. Предпочтительней называть эти постоянные «распределенными», чем «сосредоточенными», так как, например, полная емкость линии распределена вдоль всей линии и ее эффект не совпадает с эффектом, какой имел бы место, если бы вся эта емкость была сосредоточена в одной точке.

Значения распределенных постоянных  $R_1$ ,  $L_1$ ,  $C_1$ ,  $G_1$  будут даны в разделе 12.

**6. Дифференциальные уравнения линии.** Здесь будет произведен анализ двухпроводной линии, так как полученные



Фиг. 6,1. Чертеж, показывающий используемые в книге обозначения.

для нее уравнения сохраняют свою силу и для других конструкций линий.

Обозначения, которыми мы будем пользоваться в дальнейшем, показаны на фиг. 6,1. Предположим, что линия питается генератором с электродвижущей силой  $E_r$  и внутренним импедансом  $Z_r$ . Полная длина линии (в один конец) равна  $l$ . Линия нагружена на ее „приемном“ конце импедансом  $Z_n$ . Расстояние какой-нибудь точки  $M$  на линии от генератора или „входного“ конца линии обозначим через  $x$ , а расстояние этой же точки от нагрузки или от приемного конца линии обозначим через  $d$ . Ток и напряжение в точке  $M$  обозначаем через  $I$  и  $U$ . Ток в нагрузке и напряжение на ней обозначаем соответственно  $I_n$  и  $U_n$  (индекс  $n$  обозначает „нагрузку“). Ток и напряжение на входе линии ( $x=0$ ) обозначаем соответственно  $I_{вх}$  и  $U_{вх}$  (индекс  $вх$  обозначает „вход“). Токи и напряжения обозначают комплексные эффективные величины при стационарном состоянии.

Для целей расчета короткий отрезок  $\Delta x$  линии может быть с достаточной точностью заменен эквивалентной Т-образной схемой с последовательно включенным импедансом  $(R_1 + j\omega L_1)\Delta x$  и параллельной к нему комплексной проводимостью  $(G_1 + j\omega C_1)\Delta x$ .

Если последовательный импеданс и шунтирующую прово-

димность на единицу длины линии обозначить соответственно через  $Z_1$  и  $Y_1$ , т. е.

$$Z_1 = R_1 + j\omega L_1, \quad (6,1)$$

$$Y_1 = G_1 + j\omega C_1, \quad (6,2)$$

то получаем эквивалентную Т-образную схему фиг. 6,2. Входное и выходное напряжения на этом участке обозначим через  $U$  и  $U + \Delta U$  и соответственно токи — через  $I$  и  $I + \Delta I$ , где  $\Delta$  обозначает соответствующее изменение. Так как выходное напряжение равно входному напряжению минус падение напряжения в последовательном плече цепи, то

$$U - I \frac{Z_1 \Delta x}{2} - (I + \Delta I) \frac{Z_1 \Delta x}{2} = U + \Delta U, \quad (6,3)$$

откуда

$$\frac{\Delta U}{\Delta x} = -IZ_1 - \Delta I \frac{Z_1}{2}. \quad (6,4)$$

По мере уменьшения  $\Delta x$  отношение  $\frac{\Delta U}{\Delta x}$  при-

ближается к производной  $\frac{dU}{dx}$ , и член, содержащий

$\Delta I$ , становится равным нулю.

Тогда

$$\frac{dU}{dx} = -IZ_1. \quad (6,5)$$

Аналогично находим, когда  $\Delta x$  стремится к нулю,

$$\frac{dI}{dx} = -UY_1. \quad (6,6)$$

Уравнения (6,5) и (6,6) идентичны. Дифференцируя их еще раз, получим опять совершенно идентичные по форме уравнения. Производная от (6,5) после подстановки в нее (6,6) примет вид

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = Z_1 Y_1 U. \quad (6,7)$$

Аналогично производная (6,6) дает

$$\frac{d^2 I}{dx^2} = Z_1 Y_1 I. \quad (6,8)$$

Уравнения от (6,5) до (6,8) представляют уравнения, на которых зиждется анализ передающих линий.

Решение уравнения (6,7) в общем виде имеет форму

$$U = Ae^{-\sqrt{Z_1 Y_1} x} + Be^{+\sqrt{Z_1 Y_1} x}, \quad (6,9)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные, зависящие от нагрузки и длины линии. Решение уравнения (6,8) также содержит две константы, зависящие от  $A$  и  $B$ , так как ток в линии зависит от напряжения. Значения этих постоянных можно выразить через  $A$  и  $B$ , дифференцируя (6,9) и приравнявая результат уравнению (6,5). В итоге этой операции получим:

$$I = \frac{A}{\sqrt{\frac{Z_1}{Y_1}}} e^{-\sqrt{Z_1 Y_1} x} - \frac{B}{\sqrt{\frac{Z_1}{Y_1}}} e^{+\sqrt{Z_1 Y_1} x}. \quad (6,10)$$

Выражение  $\sqrt{Z_1 Y_1}$  — отвлеченное число, относящееся к единице длины линии; в дальнейшем будем его обозначать через  $\gamma$ . Выражение  $\sqrt{\frac{Z_1}{Y_1}}$  имеет размерность импеданса и в дальнейшем обозначается через  $Z_0$ . Тогда уравнения (6,9) и (6,10) принимают вид:

$$U = A e^{-\gamma x} + B e^{+\gamma x}, \quad (6,11)$$

$$I = \frac{A}{Z_0} e^{-\gamma x} - \frac{B}{Z_0} e^{+\gamma x}. \quad (6,12)$$

**7. Постоянная распространения.** Выражение  $\gamma$  называется постоянной распространения и определяется уравнением

$$\gamma = \sqrt{Z_1 Y_1} = \sqrt{(R_1 + j\omega L_1)(G_1 + j\omega C_1)}. \quad (7,1)$$

Это уравнение имеет действительную и мнимую части, определяемые из выражения

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R_1 + j\omega L_1)(G_1 + j\omega C_1)}, \quad (7,2)$$

где  $\alpha$  обозначает постоянную затухания (в неперах на единицу длины) и  $\beta$  — фазовую постоянную (в радианах на единицу длины).

В разделе 10 будет показано, что в линии, нагруженной  $Z_0$ , ток в линии затухает на  $\alpha$  неперов на каждую единицу ее длины и в конце каждой единицы длины линии напряжение и ток отстают на угол  $\beta$  радианов по отношению к ее началу.

Таким образом,  $\gamma$  является постоянной, определяющей изменения тока и напряжения в линии.

**8. Характеристический импеданс.** Выражение

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z_1}{Y_1}} = \sqrt{\frac{R_1 + j\omega L_1}{G_1 + j\omega C_1}} \quad (8,1)$$

называется характеристическим импедансом линии (иногда волновым импедансом).



В разделе 9 будет показано, что любая линия, какой бы длины она ни была, если она нагружена на конце импедансом  $Z_0$ , входной импеданс этой линии также будет  $Z_0$ . Другими словами, в линии, нагруженной  $Z_0$ , не будет стоячих волн. Это положение станет более ясным несколько позднее — после рассмотрения изменений тока и напряжения вдоль линии.

## 1. НЕРЕЗОНИРУЮЩИЕ ЛИНИИ

9. Линия, нагруженная на  $Z_0$ . Линия, нагруженная на  $Z_0$ , называется иногда нерезонирующей линией. Чтобы определить значения постоянных  $A$  и  $B$ , нужно исследовать граничные условия. Когда линия нагружена, то  $x=l$  и уравнения (6,11) и (6,12) принимают частные значения:

$$U_n = Ae^{-\gamma l} + Be^{+\gamma l}, \quad (9,1)$$

$$I_n = \frac{A}{Z_0} e^{-\gamma l} - \frac{B}{Z_0} e^{+\gamma l}. \quad (9,2)$$

Так как нагрузка равна  $Z_0$ , то

$$U_n = I_n Z_0. \quad (9,3)$$

После подстановки уравнений [(9,1) и (9,2) в уравнение (9,3) получаем:

$$Ae^{-\gamma l} + Be^{+\gamma l} = Ae^{-\gamma l} - Be^{+\gamma l},$$

откуда следует, что

$$B = 0. \quad (9,4)$$

На генераторном конце  $x=0$  и уравнения (6,11) и (6,12) принимают вид:

$$U_{0x} = A, \quad (9,5)$$

$$I_{0x} = \frac{A}{Z_0}. \quad (9,6)$$

Уравнения (9,5) и (9,6) представляют соответственно входное напряжение и входной ток.

Входной импеданс линии равен отношению входного напряжения к входному току или

$$Z_{0x} = \frac{U_{0x}}{I_{0x}} = Z_0. \quad (9,7)$$

Это очень существенный вывод, который показывает, что передающая линия любой длины, если она нагружена характеристическим импедансом  $Z_0$ , имеет входной импеданс, также равный  $Z_0$ . Величина  $Z_0$  является функцией



$R_1, L_1, C_1, G_1$  и, следовательно, является функцией размеров проводов и расстояния между ними, но не зависит от длины линии.

Результат (9,7) можно получить и иным путем, рассматривая линию бесконечно длинной и полагая  $U_n$  и  $I_n$  равными нулю, каковыми они и должны быть в бесконечно длинной линии, имеющей потери. Итак,  $Z_6$  представляет также входной импеданс бесконечно длинной линии.

Найдем значения входных тока и напряжения при стационарном 'состоянии. Так как генератор „питает“ импеданс  $Z_6$  последовательно со своим внутренним импедансом  $Z_r$  (фиг. 6,1), то можем написать

$$U_{ex} = E_r \frac{Z_6}{Z_6 + Z_r} \quad (9,8)$$

и

$$I_{ex} = \frac{E_r}{Z_6 + Z_r} \quad (9,9)$$

При  $B=0$  [уравнение (9,4)] и  $A=U_{ex}$  [уравнение (9,5)] общие уравнения (6,11) и (6,12) принимают вид:

$$U = E_r \frac{Z_6}{Z_r + Z_6} e^{-\gamma x}, \quad (9,10)$$

$$I = \frac{E_r}{Z_r + Z_6} e^{-\gamma x}. \quad (9,11)$$

Следовательно, в случае нерезонирующей линии в любой точке имеет место соотношение

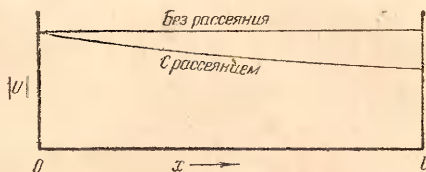
$$U = I Z_6. \quad (9,12)$$

**10. Распределение тока и напряжения в линии, нагруженной импедансом  $Z_6$ .** Изменение напряжения вдоль линии определяется уравнением (9,10), которое после подстановки в него вместо  $\gamma$  действительной и мнимой его части принимает вид:

$$U = U_{ex} e^{-(\alpha + j\beta)x} = U_{ex} e^{-\alpha x} e^{-j\beta x}. \quad (10,1)$$

Это уравнение показывает, что с увеличением  $x$  уменьшается  $U$  и это уменьшение определяется множителем  $e^{-\alpha x}$ ; одновременно с этим происходит и изменение фазы на  $\beta x$  радиан. Если по вертикали откладывать значение  $U$ , а по горизонтали — расстояние  $x$ , то получим фиг. 10,1, показывающую, что уменьшение значения  $U$  происходит экспоненциально по кривой, обозначенной на чертеже „с рассеянием“. Если же в линии потерь нет, то это значит, что  $R_1$  и  $G_1$ , а следовательно —

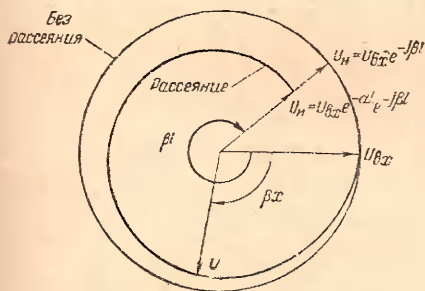
но, и  $\alpha$  равны нулю. Хотя в этом случае затухания напряжения и не происходит и величина напряжения не изменяется, как это показано на чертеже линии, обозначенной „без рассеяния“, но запаздывание фазы остается. Во многих случаях затухание в линии настолько мало, что линия „без рассеяния“ очень близка к действительности. Линию, у которой рассеяние или затухание равно нулю или очень мало и которая нагружена импедансом, равным  $Z_0$ , называют иногда плоской линией, обозначая этим, что величина напряжения у такой линии практически одна и та же по всей ее длине.



Фиг. 10,1. Изменение величины напряжения вдоль передающей линии, нагруженной  $Z_0$ . Ток в линии изменяется аналогичным же образом.

В линии, нагруженной  $Z_0$ , изменения тока и напряжения в точности одинаковы, и, следовательно, фиг. 10,1 дает также и картину распределения по линии тока, но только масштаб по вертикали должен быть изменен в соответствии с тем фактом, что отношение напряжения к току равно  $Z_0$ . Если напряжения  $U_{вх}$  на входе линии принять за начальный вектор и результаты расчета по уравнению (10,1) откладывать для каждого значения  $x$ , то геометрическое место концов всех векторов, представляющих  $U$ , изобразится в случае линии с

рассеянием — логарифмической спиралью, а в случае линии без рассеяния — окружностью (фиг. 10,2).



Фиг. 10,2. Полярная диаграмма, показывающая изменение величины и фазы напряжения вдоль передающей линии, нагруженной  $Z_0$ .

Каждая единица длины линии вызывает отставание напряжения на угол  $\beta$ , так что напряжение на приемном конце линии отстает от напряжения на входе линии на  $\beta l$  радиан. Это остается верным и для тока.

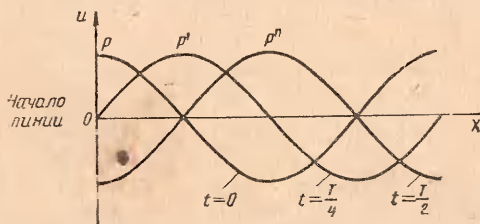
**11. Длина волны.** Если длину  $l$  линии фиг. 10,2 сделать несколько больше, то полная разность фаз между  $U_n$  и  $U_{вх}$  может сделаться равной  $2\pi$  или  $360^\circ$ . В этом случае линия становится равной длине одной волны. Следовательно, длина волны в передающей линии равна длине такой линии, в которой

при нагрузке ее импедансом  $Z_g$  запаздывание фазы достигает  $360^\circ$  или одного полного периода.

Так как изменение фазы равно  $\beta$  радиан на единицу длины, то длина волны, выраженная в тех же единицах длины, в которых выражается и  $\beta$ , определяется соотношением

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta}. \quad (11,1)$$

**12. Фазовая скорость и запаздывание.** Каждое из уравнений (9,10) и (9,11) представляет собой волну длиной  $\lambda$ ,



Фиг. 12,1. Мгновенные напряжения в указанные на фигуре моменты вдоль передающей линии без затухания и нагруженной характеристическим импедансом.

идущую от генератора к нагрузке. Вообще волновое движение есть функция как времени, так и пространства. Уравнения (9,10) и (9,11) характеризуют изменения только в пространстве, так как они определяют только установившиеся эффективные значения в определенной точке.

Уравнение (10,1) показывает, что на расстоянии  $x$  от начала линии эффективное значение напряжения  $U$  составляет  $e^{-\alpha x}$  его значения  $U_{ex}$  на входе и отстает от последнего на  $\beta x$  радиан. Если мгновенное значение напряжения на входе линии равно

$$u_{ex} = \bar{U}_{ex} \cos \omega t, \quad (12,1)$$

где  $U_{ex}$  — действительное положительное число, то уравнение для этого напряжения для точки  $x$ , после того, как оно изменится по величине в  $e^{-\alpha x}$  раз и запоздает по фазе на  $\beta x$  радиан, примет вид:

$$u = \bar{U}_{ex} e^{-\alpha x} \cos(\omega t - \beta x). \quad (12,2)$$

Если затухание настолько мало, что  $e^{-\alpha x} \approx 1$ , то уравнение (12,2) обратится в

$$u = \bar{U}_{ex} \cos(\omega t - \beta x). \quad (12,3)$$

Это уравнение описывает волну, периодическую во времени и в пространстве и перемещающуюся вправо с определенной скоростью, называемой фазовой скоростью. На фиг. 12,1 значение  $u$ , определяемое уравнением (12,3), отложено в функции расстояния  $x$  для линии длиной в одну волну

и для значений времени  $t=0$ ,  $T/4$  и  $T/2$ , где  $T$  — период одного цикла. Кривая для  $t=T/4$  та же самая, что и для  $t=0$ , но только она сдвинута вправо на расстояние  $\lambda/4$ ; кривая для  $t=T/2$  та же самая, что и для  $t=T/4$ , но опять сдвинутая вправо еще на расстояние  $\lambda/4$ . Точка, в которой мгновенное напряжение имеет определенную фазу, например положительный максимум — точка  $P$  на фиг. 12,1, сдвинется вправо за время  $T/4$  на расстояние  $\lambda/4$ . Скорость точки, отмечающей положение в пространстве определенной фазы периодического возмущения, называется фазовой скоростью. Так как какая-нибудь точка, например точка  $P$  на фиг. 12,1, передвигается за время  $T/4$  на расстояние  $\lambda/4$ , то фазовая скорость определяется соотношением

$$v_{\phi} = \frac{\lambda/4}{T/4} = \frac{\lambda}{T} = \lambda f. \quad (12,4)$$

Это очень важное уравнение, так как оно определяет соотношение между длиной волны и частотой. Из уравнений (12,4) и (11,1) следует, что

$$v_{\phi} = \frac{2\pi f}{\beta} = \frac{\omega}{\beta}. \quad (12,5)$$

В открытой линии фазовая скорость равна приблизительно скорости света, т. е.  $3 \cdot 10^8$  м/сек. Это вовсе не означает, что с такой скоростью в проводе перемещаются электроны, — действительная скорость электронов в проводе достигает всего лишь нескольких сантиметров в секунду. Прекрасную аналогию этому кажущемуся противоречивому положению мы находим в акустике. Звук распространяется приблизительно со скоростью 330 м/сек или около 1 300 км/час. Однако же, когда прозвучит какая-нибудь нота (практически чистый тон дает свисток), то в окружающем воздухе вовсе не возникает урагана со скоростью 1 300 км/час, — фактическое смещение частиц воздуха составляет только весьма малую часть сантиметра. Утверждение, что звук распространяется со скоростью примерно 1 300 км/час, вовсе не означает, что и весь воздух, как целое, движется с такой же стремительностью. Это обозначает лишь следующее: если  $P$  отмечает точку в пространстве, в которой давление воздуха достигло своего максимума ( $p_{\text{макс}}$ ), то положение этой точки ( $p_{\text{макс}}$ ) перемещается со скоростью около 1 300 км/час. В передающей линии фазовая скорость очень велика, но движение электронов в проводнике очень медленно. Электроны не могут двигаться со скоростью света, так как при такой скорости их масса становится бесконечно большой. В проводниках максимальная скорость электронов всегда мала. В вакууме, как, например, в электронно-лучевой трубке или других аналогичных высоково-



куумных приборах, электроны могут достигать скоростей, составляющих хотя и значительную, но все же только долю скорости света. В полых волноводах фазовая скорость даже больше скорости света, но опять-таки скорость электронов в проводящих оболочках чрезвычайно низка и того же порядка, что и в передающих линиях.

Запаздывание  $t_3$  передающей линии представляет собою время, нужное для прохождения какой-нибудь точкой, например  $P$  на фиг. 12,1, всей линии. В тех случаях, когда фазовая скорость не зависит от частоты, запаздывание равно тому же самому времени, которое импульс или сигнал тратит на прохождение всей длины линии. Из уравнений (12,5) и (12,4) следует, что

$$t_3 = \frac{l}{v_\phi} = \frac{\beta l}{\omega} = \frac{l}{\lambda} T. \quad (12,6)$$

Следовательно, запаздывание, выраженное через период  $T$ , равно числу волн, укладывающихся на данной линии.

## II. ПОСТОЯННЫЕ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ

Постоянные  $R_1$ ,  $L_1$ ,  $G_1$ ,  $C_1$  зависят от размеров проводов, расстояния между ними и от природы изоляции. При радиочастотах имеет место скин-эффект, и, следовательно,  $R_1$ ,  $L_1$ ,  $C_1$  должны быть рассчитаны на том основании, что ток располагается на поверхности проводов очень тонким слоем. Постоянная  $G_1$  поддается расчету с большим трудом, за исключением коаксиальной линии с твердыми диэлектриками, свойства которых известны. Обычно  $G_1$  определяется опытным путем. Влияние размещенных через известные интервалы прокладок для изоляторов иногда можно определить, заменяя их некоторой эквивалентной непрерывной изоляцией, если только этих изоляторов на длину волны приходится много. Относительно размещения изоляторов подробнее будет сказано ниже. В случае очень высоких частот потери в изоляции могут стать чрезмерными. Погода оказывает значительное влияние на шунтирующую проводимость проводов открытой линии. Изоляторы должны выбираться влагоустойчивыми, с минимальной поверхностью утечки и при этом обладать малыми диэлектрическими потерями.

**13. Глубина скин-эффекта и эффект близости.** При высоких частотах ток не проникает глубоко в металл. Наибольшая его плотность оказывается на поверхности проводника; она уменьшается с углублением под поверхность провода и сопровождается при этом изменением фазы. Если радиус кривизны поверхности проводника велик по сравнению с „глубиной скин-эффекта“, то сопротивление проводника можно опре-



делить, исходя из предположения, что плотность тока равномерна и ограничена на поверхности слоем толщины

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{f} \sqrt{\pi \mu \sigma}} \text{ м}, \quad (13,1)$$

где  $\delta$  — глубина скин-эффекта (глубина погружения тока);  $f$  — частота в  $\text{Гц}$ , а  $\mu$  и  $\sigma$  — абсолютные проницаемость и проводимость в МКС-единицах. Для немагнитных материалов  $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ , так что для них

$$\delta = \frac{504}{\sqrt{f \sigma}} \text{ м}. \quad (13,2)$$

Проводимость меди при  $20^\circ\text{C}$  равна  $5,8 \cdot 10^7 \text{ МО/м}$  (соответственно сопротивление  $1,724 \cdot 10^{-6} \text{ Ом-см}$ ), тогда для меди глубина погружения тока равна

$$\delta = \frac{6,62}{\sqrt{f}} \text{ см}. \quad (13,3)$$

Практически всякий провод передающей линии имеет радиус, значительно превосходящий глубину скин-эффекта, и, следовательно, токи движутся вдоль длины проводника по эффективному поперечному сечению, площадь которого равна глубине скин-эффекта, умноженной на периметр провода.

Некоторый ток имеется и внутри металла, на глубине большей, чем глубина скин-эффекта, но по мере увеличения расстояния от поверхности плотность тока уменьшается по экспоненциальному закону. Например, на глубине, равной трехкратной глубине скин-эффекта, плотность тока равна  $e^{-3}$  или около 5% ее значения на поверхности. Однако полные потери  $I^2 R$  получаются такими же, как если бы весь ток был распределен равномерно по поверхности проводника слоем толщиной, равной глубине скин-эффекта (глубине погружения).

Если провода двух- или четырехпроводной линии передачи расположены очень близко друг к другу, то так называемый эффект близости вызывает дальнейшие изменения в распределении тока, а именно: на поверхности провода, ближайшей к проводу противоположной полярности, плотность тока больше, чем на соответствующей удаленной части его поверхности. При расстоянии между проводами, равном восьмикратному диаметру, эффект близости вызывает увеличение сопротивления меньше, чем на 1%. В коаксиальных кабелях эффект близости отсутствует, если только внутренний проводник не смещен из своего центрального положения.

14. Допущения для линий с малыми потерями. Точные формулы для  $\gamma$  и  $Z_s$  равны:

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R_1 + j\omega L_1)(G_1 + j\omega C_1)}, \quad (14,1)$$

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{R_1 + j\omega L_1}{G_1 + j\omega C_1}}. \quad (14,2)$$

Если  $G_1 = 0$  и  $R_1 \ll \omega L_1$ , то имеют место следующие приближенные уравнения:

$$Z_s = R_s = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \text{ ом.} \quad (14,3)$$

$$\alpha = \frac{R_1}{2R_s} \text{ непер/единица длины,} \quad (14,4)$$

$$\beta = \omega \sqrt{L_1 C_1} \text{ радиан/единица длины.} \quad (14,5)$$

Характеристический импеданс в этом случае практически представляет чисто активное сопротивление, не зависящее от частоты. Фазовая скорость согласно уравнению (12,5) равна

$$v_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \quad (14,6)$$

и также практически не зависит от частоты. Свойством электромагнитного поля является то, что для линии без потерь и расположенной в свободном пространстве соотношение между  $L_1$  и  $C_1$  таково, что их произведение постоянно и фазовая скорость равна скорости света ( $3 \cdot 10^8$  м/сек). Влияние диэлектрика сказывается на увеличении  $C_1$ , и потому в линиях, использующих твердый диэлектрик, фазовая скорость может быть значительно меньше, чем в свободном пространстве. И так как

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{v_\phi}{f} = \frac{1}{f \sqrt{L_1 C_1}}, \quad (14,7)$$

то длина волны в такой линии укорачивается по сравнению с ее длиной в свободном пространстве.

Влияние потерь в линии сказывается на незначительном увеличении  $\beta$  и незначительном уменьшении  $\lambda$  по сравнению с величиной, даваемой уравнением (14,7). Практически это влияние обычно мало, и поэтому расчеты, основанные на величинах  $\lambda$  в свободном пространстве, вполне пригодны и для линий с воздушным или газовым диэлектриком (коаксиальные линии часто заполняются сухим азотом при небольшом давлении, чтобы предохранить их от „испарини“ и „дыхания“, вызываемых изменением температуры атмосферы, ее влажности и давления).

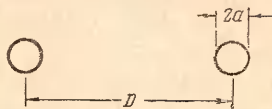
**15. Постоянные двухпроводной линии.** В нижеследующих формулах пренебрегается утечкой  $G_1$ , но учитывается влияние скин-эффекта. Для круглых проводов радиуса  $a$ , расположенных на расстоянии  $D$  между их центрами (фиг. 15,1), индуктивность на единицу длины линии равна

$$L_1 = 0,921 \lg \frac{D}{a} \text{ мкген/м.} \quad (15,1)$$

Емкость на единицу длины линии равна

$$C_1 = \frac{12,06\varepsilon}{\ln \frac{D}{a}} \text{ мкмкф/м,} \quad (15,2)$$

где  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая постоянная среды, в которой находятся провода. Для воздуха  $\varepsilon \approx 1$ .



Фиг. 15,1. Размеры двухпроводной передающей линии.

Сопротивление на единицу длины стандартной отожженной меди при 20°C равно

$$R_1 = \frac{8,3\sqrt{f}}{a} \text{ мком/м,} \quad (15,3)$$

где  $a$  выражено в см.

Для открытой линии

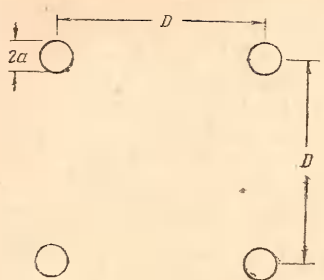
$$R_s = 276 \lg \frac{D}{a}. \quad (15,4)$$

Для твердотянутой меди проводимость несколько меньше ( $\sigma = 5,65 \cdot 10^{-7} \text{ мо/м}$ , и соответственно удельное сопротивление равно  $1,77 \cdot 10^{-6} \text{ ом-см}$ ). Поэтому постоянная 8,3 в уравнении (15,3) принимает значение 8,4. Сопротивление толстых проводов изменяется при радиочастотах пропорционально квадратному корню из их удельного сопротивления.

**16. Постоянные четырехпроводной линии.** Сопротивление на единицу длины четырехпроводной линии равно половине сопротивления линии двухпроводной, т. е.

$$R_1 = \frac{4,2\sqrt{f}}{a} \text{ мком/м,} \quad (16,1)$$

где  $a$  — в см.



Фиг. 16,1. Размеры четырехпроводной передающей линии с расположением проводов в вершинах квадрата.

При квадратном расположении проводов (фиг. 16,1) индуктивность на единицу длины линии равна

$$L_1 = 0,460 \lg \frac{D}{a\sqrt{2}} \text{ мкгн/м} \quad (16,2)$$

и емкость на единицу длины линии

$$C_1 = \frac{24,1 \varepsilon}{\lg \frac{D}{a\sqrt{2}}} \text{ мкмкф/м}, \quad (16,3)$$

где  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая постоянная среды. Для открытой четырехпроводной линии характеристический импеданс, пренебрегая потерями, получим равным:

$$R_c = 138 \lg \frac{D}{a\sqrt{2}} = 138 \lg \frac{D}{a} - 20,8 \text{ ом}.$$

Затухание у четырехпроводной линии примерно такое же, как и у двухпроводной при одинаковом отношении  $D/a$  у обеих.

**17. Постоянные коаксиального кабеля.** Приведенные ниже формулы учитывают влияние скин-эффекта. Сопротивление на единицу длины медных проводов при 20°C равно

$$R_1 = 4,2\sqrt{f} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) = \quad (17,1)$$

$$= \frac{4,2\sqrt{f}}{b} \left( \frac{b}{a} + 1 \right) \text{ мком/м}, \quad (17,2)$$

где  $a$  — внешний радиус внутреннего проводника в см;

$b$  — внутренний радиус внешнего проводника в см (см. фиг. 17,1).

Индуктивность на единицу длины равна

$$L_1 = 0,46 \lg \frac{b}{a} \text{ мкгн/м}. \quad (17,3)$$

Емкость на единицу длины равна

$$C_1 = \frac{24,1 \varepsilon}{\lg \frac{b}{a}} \text{ мкмкф/м}, \quad (17,4)$$

где  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая постоянная (для воздуха  $\varepsilon \approx 1$ ).

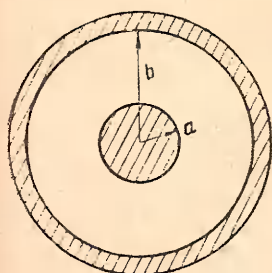


Характеристическое сопротивление равно

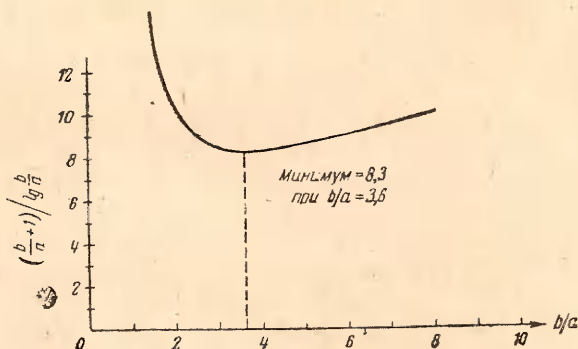
$$R_s = \frac{138}{\sqrt{\varepsilon}} \lg \frac{b}{a} \text{ ом.} \quad (17,5)$$

Постоянная затухания согласно уравнению (14,4) равна  $R_1/2R_s$  или

$$\alpha = \frac{\sqrt{f\varepsilon} \left( \frac{b}{a} + 1 \right)}{65,7 b \lg \frac{b}{a}} \cdot 10^{-6} \text{ непер/м.} \quad (17,6)$$



Фиг. 17,1. Размеры коаксиального кабеля.



Фиг. 17,2. Изменение множителя в выражении для затухания коаксиального кабеля.

При постоянном внешнем радиусе  $b$  постоянная затухания пропорциональна множителю

$$\frac{\frac{b}{a} + 1}{\lg \frac{b}{a}},$$

который имеет тупой минимум (фиг. 17,2) при  $\frac{b}{a} = 3,6$ .

В этом случае, т. е. при  $\frac{b}{a} = 3,6$ , и  $\varepsilon = 1$ , характеристическое сопротивление линии равно 77 ом. Минимальное значение затухания медной коаксиальной линии при ничтожных потерях в диэлектрике равно

$$\alpha_{\min} = 0,13 \frac{\sqrt{f\varepsilon}}{b} \cdot 10^{-6} \text{ непер/м.} \quad (17,7)$$

Затухание несколько изменяется вблизи минимума. Изменение отношения  $\frac{b}{a}$  в пределах от 2,5 до 6 вызывает увеличение затухания против его минимального значения не

больше, чем на 100%. Необходимо отметить, что в случае линии без потерь наличие твердого диэлектрика уменьшает  $R_s$ , а согласно (14,4) это сопровождается увеличением затухания. При данной передаваемой по линии мощности более низкое значение  $R_s$  требует большего тока, вследствие чего потери в меди возрастают. Следовательно, диэлектрик с диэлектрической постоянной больше, чем единица, увеличивает затухание в линии даже в том случае, если в самом диэлектрике потерь нет.

### III. ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ БЕЗ ПОТЕРЬ

Во многих случаях потерями в линии можно пренебречь. Поэтому все расчеты можно производить в предположении, что линия потерь не имеет, а затем в полученные выводы внести поправки на потери. Это особенно верно, когда короткая линия используется в качестве настраивающего импеданса.

Конечно, если делаются нереальные предположения, то часто могут получиться и нереальные следствия. Например, если предположить, что линия не имеет потерь, то, как будет показано ниже, входной импеданс такой линии может при известных условиях оказаться равным бесконечности, в действительности же он будет лишь очень большим активным сопротивлением. Аналогичным образом, если для линии без потерь импеданс получается равным нулю, то действительный импеданс является лишь очень малым активным сопротивлением. Если включенные в линию импедансы имеют очень малое или очень большое значения по сравнению с  $R_s$  линии или когда потери в самой линии уже ощутимы по сравнению с потерями в нагрузке, то в этих случаях пренебрегать затуханием линии уже нельзя. Но в случае коротких линий или очень больших потерь в нагрузке (по сравнению с потерями в линии) расчеты, основанные на предположении отсутствия потерь в самой линии, дают результаты, вполне пригодные для практических целей.

18. Линия без потерь, нагруженная на любой импеданс  $Z_n$ . Постоянная распространения, если  $R_1 = G_1 = 0$ , согласно уравнению (7,2) будет равна

$$\gamma = i\beta = j\omega \sqrt{L_1 C_1},$$

а из уравнения (8,1) получаем

$$Z_s = R_s = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

Общие уравнения (6,11) и (6,12) принимают в этом случае вид:

$$U = Ae^{-j\beta x} + Be^{+j\beta x}, \quad (18,1)$$

$$I = \frac{A}{R_0} e^{-j\beta x} - \frac{B}{R_0} e^{+j\beta x}. \quad (18,2)$$

$A$  и  $B$  определяются из граничных условий.

Если исходить из условий на нагрузке, то получим:

$$U_n = Ae^{-j\beta l} + Be^{+j\beta l}, \quad (18,3)$$

$$I_n = \frac{A}{R_0} e^{-j\beta l} - \frac{B}{R_0} e^{+j\beta l}. \quad (18,4)$$

Определяя отсюда  $A$  и  $B$ :

$$A = \frac{I_n}{2} (Z_n + R_0) e^{+j\beta l}, \quad (18,5)$$

$$B = \frac{I_n}{2} (Z_n - R_0) e^{-j\beta l} \quad (18,6)$$

и подставляя эти выражения в уравнения (18,1) и (18,2), получаем следующие уравнения:

$$U = U_n \cos \beta d + j I_n R_0 \sin \beta d, \quad (18,7)$$

$$I = I_n \cos \beta d + j \frac{U_n}{R_0} \sin \beta d, \quad (18,8)$$

так как  $d = l - x$  и  $e^{\pm j\beta d} = \cos \beta d \pm j \sin \beta d$ .

Уравнения (18,7) и (18,8) представляют собой полные выражения для напряжения и тока в любой точке линии без потерь, определяемые через напряжение и ток на нагрузке.

Если исходить из условий на входном (генераторном) конце линии, то  $x = 0$  и уравнения (18,1) и (18,2) дают

$$U_{ax} = A + B, \quad (18,9)$$

$$I_{ax} = \frac{A}{R_0} - \frac{B}{R_0}, \quad (18,10)$$

откуда

$$A = \frac{U_{ax} + I_{ax} R_0}{2}, \quad (18,11)$$

$$B = \frac{U_{ax} - I_{ax} R_0}{2}. \quad (18,12)$$

Тогда из уравнений (18,1) и (18,2) следует:

$$U = U_{ex} \cos \beta x - j I_{ex} R_e \sin \beta x, \quad (18,13)$$

$$I = I_{ex} \cos \beta x - j \frac{U_{ex}}{R_e} \sin \beta x. \quad (18,14)$$

Если известно только напряжение на генераторе, то  $U_{ex}$  и  $I_{ex}$  можно определить, найдя предварительно значение входного импеданса линии. Для этого в уравнениях (18,7) и (18,8) полагаем  $x=l$ :

$$U_{ex} = U_n \cos \beta l + j I_n R_e \sin \beta l, \quad (18,15)$$

$$I_{ex} = I_n \cos \beta l + j \frac{U_{ex}}{R_e} \sin \beta l. \quad (18,16)$$

Тогда входной импеданс

$$Z_{ex} = \frac{U_{ex}}{I_{ex}} = \frac{U_n \cos \beta l + j I_n R_e \sin \beta l}{I_n \cos \beta l + j \frac{U_{ex}}{R_e} \sin \beta l}. \quad (18,17)$$

Это уравнение может быть упрощено, если разделить числитель и знаменатель на  $I_n \cos \beta l$ . В этом случае получаем:

$$Z_{ex} = R_e \frac{Z_n + j R_e \operatorname{tg} \beta l}{R_e + j Z_n \operatorname{tg} \beta l} \quad (18,18)$$

Этот входной импеданс питается генератором последовательно с его собственным импедансом  $Z_r$ , так что

$$U_{ex} = E_r \frac{Z_{ex}}{Z_r + Z_{ex}} \quad (18,19)$$

и

$$I_{ex} = \frac{E_r}{Z_r + Z_{ex}}. \quad (18,20)$$

Теперь можно из уравнений (18,13) и (18,14) определить напряжение и ток на нагрузке, полагая в них  $x=l$ . Естественно, что

$$I_n = \frac{U_n}{Z_n}. \quad (18,21)$$

Если уравнение (18,16) разделить на  $I_n$ , то получим выражение для тока  $I_n$ , не содержащее ни  $U_n$ , ни  $U_{ex}$ , т. е.

$$I_n = I_{ex} \frac{R_e}{R_e \cos \beta l + j Z_n \sin \beta l}. \quad (18,22)$$

Когда значение фазы  $I_n$  не играет роли, величина  $I_n$  может быть определена значительно проще из баланса мощностей.



В случае линии без потерь входная мощность равна мощности выходной, т. е.

$$P_{вх} = P_n \quad (18,23)$$

или

$$|^2 R_{вх} = |I_n|^2 R_n, \quad (18,24)$$

где  $R_{вх}$  и  $R_n$  — действительные части выражений для  $Z_{вх}$  и  $Z_n$ . Тогда

$$|I_n| = |I_{вх}| \sqrt{\frac{R_{вх}}{R_n}}. \quad (18,25)$$

**19. Линия без потерь, нагруженная сопротивлением  $R_e$ .** В этом случае в соотношениях, приведенных в разделе 9,  $Z_e$  нужно заменить через  $R_e$ , а  $\gamma$  приравнять  $j\beta$ . Тогда

$$Z_{вх} = R_e, \quad (19,1)$$

$$U_{вх} = E_{\Gamma} \frac{R_e}{R_e + Z_{\Gamma}}, \quad (19,2)$$

$$I_{вх} = \frac{E_{\Gamma}}{R_e + Z_{\Gamma}}, \quad (19,3)$$

$$U_n = U_{вх} e^{-j\beta l}, \quad (19,4)$$

$$I_n = I_{вх} e^{-j\beta l}. \quad (19,5)$$

Как видно, в этом случае ток и напряжение не меняют своей величины вдоль всей линии, а напряжение и ток нагрузки отстают от входных напряжения и тока на  $\beta l$  радиан.

**20. Падающие и отраженные волны.** Определенный интерес представляет исследование напряжений и токов не только по концам линий. На линии имеются места, где токи и напряжения могут быть больше или меньше их значений на входе или на нагрузке. Чтобы выяснить изменения тока и напряжения вдоль линии, нужно исследовать более подробно уравнения (18,1) и (18,2). Каждое из этих уравнений имеет члены, содержащие коэффициенты  $A$  и  $B$ . Как было указано в разделе 9, в случае линии, нагруженной  $Z_e$ , член  $B$  исчезает и остается только член  $A$ . В разделе 12 показано, в связи с фиг. 12,1, что напряжение, содержащее член  $A$ , представляет волну,двигающуюся вправо. Аналогичным образом член  $B$ , которой уже не равен нулю в случае линии, нагруженной импедансом, отличным от  $Z_e$ , представляет волну,двигающуюся влево.

Чтобы выяснить это более подробно, воспользуемся уравнением (18,1), т. е.

$$U = Ae^{-j\beta x} + Be^{+j\beta x}. \quad (20,1)$$

Если в это уравнение подставить значения  $A$  и  $B$  из уравнений (18,5) и (18,6), то получим:

$$U = \frac{I_n}{2} (Z_n + R_0) e^{+j\beta(l-x)} + \frac{I_n}{2} (Z_n - R_0) e^{-j\beta(l-x)} \quad (20,2)$$

или, так как  $l - x = d$ ,

$$U = \frac{I_n}{2} (Z_n + R_0) e^{+j\beta d} + \frac{I_n}{2} (Z_n - R_0) e^{-j\beta d}, \quad (20,3)$$

где первый и второй члены правой части представляют собой  $A$  и  $B$ . Хотя теперь первый член содержит множитель  $e^{+j\beta d}$  вместо  $e^{-j\beta x}$ , но все же он представляет собой  $A$  и определяет волну,двигающуюся вправо.

Знак плюс (+) у экспоненты обозначает движение волны по направлению к рассматриваемой точке, а знак минус (—) обозначает движение волны от рассматриваемой точки. Из этого следует, что множитель  $e^{-j\beta d}$  в уравнении (20,3) обозначает волну,двигающуюся от точки, положение которой определяется расстоянием  $d$ , т. е. от нагрузки к генератору. Это может быть подтверждено и способом, примененным по отношению к фиг. 12,1. Предполагая, например, что мгновенное значение  $I_n$  равно

$$i_n = \bar{I}_n \cos \omega t,$$

и предполагая (для простоты), что  $Z_n$  является чисто активным сопротивлением, мы можем мгновенное значение  $U$  в уравнении (20,3) выразить следующим образом:

$$u = \frac{\bar{I}_n}{2} (Z_n + R_0) \cos(\omega t + \beta d) + \frac{\bar{I}_n}{2} (Z_n - R_0) \cos(\omega t - \beta d).$$

Нанесем на линии длиной в одну волну значения  $\cos(\omega t + \beta d)$  для  $t=0$  и  $t=T/4$ , как это показано на фиг. 20,1—волна движется вправо, к точке, от которой отсчитывается  $d$ . График  $\cos(\omega t - \beta d)$  дан на фиг. 20,2—волна движется влево, от точки, от которой отсчитывается  $d$ .

Уравнение (20,3) и аналогичные предыдущие уравнения показывают, что напряжение вдоль линии в установившемся состоянии может быть представлено двумя компонентами: 1) первая компонента, представляемая первым членом (членом  $A$ ) правой части этого уравнения, определяет волну,двигающуюся по направлению к нагрузке; 2) вторая компонента, представляемая вторым членом (членом  $B$ ) правой части этого уравнения, определяет волну,двигающуюся от нагрузки. Волна,двигающаяся от генератора к нагрузке называется падающей волной; волна,двигающаяся от нагрузки к генератору, называется отраженной вол-

ной. Обозначим падающую волну или первый член правой части уравнения (20,3) через  $U^+$ , а отраженную волну через  $U^-$ , тогда

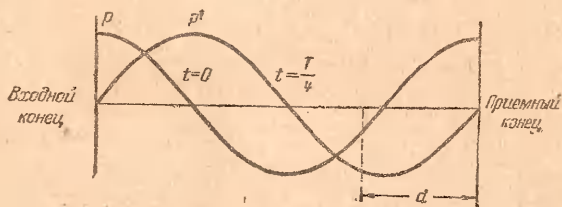
$$U = U^+ + U^-, \quad (20,4)$$

где

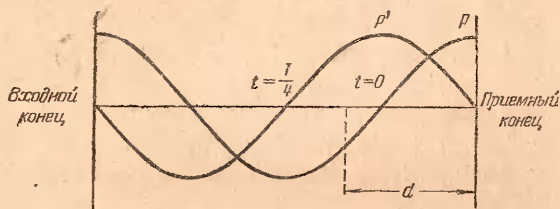
$$U^+ = \frac{I_n}{2} (Z_n + R_e) e^{+j\beta d} = \frac{U_n}{2Z_n} (Z_n + R_e) e^{+j\beta d} \quad (20,5)$$

и

$$U^- = \frac{I_n}{2} (Z_n - R_e) e^{-j\beta d} = \frac{U_n}{2Z_n} (Z_n - R_e) e^{-j\beta d}. \quad (20,6)$$



Фиг. 20.1. Построение кривой  $\cos(\omega t + \beta d)$ , изображающей движение волны вправо или в направлении нагрузки.



Фиг. 20.2. Построение кривой  $\cos(\omega t - \beta d)$ , изображающей движение волны влево и в направлении от нагрузки.

Аналогично из уравнений (18,2), (18,5) и (18,6) находим:

$$I = \frac{I_n}{2R_e} (Z_n + R_e) e^{+j\beta d} - \frac{I_n}{2R_e} (Z_n - R_e) e^{-j\beta d} = \quad (20,7)$$

$$= \frac{U^+}{R_e} - \frac{U^-}{R_e} = \quad (20,8)$$

$$= I^+ + I^-. \quad (20,9)$$

Таким образом, волна напряжения, как падающая, так и отраженная, сопровождается падающей и отраженной волнами тока, которые определяются делением соответствующего напряжения на  $R_e$  и изменением знака при члене отраженного

тока. Перемена знака при члене тока необходима потому, что при заданном направлении электрического поля магнитное поле меняет свой знак с изменением направления движения электромагнитной волны.

**21. Коэффициент отражения.** Обозначим через  $K$  отношение отраженного напряжения от нагрузки к падающему. Тогда из уравнений (20,5) и (20,6) получаем

$$K = \frac{U_{\kappa}^{-}}{U_{\kappa}^{+}} = \frac{Z_{\kappa} - R_g}{Z_{\kappa} + R_g} = |K| \angle \psi. \quad (21,1)$$

Величина  $K$  называется коэффициентом отражения. В общем случае  $K$  может быть комплексным. Если только  $K$  отлично от нуля, то напряжение в любой точке линии может быть выражено двумя компонентами, каждая из которых имеет в разных точках линии разные фазы.

Значения  $U_{\kappa}^{+}$  или  $I_{\kappa}^{-}$  уравнений (20,3) и (20,4) могут быть выражены через коэффициенты отражения следующим образом:

$$\begin{aligned} U &= U_{\kappa}^{+} e^{+j\beta d} + U_{\kappa}^{-} e^{-j\beta d} = U_{\kappa}^{+} e^{+j\beta d} (1 + K e^{-j2\beta d}) = \\ &= U_{\kappa}^{+} e^{+j\beta d} (1 + |K| \angle \psi - 2\beta d) = \end{aligned} \quad (21,2)$$

$$= R_g I_{\kappa}^{+} e^{+j\beta d} (1 + |K| \angle \psi - 2\beta d). \quad (21,3)$$

Аналогично из уравнения (20,7) находим:

$$I = I_{\kappa}^{+} e^{+j\beta d} (1 - |K| \angle \psi - 2\beta d) = \quad (21,4)$$

$$= \frac{U_{\kappa}^{+}}{R_g} e^{+j\beta d} (1 - |K| \angle \psi - 2\beta d). \quad (21,5)$$

Когда  $(\psi - 2\beta d)$  равно нулю или кратно  $2\pi$  радианам, то выражения в скобках имеют максимальное значение в уравнении (21,2) и минимальное — в уравнении (21,4). Следовательно,

$$\left. \begin{aligned} |U| &= |U_{\max}| \\ |I| &= |I_{\min}| \end{aligned} \right\} \text{при } |\psi - 2\beta d| = 0, 2\pi, 4\pi, \dots \quad (21,6)$$

Аналогично

$$\left. \begin{aligned} |U| &= |U_{\min}| \\ |I| &= |I_{\max}| \end{aligned} \right\} \text{при } |\psi - 2\beta d| = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots \quad (21,7)$$

В точках, где обе компоненты напряжения совпадают по фазе, они численно складываются, и в этой точке эффективное значение напряжения имеет максимум. Соответственно в точках, отстоящих от точек  $|U_{\max}|$  на расстоянии  $\lambda/4$ , фазы компонент сдвинуты друг относительно друга на  $180^\circ$ , и в

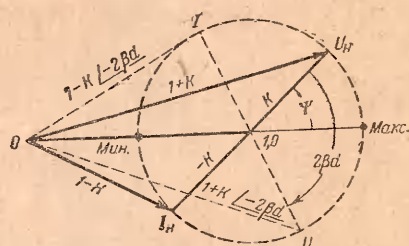


этих точках эффективное напряжение имеет минимальное значение. Когда осуществляются указанные только что условия, говорят, что в линии существуют стоячие волны. Точки  $|U_{\max}|$  являются точками  $|I_{\min}|$ , а точки  $|U_{\min}|$  являются точками  $|I_{\max}|$ .

Это может быть показано с помощью диаграммы, изображенной на фиг. 21,1, где  $K$ , например, имеет значение  $0,5 \angle 45^\circ$ .

Напряжение  $U$  пропорционально  $[1 + |K| \angle \psi - 2\beta d]$ , ток пропорционален  $[1 - |K| \angle \psi - 2\beta d]$ . В точке  $d=0$   $U=U_n = U_n^+(1+K)$  и  $I=I_n = \frac{U_n^+}{R_0}(1-K)$ . По мере увеличения  $d$  линия,

изображающая  $K \angle -2\beta d = |K| \angle \psi - 2\beta d$ , вращается по часовой стрелке, так что  $U$  и  $I$  проходят через максимальные и минимальные значения. Когда  $U$  имеет максимум,  $I$  имеет минимум, и наоборот. Сдвиг фаз между  $U$  и  $I$  получается таким, как показано на фигуре.



Фиг. 21,1. Изменения  $U$  и  $I$  в долях коэффициента отражения  $K$  и угла  $\psi - 2\beta d$ .

**22. Короткозамкнутая линия без потерь.** Так как в случае  $Z_n=0$  коэффициент отражения согласно уравнению (21,1) равен

$$K = \frac{-R_0}{+R_0} = 1 \angle 180^\circ,$$

то отраженная волна равна по величине падающей волне.

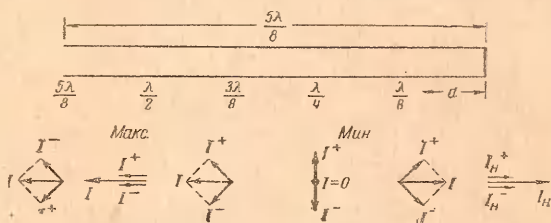
Из уравнения (21,7) следует, что максимум тока и минимум напряжения имеют место при  $d=0$ , т. е. на закороченном конце. Рассмотрим более подробно картину стоячих волн на такой линии, чтобы выявить графически влияние длины линий.

Так как в короткозамкнутой линии ток в месте закорачивания имеет обычно конечное значение, в то время как напряжение в этом месте равно нулю, то этот ток  $I_n$  в месте закорачивания линии примем за исходный вектор. Тогда ток  $I$  в любой точке на расстоянии  $d$  от места короткого замыкания имеет согласно уравнениям (20,7) и (20,9) значения:

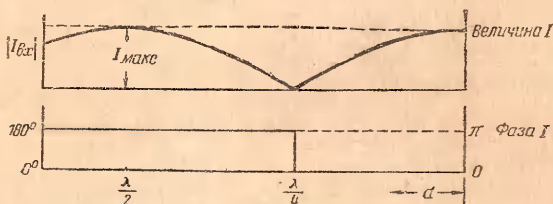
$$I = \frac{I_n}{2} e^{+j\beta d} + \frac{I_n}{2} e^{-j\beta d} = I^+ + I^- \quad (22,1)$$

Когда  $d=0$ , падающая и отраженная компоненты тока совпадают по фазе и их сумма равна, как это и должно

быть,  $I_n$ . Когда  $d$  возрастает, вектор  $I^+$  вращается против стрелки часов, а вектор  $I^-$  — по стрелке часов. Каждому отрезку в одну длину волны соответствует поворот векторов на  $360^\circ$ . На фиг. 22,1 изображены векторы  $I^+$ ,  $I^-$  и их сумма  $I$  через интервалы  $d=\lambda/8$  для линии длиной  $5\lambda/8$ . Когда  $d$  увеличится от 0 до  $\lambda/4$ ,  $I$  уменьшится от своего максимума до 0, но фаза при этом не меняется. После  $d=\lambda/4$  фаза тока меняется на обратную и достигает обратного максимума при



Фиг. 22,1. Изображение тока в виде суммы падающей и отраженной компонент в короткозамкнутой без потерь передающей линии.



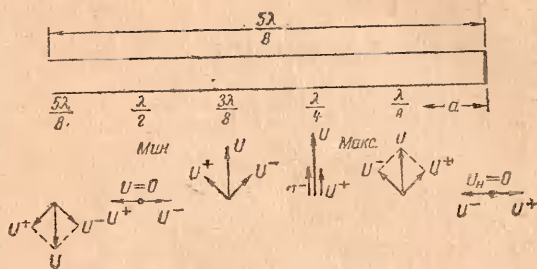
Фиг. 22,2. Изменение величины и фазы тока в короткозамкнутой без потерь передающей линии. За начальную принята фаза  $I_n$ .

$d=\lambda/2$ . Численное значение получающегося при этом максимуме тока равно также  $I_n$ . Кривые фиг. 22,2 показывают изменение величины и фазы тока  $I$  в функции расстояния  $d$  от короткозамкнутого конца. За исходный вектор принят  $I_n$ .

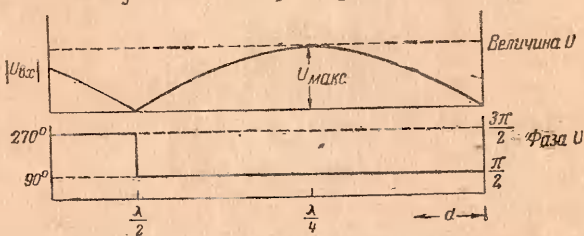
Аналогичным образом может быть исследовано и распределение напряжения вдоль короткозамкнутой линии. Полагая в уравнении (20,3)  $Z_n=0$ , получаем:

$$U = \frac{I_n}{2} (R_0) e^{+j\beta d} + \frac{I_n}{2} (-R_0) e^{-j\beta d} = U^+ + U^- \quad (22,2)$$

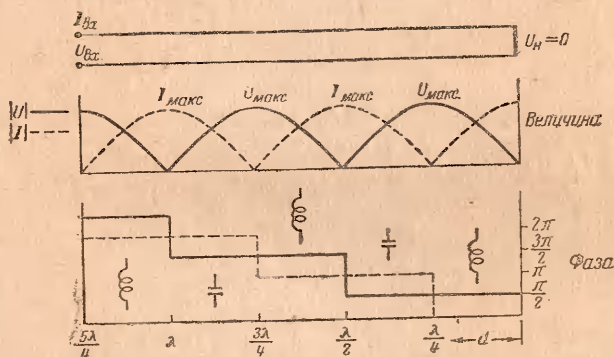
Напряжения  $U^+$ ,  $U^-$  и их суммы  $U$  изображены на фиг. 22,3. Вектор  $U$  направлен вверх и имеет одну и ту же фазу для всех значений  $d$  между 0 и  $\lambda/2$  и меняет фазу после  $d=\lambda/2$ . На фиг. 22,4 величина и фаза  $U$  изображены в функции расстояния  $d$ . Точно также, как и в случае тока, напряжение



Фиг. 22.3. Изображение напряжения в виде суммы падающей и отраженной компонент в короткозамкнутой без потерь передающей линии.



Фиг. 22.4. Изменение величины и фазы напряжения в короткозамкнутой передающей линии. За начальную принята фаза  $I_n$ .



Фиг. 22.5. Распределение тока и напряжения в короткозамкнутой без потерь передающей линии  $|U_{\max}| = R_s |I_{\max}|$ . Значения тока и напряжения отложены в различных масштабах. Индуктивности и емкости указывают на природу входного импеданса при различных длинах короткозамкнутой передающей линии.

меняет свою фазу в момент прохождения через нуль, но сохраняет ее неизменной на участке между двумя последовательными нулями.

На фиг. 22,5 показаны диаграммы, аналогичные фиг. 22,2 и 22,4, но для линии длиной  $5\lambda/4$ . Масштабы для  $U$  и  $I$

выбраны так, чтобы  $|U_{\text{макс}}|$  и  $|I_{\text{макс}}|$  изображались одинаковой высотой. Сравнение уравнений (22,2) и (22,1), показывает, что

$$|U^+| = R_e |I^+|, \quad (22,3)$$

$$|U^-| = R_e |I^-|, \quad (22,4)$$

т. е. каждая волна тока сопровождается волной напряжения, большей в  $R_e$  раз.

Рассмотрение фиг. 22,3 и 22,4, показывает, что

$$|U_{\text{макс}}| = |U^+| + |U^-|, \quad (22,5)$$

и аналогично из фиг. 22,4 и 22,5

$$I_{\text{макс}} = |I^+| + |I^-|. \quad (22,6)$$

Следовательно,

$$|U_{\text{макс}}| = R_e |I_{\text{макс}}|. \quad (22,7)$$

Таким образом, ток на фиг. 22,5 изображен в масштабе в  $R_e$  раз больше, чем масштаб напряжения.

Уравнения (22,3)—(22,7) дают соотношения, годные для любой линии без потерь, и могут быть использованы для построения картины других стоячих волн.

Заметим, что  $|U_{\text{макс}}|$  и  $|I_{\text{макс}}|$  лежат в разных точках линии и отделены друг от друга расстоянием  $\lambda/4$ . Это остается верным для всех стоячих волн в линии без потерь.

Как максимум величин  $U$  или  $I$  представляет собою сумму величин падающей и отраженной волн, так и минимумы величин  $U$  или  $I$  равны их разности:

$$|U_{\text{мин}}| = |U^+| - |U^-|, \quad (22,8)$$

$$|I_{\text{мин}}| = |I^+| - |I^-|. \quad (22,9)$$

Следовательно,

$$|U_{\text{мин}}| = R_e |I_{\text{мин}}|. \quad (22,10)$$

В короткозамкнутой линии без потерь  $|U_{\text{мин}}|$  равно нулю, так как падающая и отраженная волны равны по величине.

В точке, где  $U$  имеет минимум,  $I$  имеет максимум, и наоборот. Точки, где  $U$  имеет минимальные значения, находятся на расстоянии  $\lambda/4$  от ближайших точек с минимальным значением  $I$ . Максимумы и минимумы тока и напряжения расположены на расстояниях в полволны.

Если линия разомкнута в какой-нибудь точке на расстоянии  $d$  от места короткого замыкания, то входной импеданс



по направлению к закороченной части равен отношению  $U$  к  $I$  в этой точке. Из фиг. 22,1, 22,3 и 22,5 видно, что для расстояний  $d$ , меньших  $\lambda/4$ ,  $U$  опережает  $I$  на  $\pi/2$  радиан или на  $90^\circ$ , -- входной импеданс носит индуктивный характер, т. е. короткозамкнутая линия с длиной меньшей, чем  $\lambda/4$ , обладает индуктивным входным импедансом.

Если линия разомкнута на расстоянии  $d$  большем, чем  $\lambda/4$ , но меньшем, чем  $\lambda/2$ , то, как это видно по тем же диаграммам, ток на входных зажимах опережает напряжение на  $\pi/2$  радиан или на  $90^\circ$ . Следовательно, входной импеданс короткозамкнутой линии с длиной, лежащей между  $\lambda/4$  и  $\lambda/2$ , носит емкостный характер.

С увеличением длины линии входной импеданс становится попеременно то индуктивным, то емкостным, по мере того как входные зажимы все дальше и дальше отодвигаются от места короткого замыкания. Это изображено в виде индуктивностей и емкостей, нанесенных на фиг. 22,5.

Явление это может быть установлено и с помощью общих уравнений раздела 18. Если  $U_n = 0$ , то уравнение (18,7) принимает форму

$$U = jI_n R_g \sin \beta d, \quad (22,11)$$

что совпадает с уравнением (22,2), так как  $e^{\pm j\beta d} = \cos \beta d \pm \pm j \sin \beta d$ .

Аналогично из уравнения (18,8) следует, что

$$I = I_n \cos \beta d. \quad (22,12)$$

Тогда уравнение (18,18) превращается в

$$Z_{вх. к-з} = jR_g \operatorname{tg} \beta l. \quad (22,13)$$

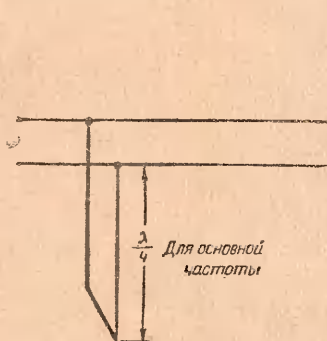
Входной импеданс представляет собою чистый реактанс, меняющий свой знак в зависимости от величины  $\beta l$ .

В практике короткозамкнутая секция линии применяется как элемент радиочастотной цепи, например, в генераторах и усилителях как части резонансных контуров.

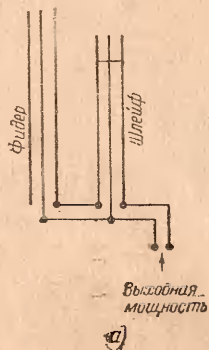
Входной импеданс короткозамкнутой линии обычно не равен нулю. Он равен нулю только в том случае, если длина короткозамкнутой без потерь линии кратна половине длины волны. Если длина короткозамкнутой линии равна  $\lambda/4$ , т. е. когда входные зажимы находятся на расстоянии  $\lambda/4$  от места короткого замыкания ( $d = \lambda/4$  на фиг. 22,5), то напряжение на входных зажимах имеет конечное значение, а ток равен нулю. Следовательно, входной импеданс в этой точке равен бесконечности, т. е. цепь разомкнута. Тот же результат получается и из уравнения (22,13), так как для линии, длина которой равна  $\lambda/4$ , угол  $\beta l = \frac{\pi}{2}$  и  $\operatorname{tg} \pi/2$  равен бесконечности.

Для случая, когда нет потерь, входной импеданс короткозамкнутой линии равен бесконечности или нулю, если длина ее равна  $\lambda/4$  или соответственно  $\lambda/2$ . Это несколько аналогично параллельному и последовательному резонансу колебательного контура  $LC$  без потерь (с сосредоточенными постоянными).

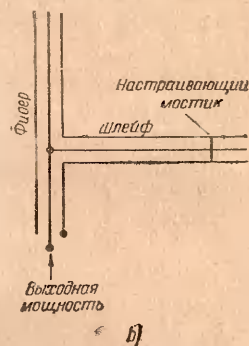
Все линии обладают известными потерями и когда у идеализированной линии без потерь входной импеданс равен нулю, у действительной он равен не нулю, но лишь очень малой величине и носит характер активного сопротивления, равного приблизительно  $R_e \lambda$ . Когда же говорят о бесконечно большом импедансе, то в действительности этот импеданс достигает



Фиг. 23,1. Подключение шлейфа длиной в  $\lambda/4$  для подавления четных гармоник. Конструкция шлейфа — открытые провода.



Фиг. 23,2. Возможные подключения шлейфа длиной в  $\lambda/4$  для подавления четных гармоник. Конструкция шлейфа — коаксиальная.



лишь очень больших значений и также носит характер активного сопротивления, равного приблизительно  $R_e \lambda$ . Например, входной импеданс короткозамкнутой линии с умеренно малыми потерями длиной в четверть волны составляет около 400 000 активных омов.

**23. Подавление четных гармоник.** Короткозамкнутые линии в четверть волны могут применяться для подавления каких-либо нежелательных четных гармоник на выходе радиопередатчика. Такая линия (рассчитанная по частоте, которую желательно иметь на выходе) может подключаться или к выходным зажимам передатчика или к любым точкам антенного фидера. При этом нагрузка передатчика на основной частоте или на той, которая желательна на выходе, практически не возрастает, так как при этой частоте приключаемая линия обладает в идеале бесконечно большим импедансом, а фактически — порядка 400 000 ом. Однако для второй гармоники подключенная короткозамкнутая линия будет представлять линию в полволны, и потому входной импеданс ее для второй гармоники в идеале будет равен нулю, а фактически он будет

очень малой величиной, и эта вторая гармоника замкнется подключенной линией накоротко. А так как эта подключаемая короткозамкнутая линия всегда является кратной для всех полуволн любых четных гармоник, то все они вообще окажутся замкнутыми накоротко.

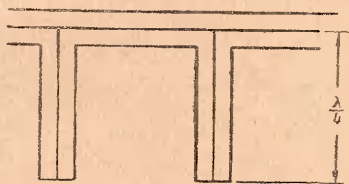
Такой (подавляющий гармоники) шлейф в четверть длины волны должен быть так смонтирован, чтобы его электромагнитное поле не искажало поля самой линии. В открытых линиях шлейф обычно подключается под прямым углом к фидеру (фиг. 23, 1). В коаксиальном же шлейфе его электромагнитное поле сосредоточено внутри самого шлейфа, а потому расположение его может быть выбрано с большей свободой.

Если коаксиальный шлейф применяется совместно с коаксиальным фидером, то его можно монтировать или параллельно или под прямым углом к фидеру (фиг. 23, 2).

**24. Изолирующие или поддерживающие опоры.** Так как входной импеданс короткозамкнутой линии в четверть волны представляет очень высокое сопротивление, то такие линии могут быть использованы в качестве опор для линии. Полоса меди длиной в полволны изгибается в виде буквы *U* и применяется как подпорка для двухпроводной линии, не требуя при этом никакой изоляции между *U*-образной подпоркой и той частью металлической поверхности линии, которой она касается. Аналогично и центральный провод коаксиального кабеля может поддерживаться коаксиальным же шлейфом (фиг. 24, 1). Так как входное сопротивление, поддерживающее центральный провод коаксиальной линии, равно  $R_0/2l$ , где  $\alpha \approx R_1/2R_0$ , то всегда можно так сконструировать линию, чтобы сопротивление изолирующей опоры было бы максимальным. В случае двухпроводной линии это будет при  $D/a$ , равном примерно 7,9, и в случае коаксиальной линии — при  $b/a \approx 9,2$ .

Другое применение короткозамкнутого шлейфа связано с выпрямляющим детектором в виде моста на линии; короткозамкнутый шлейф в четверть волны входит в состав цепи для выпрямленного постоянного тока, но не является нагрузкой для радиочастоты.

**25. Разомкнутая линия без потерь.** Для разомкнутой линии  $Z_n$  равно бесконечности, и из уравнения (21,1) следует, что  $K=10 \angle 0^\circ$ . Согласно уравнению (21,6) на разомкнутом конце линии напряжение будет максимальным и ток — минимальным. Как и в случае короткозамкнутой линии, отраженная волна



Фиг. 24,1. Изолирующий шлейф в качестве поддерживающего устройства для центрального проводника коаксиальной линии.

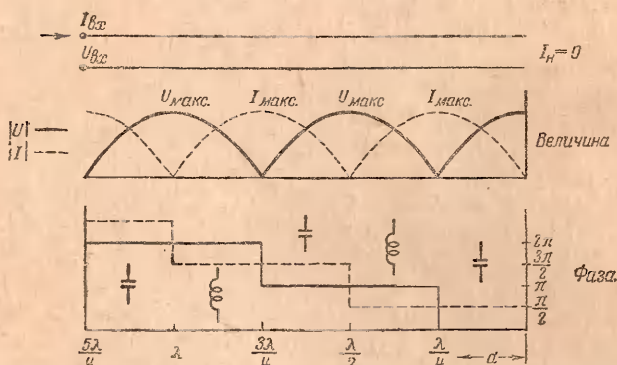
равна по величине волне падающей. Выражения для падающей и отраженной компонент напряжения можно получить из крайних правых членов уравнений (20,5) и (20,6), так как отношение  $(Z_n \pm R_v)/Z_n$  при  $Z_n$ , стремящемся к бесконечности, стремится к единице.

Таким образом, для разомкнутой и без потерь линии из уравнения (20,5) получаем:

$$U = \frac{U_n}{2} e^{+j\beta d} + \frac{U_n}{2} e^{-j\beta d}, \quad (25,1)$$

и из уравнения (20,8):

$$I = \frac{U_n}{2R_v} e^{+j\beta d} - \frac{U_n}{2R_v} e^{-j\beta d}. \quad (25,2)$$



Фиг. 25,1. Распределение напряжения и тока в разомкнутой без потерь линии  $|U_{\text{макс}}| = R_v |I_{\text{макс}}|$ . Величины напряжения и токов нанесены в разных масштабах. Индуктивности и емкости указывают на природу входного импеданса разомкнутой линии при различных ее длинах.

На фиг. 25,1 изображены величины и фазы  $U$  и  $I$  в любой точке линии без потерь длиной в  $5\lambda/4$ . Фиг. 25,1 повторяет фиг. 22,5, но только ток и напряжение поменялись местами. Ток и напряжение фиг. 25,1 могут быть найдены из уравнений (25,1) и (25,2) или из уравнений (18,7) и (18,8), если в них положить  $I_n = 0$ ;

$$U = U_n \cos \beta d, \quad (25,3)$$

$$I = j \frac{U_n}{R_v} \sin \beta d. \quad (25,4)$$

Входные напряжение и ток можно найти из уравнений (25,3) и (25,4), подставляя в них  $d = l$ . Частное от деления



входного напряжения на входной ток дает входной импеданс, т. е.

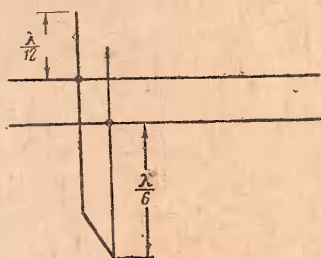
$$Z_{вх раз} = \frac{R_e}{j \operatorname{tg} \beta l} = -j R_e \operatorname{ctg} \beta l. \quad (25,5)$$

Тот же результат можно получить и из уравнения (18,18), разделив числитель и знаменатель выражения правой части на  $Z_n$ . И так как  $Z_n$  для разомкнутой цепи равно бесконечности, то  $R_e/Z_n$  равно нулю и уравнение (18,18) приводится к уравнению (25,5).

Входной импеданс разомкнутой линии длиной меньше  $\lambda/4$  носит емкостный характер, а при длине, больше  $\lambda/4$ , но меньше  $\lambda/2$ , носит характер индуктивности. Если длина линии постепенно увеличивается, благодаря удалению входных зажимов все дальше и дальше от разомкнутого конца линии, то входной импеданс становится попеременно емкостным и индуктивным.

Уравнение (25,5) и фиг. 25,1 показывают, что для разомкнутой линии без потерь длиной в четверть волны, входной импеданс равен нулю (как бы короткозамкнутая цепь), при длине же в полволны он равен бесконечности.

Как и в разделе 22, здесь имеет место полная аналогия между последовательным и параллельным резонансом цепи со средоточенными постоянными  $LC$  без потерь. Влияние потерь в линии аналогично влиянию потерь в цепи  $LC$ , которое сказывается в том, что если в идеальном случае импеданс равен нулю, то в действительности он представляет только очень малое сопротивление (для линии —  $R_e \alpha l$ ), а когда в идеальном случае он должен быть равен бесконечности, то в действительности представляет только очень большое сопротивление (для линии —  $R_e / \alpha l$ ). Несмотря на все это, разомкнутая линия в  $1/4$  длины волны практически является короткозамкнутой цепью.



Фиг. 26,1. Устройство шлейфа, замыкающее накоротко третью гармонику частоты, соответствующей  $\lambda$ , и создающее антрирезонанс для частоты, соответствующей  $\lambda$ .

**26. Подавление третьей гармоники.** Третья гармоника на выходе передатчика может быть подавлена указанным на фиг. 26,1 методом. Разомкнутая часть шлейфа длиной в  $\lambda/12$  основной частоты равна для третьей гармоники  $\lambda/4$ . Следовательно, если эта часть шлейфа присоединена к выходным зажимам передатчика, для третьей гармоники она будет представлять собою короткое замыкание. Для основной частоты эта часть шлейфа в  $\lambda/12$  получит характер емкостного импе-

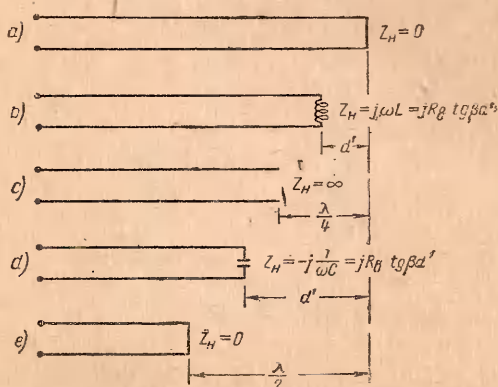


данса, влияние которого уменьшается индуктивным импедансом второй части шлейфа, короткозамкнутой, длиной в  $\lambda/6$ , включенной параллельно первой. Для основной частоты обе части находятся в параллельном резонансе друг с другом.

Антирезонанс или параллельный резонанс, имеющий место в цепи фиг. 26,1, представляет собой пример того, что короткозамкнутая линия в четверть волны при включении ее в любом ее месте представляет для основной частоты эквивалентный антирезонансный контур. При отсутствии потерь импеданс разомкнутой части будет чисто емкостным, а закороченной части — чисто индуктивным, равным по величине емкостному, что может быть проверено по уравнениям (22,13) и (25,5). Результирующий антирезонансный импеданс в идеале равен бесконечности, в действительности же он конечен, но достаточно велик, за исключением того случая, когда подключение сделано близко к закороченному концу шлейфа.

**27. Влияние нагрузки на эффективную длину.** Эффективная длина линии может быть соответствующей нагрузкой укорочена или удлинена. Рассмотрим некоторые примеры.

Физическая длина короткозамкнутой линии может быть уменьшена нагрузкой этой линии чистой индуктивностью. Например, короткозамкнутая линия фиг. 27,1,а может быть

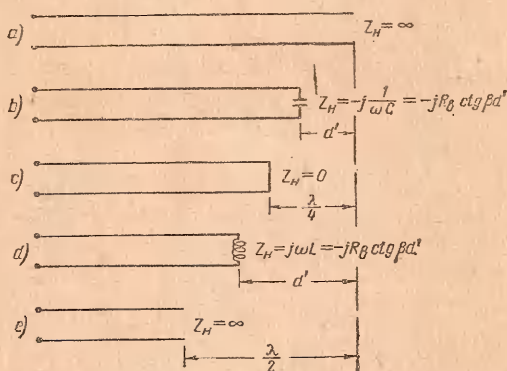


Фиг. 27,1. Пять видов передающих линий, обладающих одинаковыми входными импедансами (потери пренебрегаем).

укорочена удалением отрезка длиной  $a'$  и включением вместо него реактивности, равной реактивности удаленного закороченного участка. Если длина удаленного участка меньше, чем  $\lambda/4$ , то замещение должно быть выполнено с помощью индуктивности (фиг. 27,1,б). Если же длина удаленного участка равна  $\lambda/4$ , то линия должна остаться разомкнутой (фиг. 27,1,с), так как входной импеданс удаленного участка в идеале был бы

равен бесконечности. Если удаленный участок больше, чем  $\lambda/4$  но меньше, чем  $\lambda/2$ , то он должен быть заменен емкостью, (фиг. 27,1,d). Если удаленный участок равен полуволне, то линия должна быть опять закорочена (фиг. 27,1,e).

Физическая длина разомкнутой линии также может быть укорочена нагрузкой ее чистым реактансом (фиг. 27,2). Если удален участок длиной меньше, чем  $1/4$  волны, то вместо него должна быть подключена емкость (фиг. 27,2,b). Если удален участок в четверть длины волны, то линия должна быть замкнута накоротко (фиг. 27,2,c), так как входной импеданс удаленного отрезка в идеальном случае был бы равен нулю. Если удален отрезок длиной больше, чем  $1/4$ , но



Фиг. 27,2. Пять видов передающих линий, обладающих одинаковыми входными импедансами (потери пренебрегаем).

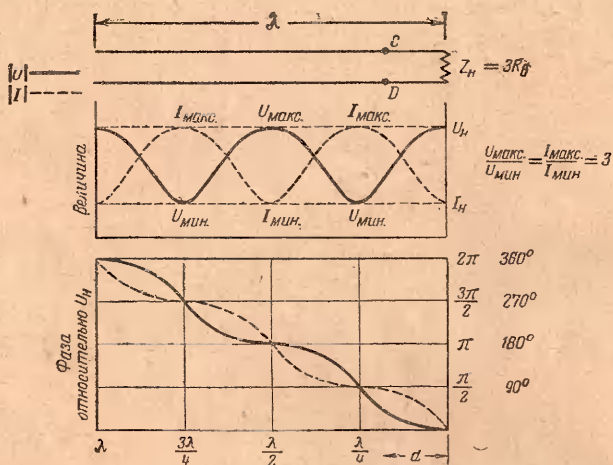
меньше, чем  $1/2$  длины волны, то удаленный отрезок должен быть заменен индуктивностью. Если удален участок в  $1/2$  длины волны, то линия должна быть опять разомкнута (фиг. 27,2,e).

Показанные на фиг. 27,1 и 27,2 разомкнутые и короткозамкнутые эквиваленты особенно удобны в случае применения шлейфов. Закороченный шлейф может быть заменен разомкнутым шлейфом на  $\lambda/4$  длиннее или, если это возможно, на  $\lambda/4$  короче. Аналогично, разомкнутый шлейф может быть заменен закороченным шлейфом на  $\lambda/4$  длиннее или короче.

Известный интерес представляют условия фиг. 27,1,b в связи с применением закороченных шлейфов на разомкнутых линиях. Закорачивающая перемычка двухпроводной линии, если она того же размера, что и провода линии, обладает индуктивностью, эквивалентной приблизительно индуктивности линии длиной  $D/2$ .

28. Линия без потерь с активной нагрузкой. На фиг. 28,1 изображены в качестве примера величина и фаза токов и

напряжений в линии без потерь, нагруженной активным сопротивлением, равным  $3R_0$ . Коэффициент отражения при нулевом угле равен по уравнению (21,1)  $\frac{1}{2}$ , следовательно, согласно уравнению (21,6) максимум напряжения получится на нагрузке. Значения токов и напряжений могут быть определены и непосредственно расчетом по уравнениям (18,7) и (18,8) или методом сложения векторов, как это показано на фиг. 22,1, или с помощью уравнений (21,2) и (21,4). Исходя



Фиг. 28,1. Распределение тока и напряжения в передающей линии без потерь, нагруженной активным сопротивлением  $Z_n = 3R_0$ .  $|U_{\max}| = R_0 |I_{\max}|$ . Значения тока и напряжения нанесены в разных масштабах.

За начальную принята фаза  $U_n$ .

из уравнения (20,5), можно определить компоненту падающего напряжения;

$$U^+ = \frac{2}{3} U_n e^{+j\beta d}, \quad (28,1)$$

а из уравнения (20,6) — компоненту отраженного:

$$U^- = \frac{1}{3} U_n e^{-j\beta d}. \quad (28,2)$$

Если теперь эти компоненты сложить, как это и сделано на фиг. 22,3, то получим величины и фазы, нанесенные на фиг. 28,1. Аналогичным же образом, пользуясь уравнением (20,7), может быть изображен и ток.

Если активное сопротивление нагрузки больше, чем  $R_0$ , то распределение тока и напряжения имеет сходство с их распределением в разомкнутой линии, показанным на фиг. 25,1, но только вместо минимума, равного нулю на фиг. 25,1, мы получаем на фиг. 28,1 конечный минимум, отличный от

нуля. Фазы тока и напряжения изменяются не сразу, как в случае разомкнутой цепи, а постепенно. Чем больше нагрузочное сопротивление, тем у этой линии больше сходства с линией разомкнутой в отношении распределения в них тока и напряжения. При нагрузочном сопротивлении больше, чем  $R_0$ , аналогично разомкнутой линии напряжение на нагрузке достигает максимума, а ток в нагрузке—минимума.

Если линию фиг. 28,1 разомкнуть на расстоянии от нагрузки меньшем, чем  $\lambda/4$ , то входной импеданс отсеченной части, связанной с нагрузкой, будет состоять из сопротивления и емкости, так как входной ток опережает напряжение на угол, меньший  $90^\circ$ . Для расстояния большего, чем  $\lambda/4$ , но меньшего, чем  $\lambda/2$ , входной импеданс будет состоять из сопротивления и индуктивности. Это опять имеет сходство с разомкнутой линией за исключением того, что здесь добавляется сопротивление потерь в нагрузке. Количество входной импеданс определяется уравнением (18,18).

Если  $Z_n$  равно  $R_0/3$ , то картина стоячих волн в точности такая, как это показано на фиг. 28,1, но только кривые тока и напряжения меняются местами. Распределение тока и напряжения в такой линии подобно распределению их в короткозамкнутой линии (см. фиг. 22,5), но только минимумы имеют конечные, не равные нулю значения, а фазы изменяются постепенно, а не скачком. Чем меньше нагрузочное сопротивление, тем больше сходства этой линии с линией короткозамкнутой. При сопротивлении нагрузки меньшем, чем  $R_0$ , ток в нагрузке имеет максимум, а напряжение на нагрузке—минимум.

**29. Стоячие волны.** При любом виде нагрузки, за исключением чистого активного сопротивления, распределение тока и напряжения сходно с распределением, показанным на фиг. 28,1, за исключением того, что максимальные или минимальные значения  $U$  и  $I$  не приходятся на нагрузку. Например, если линию на фиг. 28,1 обрезать в точках  $C$ ,  $D$  и часть вправо от  $C$ ,  $D$  заменить ее входным импедансом, то генератор на входе линии не заметит этой замены, и картина распределения тока и напряжения относительно входного конца линии совершенно не изменится.

Несмотря на то, что величины тока и напряжения изменяются, как показано на фиг. 28,1, 25,1 и 22,5, говорят, что в линии имеют место стоячие волны. Такую линию, вообще говоря, называют резонирующей линией, хотя в некоторых случаях применения линий слово „резонанс“ имеет более строгое значение. Если линия включена на нагрузку  $Z_0$ , в ней стоячих волн не будет, и ее называют нерезонирующей линией.

В линии со стоячими волнами места, где напряжения



имеют максимальные значения, называются пучностями напряжения, а места с минимумами напряжения—узлами напряжения. Аналогичные определения имеют место и в отношении тока. Из фиг. 28,1 и предыдущих видно, что места максимума напряжения и минимума тока всегда совпадают, а минимум напряжения совпадает с максимумом тока. Максимум напряжения отстоит от ближайшего максимума тока на  $\lambda/4$ . В линии без потерь картина каждой полуволны в точности повторяется.

**30. Коэффициент стоячей волны.** Отношение максимального напряжения или тока к минимальному называется коэффициентом стоячей волны и обозначается в дальнейшем через  $\rho$ , т. е.

$$\rho = \frac{|U_{\max}|}{|U_{\min}|} = \frac{|I_{\max}|}{|I_{\min}|} \quad (30,1)$$

или

$$\rho = \frac{|U^+| + |U^-|}{|U^+| - |U^-|} = \frac{|I^+| + |I^-|}{|I^+| - |I^-|}. \quad (30,2)$$

Линия без потерь не имеет затухания, и потому величина падающей компоненты остается одной и той же вдоль всей линии, точно также как остается неизменной повсюду и величина отраженной компоненты. Следовательно, мы можем написать:

$$|U^+| = |U_n^+|, \quad (30,3)$$

$$|U^-| = |U_n^-|, \quad (30,4)$$

где индекс  $n$  относится к нагрузке, т. е. к получающему энергию концу. Из уравнения (21,1) следует что

$$|K| = \frac{|U_n^-|}{|U_n^+|} = \frac{|Z_n - R_g|}{|Z_n + R_g|}. \quad (30,5)$$

Деля числитель и знаменатель уравнения (30,2) на  $|U^+|$ , получаем:

$$\rho = \frac{1 + \frac{|U^-|}{|U^+|}}{1 - \frac{|U^-|}{|U^+|}}, \quad (30,6)$$

или на основании уравнений (30,3) — (30,5):

$$\rho = \frac{1 + |K|}{1 - |K|}. \quad (30,7)$$

Общее выражение для  $\rho$  имеет вид:

$$\rho = \frac{|Z_n + R_g| + |Z_n - R_g|}{|Z_n + R_g| - |Z_n - R_g|}. \quad (30,8)$$



В частном случае, при активных нагрузках, эта формула имеет вид:

$$\rho = \frac{R_n}{R_g} \quad \text{при } Z_n = R_n \gg R_g, \quad (30,9)$$

$$\rho = \frac{R_g}{R_n} \quad \text{при } Z_n = R_n \ll R_g, \quad (30,10)$$

**31. Импеданс в пучности напряжения или тока.** В своих пучностях ток и напряжение находятся в фазе друг с другом. Следовательно, если линия разорвана в максимуме тока или напряжения, то она будет представлять в месте разрыва в направлении к нагрузке чисто активное сопротивление. Это остается верным при любой нагрузке.

В максимуме напряжения сопротивление в направлении к нагрузке равно

$$R = \frac{U_{\max}}{I_{\min}} = \frac{|U_{\max}|}{|I_{\min}|}. \quad (31,1)$$

Но

$$|U_{\max}| = R_g |I_{\max}|, \quad (31,2)$$

следовательно,

$$R = \frac{R_g |I_{\max}|}{|I_{\min}|}, \quad (31,3)$$

или в максимуме напряжения входное сопротивление равно

$$R_U = \rho R_g. \quad (31,4)$$

В месте максимума тока входное сопротивление равно

$$R_I = \frac{R_g}{\rho}. \quad (31,5)$$

Таким образом, входной импеданс линии представляет собой активное сопротивление в  $\rho$  раз больше  $R_g$ , если в этом месте максимум напряжения, или оно в  $\rho$  раз меньше  $R_g$ , если на входе имеет место максимум тока. Следовательно, линия в максимумах тока или напряжения в сущности нагружена активным сопротивлением.

**32. Применение линий со стоячими волнами и без них.** Вследствие противоположного изменения фаз падающей и отраженной волн входной импеданс линии, вообще говоря, будет различен для различных нагрузок. Входной импеданс линии без потерь равен

$$Z_{\text{вх}} = R_g \frac{Z_n + jR_g \operatorname{tg} \beta l}{R_g + jZ_n \operatorname{tg} \beta l}. \quad (32,1)$$

При соответствующем расчете для получения подходящего значения  $R_e$  и выбора длины линии  $l$  всегда можно сделать нагрузочный импеданс  $Z_n$  таким, как нужно, т. е. его можно „трансформировать“ в любой желаемый импеданс. С этой точки зрения линия без потерь аналогична применяемому в теории многополюсников идеальному трансформатору, с помощью которого изменяется отношение напряжения к току таким образом, что входной импеданс отличается от нагрузочного. Однако, с помощью линии можно изменять и фазу и величину, так что может „трансформироваться“ не только „величина“, но и „угол“ импеданса. Это свойство линии крайне существенно для целей получения согласованных импедансов при радиочастотах.

Таким образом, чтобы  $Z_n$  сделать равным нулю или бесконечности, можно в качестве индуктивностей и емкостей использовать короткие отрезки линии. При очень высоких частотах обычные катушки и конденсаторы благодаря своим распределенным емкостям и индуктивностям перестают правильно функционировать. По этой причине вводные провода делают короткими, витки катушек отодвигают далеко друг от друга и элементы цепи делают физически малыми, чтобы их максимальные размеры были значительно меньше длины волны. Однако при очень высоких частотах длина волны настолько мала, что обычные конструкции должны быть оставлены. Использование отрезков линии является одним из выходов в этих затруднениях, так как при высоких частотах такими отрезками линий мы можем обеспечить практически чистые реактансы, не прибегая ни к очень малым, ни к очень большим размерам.

Передающие линии могут использоваться также как средства для измерения мощности при радиочастотах и как средства для измерения импедансов.

При передаче мощности на расстояния, которые велики по сравнению с длиной волны, следует избегать образования в передающей линии стоячих волн. Максимально допустимое напряжение в линии определяется возможностью появления в ней дугового разряда. При данном максимальном напряжении по линии можно передать наибольшую мощность только при отсутствии в ней стоячих волн, как это будет показано в разделе 33. Так как потери в меди пропорциональны квадрату тока, то потери на единицу длины в пучностях тока значительно больше, чем они были бы у линии, нагруженной на  $R_e$ , тогда как потери в узлах тока малы; тем не менее общие потери в меди в резонирующей линии все же больше, чем в линии нерезонирующей, но передающей ту же самую мощность.

При небольших длинах линий и работе на многих частотах

тах часто гораздо проще иметь дело с линией, питающей антенну, как с линией резонирующей, производя всю настройку у передатчика. При больших длинах линий и при фиксированных частотах на практике обычно применяют ряд устройств с согласованными импедансами для согласования антенны с линией, т. е. для трансформирования импеданса антенны в  $R_e$ , так что антенный фидер работает как нерезонирующая линия.

Со стороны генератора или передатчика подобные средства применяются для трансформирования входного импеданса  $R_e$  нерезонирующей линии в такое его значение, которое соответствует условиям нагрузки передатчика.

**33. Измерение мощности.** В разделе 31 было показано, что входной импеданс линии в месте максимума напряжения представляет собою активное сопротивление, равное  $\rho R_e$ . Тогда мощность, питающая это сопротивление, равна

$$P = \frac{|U|^2}{R} = \frac{|U_{\max}|^2}{\rho R_e} \quad (33,1)$$

или

$$P = \frac{|U_{\max}| |U_{\min}|}{\rho R_e} \quad (33,2)$$

Так как

$$\frac{|U_{\max}|}{\rho} = |U_{\min}|, \quad (33,3)$$

то передаваемая мощность равна

$$P = \frac{|U_{\max}| |U_{\min}|}{R_e} \quad (33,4)$$

Аналогично

$$P = |I_{\max}| |I_{\min}| R_e \quad (33,5)$$

При данном  $U_{\max}$  большая мощность может быть передана по нерезонирующей линии ( $Z_n = R_e$ ), так как в этом случае  $|U_{\max}| = |U_{\min}|$  (отсутствие стоячих волн). При нерезонирующей линии

$$P = \frac{|U|^2}{R_e} = |I|^2 R_e \quad (33,6)$$

**34. Измерение нагрузочных импедансов.** Один из методов измерения импедансов заключается в следующем. Измеряемый импеданс включают в качестве нагрузочного импеданса  $Z_n$  в линию с известным  $R_e$  и определяют импеданс с помощью измерения коэффициента стоячих волн и положения максимума или минимума напряжения.

Если  $U_{\text{макс}}$  приходится на нагрузку, то нагрузочный импеданс представляет собой активное сопротивление, равное  $\rho R_v$ . Если на нагрузке приходится  $U_{\text{мин}}$  (или если  $U_{\text{макс}}$  находится на расстоянии  $\lambda/4$  от нагрузки), то нагрузочный импеданс представляет активное сопротивление, равное  $R_v/\rho$ . Если  $U_{\text{макс}}$  приходится в какой-нибудь другой точке, то отношение  $Z_n$  к  $R_v$  является комплексным числом.

Пусть  $d_{\text{макс}}$  — расстояние между нагрузкой и ближайшим максимумом напряжения на линии. Входной импеданс в этой точке, т. е. импеданс в направлении к нагрузке, равен  $\rho R_v$ . Подставляя в уравнение (32,1) вместо  $U_{\text{вх}}$  равную ему величину  $\rho R_v$  и вместо  $l$  подставляя  $d_{\text{макс}}$ , получаем:

$$\rho R_v = R_v \frac{Z_n + jR_v \operatorname{tg} \beta d_{\text{макс}}}{R_v + jZ_n \operatorname{tg} \beta d_{\text{макс}}}. \quad (34,1)$$

Решая уравнение (34,1) относительно  $Z_n$ , получаем:

$$Z_n = R_v \frac{\rho - j \operatorname{tg} \beta d_{\text{макс}}}{1 - j\rho \operatorname{tg} \beta d_{\text{макс}}}, \quad (34,2)$$

где  $\rho$  — измеренное отношение:

$$\rho = \frac{|U_{\text{макс}}|}{|U_{\text{мин}}|}. \quad (34,3)$$

Иногда точка минимума напряжения может быть определена более точно, чем точка  $U_{\text{макс}}$ . Тогда, обозначая расстояние между нагрузкой и ближайшим минимумом напряжения через  $d_{\text{мин}}$ , находим:

$$\frac{R_v}{\rho} = R_v \frac{Z_n + jR_v \operatorname{tg} \beta d_{\text{мин}}}{R_v + jZ_n \operatorname{tg} \beta d_{\text{мин}}}. \quad (34,4)$$

и

$$Z_n = R_v \frac{1 - j\rho \operatorname{tg} \beta d_{\text{мин}}}{\rho - j \operatorname{tg} \beta d_{\text{мин}}}. \quad (34,5)$$

Применение этого метода возможно при наличии прибора — индикатора напряжения, не изменяющего условий работы линии. Уравнения (34,2) и (34,5) будут точными только тогда, когда потери в линии ничтожно малы по сравнению с потерями в нагрузке.

#### IV. СОГЛАСОВАНИЕ ИМПЕДАНСОВ

**35. Трансформатор в четверть длины волны.** Линия длиной  $\lambda/4$  обладает ценным свойством трансформировать импеданс в его обратную величину при помощи  $R_v^2$ . Для

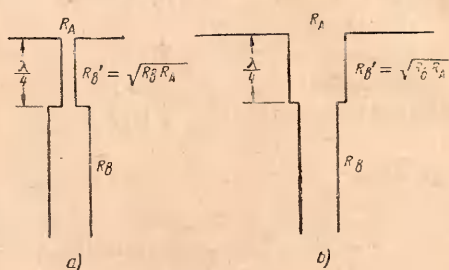


доказательства этого нужно решить уравнение (32,1), заменив в нем  $\beta l$  через  $\pi/2$ . Так как  $\operatorname{tg} \pi/2$  равен бесконечности, то уравнение (32,1) не может непосредственно дать нужного решения. Если числитель и знаменатель уравнения (32,1) разделить на  $\operatorname{tg} \beta l$ , то получим:

$$Z_{ex} = R_s \frac{Z_n / \operatorname{tg} \beta l + jR_s}{\operatorname{tg} \beta l + jZ_n / R_s} \quad (35,1)$$

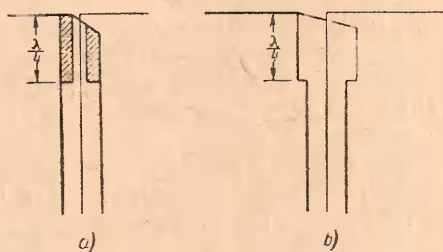
Фиг. 35,1. Трансформатор в четверть волны для подстройки антенны к фидеру. Конструкция — открытые провода (чертеж сделан не в масштабе).

a)  $R_A < R_s$ ; b)  $R_A > R_s$ .



Фиг. 35,2. Трансформатор в четверть волны для подстройки антенны к фидеру. Конструкция — коаксиальная (чертеж сделан не в масштабе).

a)  $R_A < R_s$ ; b)  $R_A > R_s$ .



Когда  $\operatorname{tg} \beta l$  становится равным бесконечности, то

$$Z_{ex} = \frac{R_s^2}{Z_n} \quad (35,2)$$

Это уравнение и определяет действие трансформатора в четверть волны.

Общее применение этого принципа заключается в согласовании антенны с фидерной линией, что можно сделать, если импеданс антенны представляет активное сопротивление. Если это сопротивление антенны обозначить через  $R_A$ , то задача сводится к тому, чтобы сделать это сопротивление сходным с характеристическим сопротивлением  $R_s$  фидера. Задача может быть решена включением (см. фиг. 35,1) между антенной и фидером отрезка линии в четверть волны с характеристическим сопротивлением  $R'_s$ , удовлетворяющим соотношению

$$R_s = \frac{(R'_s)^2}{R_A} \quad (35,3)$$



Тогда

$$R'_e = \sqrt{R_e R_A}. \quad (35,4)$$

Если  $R_A < R_e$ , то характеристическое сопротивление  $R'_e$  трансформирующего отрезка меньше, чем  $R_e$ . Если для фидера и для согласующего отрезка применяется один и тот же провод, то расстояние между проводами согласующего участка должно быть меньше, чем у фидера (фиг. 35,1,а), как это и диктуется уравнением (15,4). Но иногда расстояние между проводами согласующего отрезка делают равным расстоянию между проводами фидера; тогда для получения соответствующего  $R'_e$  нужно увеличить радиус проводов на этом участке.

Если  $R_A > R_e$ , то характеристическое сопротивление трансформирующего участка больше, чем  $R_e$ . Если повсюду сохранить размеры проводов одинаковыми, то расстояние между ними для согласующего участка должно быть взято больше, чем для фидера (фиг. 35,1,б).

Фиг. 35,2 показывает конструкцию коаксиальной согласующей линии в четверть волны. В конструкции, изображенной на фиг. 35,2,а, показана гильза соответствующего внешнего диаметра и толщины стенок, вставленная в фидерную трубу, существенно уменьшающая внутренний диаметр наружного проводника.

**36. Трансформатор в одну восьмую длины волны.** Если включить отрезок линии без потерь длиной в  $\lambda/8$  на чистое активное сопротивление любой величины, то входной импеданс такой линии будет иметь величины, равную  $R_e$ . Если  $l = \lambda/8$ , то  $\beta l = \pi/4$  радиан или  $45^\circ$  и  $\operatorname{tg} \beta l = 1$ .

Тогда уравнения (32,1) и (35,1) дают

$$Z_{ex} = R_e \frac{R_n + jR_e}{R_e + jR_n}. \quad (36,1)$$

Модули числителя и знаменателя уравнения (36,1) одинаковы и, следовательно

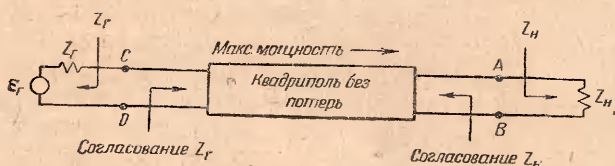
$$|Z_{ex}| = R_e. \quad (36,2)$$

Обратно, линия без потерь, длиной в  $1/8$  волны, нагруженная импедансом, величина которого равна  $R_e$ , обладает входным импедансом, который будет чисто активным сопротивлением. Если  $Z_n$  в уравнении (32,1) связать с  $Z_{ex}$  уравнения (36,1), то входной импеданс при  $\beta l = \pi/4$  будет  $R_n$ , которое и появилось в уравнении (36,1). Это является следствием принципа согласования.

**37. Принцип согласования при подборе импедансов.** Если между генератором постоянного напряжения с внутрен-

ним его импедансом  $Z_r$  и нагрузочным импедансом  $Z_n$  включить такой четырехполюсник без потерь, чтобы в нагрузку отдавалась максимальная мощность, то импедансы с каждой стороны четырехполюсника будут согласованы друг с другом.

Чтобы обеспечить получение максимальной мощности от генератора, у которого э. д. с. и внутренний импеданс неизменны, нагрузка должна обладать импедансом, в точности согласованным с внутренним импедансом генератора. Если лишенный потерь квадриполь (четыреполюсник) фиг. 37,1 (он может быть сделан из элементов с идеальными сосредоточенными постоянными или представлять собой отрезок идеальной передающей линии) рассчитан так, чтобы генератор на



Фиг. 37,1. Принцип согласования при подборе импедансов.

зажимах  $C, D$  развивал максимальную мощность, то нагрузочный импеданс, подключенный к генератору, должен быть согласован с  $Z_r$ . В этом случае говорят, что в точках  $C, D$  имеет место «согласование подобранных импедансов». Максимальная мощность подходит и к зажимам  $A, B$ , так как в квадриполе потери мощности отсутствуют. По отношению к зажимам  $A, B$  цепь слева от  $A, B$  эквивалентна согласно теореме Тевенена генератору, э. д. с.  $E'_r$  которого равна напряжению разомкнутой на зажимах  $A, B$  цепи и внутренний импеданс  $Z'_r$  которого равен импедансу цепи влево от  $A, B$ . Далее,  $Z_n$  должно быть согласовано с  $Z'_r$ , т. е.  $Z'_r$  согласуется с  $Z_n$ . Следовательно, импеданс слева от  $A, B$  должен быть сделан согласным с  $Z_n$ . Согласование подобранных импедансов имеет место так же в  $A, B$ , как и в  $C, D$ .

Когда подобранные импедансы согласованы для передачи мощности в одном направлении, то они являются в то же время согласованными и для передачи мощности в обратном направлении, если только отсутствуют потери мощности в самих устройствах, дающих надлежащие (подобранные) импедансы.

38. Линия длиной в полволны. Выходной импеданс отрезка линии в полволны без потерь равен конечному импедансу. Когда  $l = \lambda/2$ ,  $\beta l = \pi$  радиан или  $180^\circ$ ,  $\operatorname{tg} \beta l = 0$ , и уравнение (32,1) приводит к равенству  $Z_{ex} = Z_n$ . Форма стоячей

волны повторяется на каждом участке длиной в полволны, также повторяется и отношение  $U/I$ . Следовательно, в данном случае трансформация импеданса не имеет места.

Однако в любой точке линии напряжение и ток отстают на  $180^\circ$  соответственно от напряжения и тока в точке, расположенной на  $\lambda/2$  ближе к генератору. Благодаря этому свойству создавать сдвиг напряжения и тока на  $180^\circ$  без изменения при этом их величины (при любом нагрузочном импедансе) полуволновая линия с малыми потерями чрезвычайно широко применяется при устройстве питания сложных антенн.

Изоляторные опоры у нерезонирующих линий не должны располагаться интервалами длиной в полволны. Такие опоры, даже если они и не имеют утечек или диэлектрических потерь, вызывают эффект, аналогичный подключению вдоль линии нескольких малых емкостных шунтов. Если эти емкости размещены интервалами в полдлины волны, эффекты их шунтирования складываются так, что подобное распределение оказывается эквивалентным включению всех этих емкостей в параллель в одной какой-нибудь точке. Эти изоляторные опоры являются причиной появления в линии сосредоточенных постоянных, в результате чего возрастает отражение. Отражения эти складываются в фазе, если расстояние между изоляторами равно  $\lambda/2$ . Если изоляторы расставлены интервалами в  $1/4 \lambda$ , то отражения выпадают из фазы и суммарный эффект их уменьшается. Если на одну длину волны расставленных изоляторов приходится много, скажем, 10 или больше, то их эффект может быть примерно приравнен эффекту от некоторой добавочной емкости (и проводимости), в среднем распределенной вдоль всей линии. Если линия резонирующая, то эффект распределения изоляторов может быть иногда уменьшен расположением их в точках минимума напряжения.

## V. ПОДБОР ИМПЕДАНСОВ С ПОМОЩЬЮ ШЛЕЙФОВ

**39. Входная проводимость.** Выражение для входного импеданса согласно формулам (18,18) или (32,1) имеет вид:

$$Z_{ex} = R_0 \frac{Z_n + jR_0 \operatorname{tg} \beta l}{R_0 + jZ_n \operatorname{tg} \beta l} = R_{ex} + jX_{ex}, \quad (39,1)$$

т. е. входной импеданс состоит из активного сопротивления  $R_{ex}$ , включенного последовательно с реактансом  $X_{ex}$ .

В следующих двух параграфах рассматриваются схемы согласования импедансов, состоящих из отрезков линии, подключенных параллельно фидеру. В связи с этим иногда удобнее рассматривать вход в данной точке фидера как некую результирующую полную комплексную проводимость, представляющую сумму проводимостей двух параллельных ветвей.

Этот принцип положен в основу описанного ниже графического метода.

Активную и реактивную составляющие комплексной проводимости, соответствующей импедансу  $Z_{ex}$ , найдем из обратного значения  $Z_{ex}$ , т. е.

$$Y_{ex} = \frac{1}{Z_{ex}} = \frac{1}{R_e} \frac{R_e + jZ_n \operatorname{tg} \beta l}{Z_n + jR_e \operatorname{tg} \beta l}. \quad (39,2)$$

Разделив числитель и знаменатель на  $R_e Z_n$ , получим:

$$Y_{ex} = G_e \frac{Y_n + jG_e \operatorname{tg} \beta l}{G_e + jY_n \operatorname{tg} \beta l} \quad (39,3)$$

или согласно определению активной и реактивной проводимостей

$$Y_{ex} = G_{ex} - jB_{ex},$$

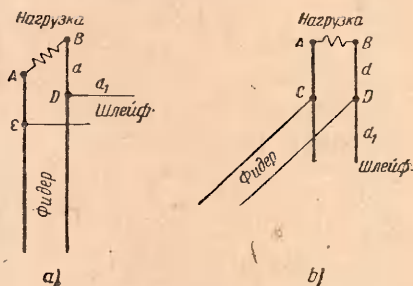
где  $G_{ex}$  — активная составляющая комплексной проводимости;  $B_{ex}$  — ее реактивная составляющая.

Форма уравнения (39,3) такова же, что и уравнения (39,1), только импедансы уравнения (39,1) заменены в уравнении (39,3) их соответствующими проводимостями.

Линия называется „плоской“ или нерезонирующей, когда она нагружена импедансом  $R_e$  или проводимостью  $G_e = \frac{1}{R_e}$ .

**40. Подбор импедансов методом одиночного шлейфа.** Согласование антенны или нагрузки с фидером можно осуществить с помощью одиночного разомкнутого или замкнутого шлейфа определенной длины, подключенного к фидеру в соответствующей точке. Для случая разомкнутого шлейфа и двухпроводного фидера этот прием показан на фиг. 40,1.

Работа такого шлейфа может быть объяснена следующим образом. Если нагрузочный импеданс не равен  $R_e$  (или нагрузочная проводимость не равна  $G_e$ ), то величина и фаза  $U$  и  $I$  вдоль линии меняются, как это показано на фиг. 28,1. По мере увеличения расстояния от нагрузки меняется и проводимость линии (со стороны нагрузки). В максимуме напряжения импеданс в направлении к нагрузке представляет чисто активное сопротивление  $\rho R_e$  или полная проводимость в этой точке представляет активную проводимость  $1/\rho R_e = \frac{G_e}{\rho}$ , которая



Фиг. 40,1. Применение разомкнутого шлейфа для согласования нагрузки с фидерной линией. Конструкция — открытые провода.



меньше, чем  $G_6$ . Аналогичным образом в минимуме напряжения импеданс является активным сопротивлением величины  $R_6/\rho$ , а полная проводимость в этой точке является активной проводимостью  $\rho G_6$ , которая больше, чем  $G_6$ . В какой-то определенной точке между максимумом и соседним с ним минимумом напряжения проводимость линии равна  $G_6$ ; в ней и должен подключаться шлейф. Но в этой же точке имеется, конечно, и какая-то реактивная проводимость, так как полная проводимость линии является чисто активной величиной только в пучности или в узле напряжения. Чтобы скомпенсировать эту реактивную проводимость, нужно шлейф подключить к линии параллельно. Длина и нагрузка шлейфа должны быть таковы, чтобы общая реактивная проводимость ее в точках  $C, D$  равнялась бы нулю, а полная проводимость была бы чисто активной величиной, равной  $G_6$ . Так как в точках  $C, D$  фидер заканчивается активной проводимостью, равной  $G_6$ , или активным сопротивлением  $R_6$ , то возникновение на фидере стоячих волн исключается.

Формулы для определения места включения шлейфов и их длины упрощаются если, пренебрегая потерями, полную проводимость выразить через отношение

$$\frac{Y}{G_6} = y_1 = g_1 - jb_1,$$

где  $Y$  — полная проводимость в  $мо/м$ . Величина  $y_1$  может быть названа „полной проводимостью на единицу длины“, а  $g_1$  и  $b_1$  соответственно „активной проводимостью“ и „реактивной проводимостью на единицу длины“. Для нагрузочного импеданса  $Z_n$  можно написать:

$$g_{1n} - jb_{1n} = \frac{Y_n}{G_6} = \frac{R_6}{Z_n}, \quad (40,1)$$

где

$$g_{1n} = \frac{R_6 R_n}{R_n^2 + X_n^2} \text{ и } b_{1n} = \frac{R_6 X_n}{R_n^2 + X_n^2}.$$

Для разомкнутого шлейфа фиг. 40,1 расстояние  $d$  от нагрузки до шлейфа и длина  $d_1$  шлейфа определяются из выражений:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \beta d_1 &= \sqrt{\frac{(g_{1n} - 1)^2 + b_{1n}^2}{g_{1n}}}, \end{aligned} \right\} \text{ для } \quad (40,2)$$

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \beta d &= \frac{g_{1n} - 1}{g_{1n} \operatorname{tg} \beta d_1 + b_{1n}} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{разомкнутого} \\ \text{шлейфа.} \end{array} \quad (40,3)$$



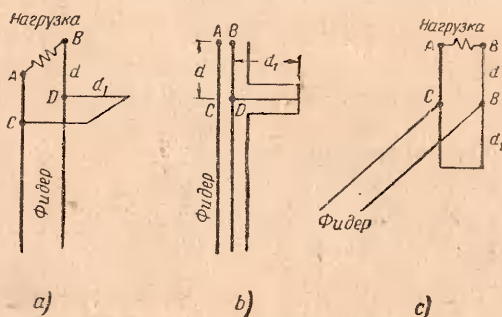
Если углы  $\beta d_1$  и  $\beta d$  выражены в градусах, то

$$d_1 = \lambda \frac{(\beta d_1)^\circ}{360}, \quad (40,4)$$

$$d = \lambda \frac{(\beta d)^\circ}{360}, \quad (40,5)$$

где  $\lambda$  — длина волны в линии.

Для закороченного шлейфа (фиг. 40,2) расстояние  $d$  от нагрузки до шлейфа и длина  $d_1$  шлейфа определяются уравнениями:



Фиг. 40,2. Закороченные шлейфы конструкций: открытой двухпроводной и коаксиальной.

$$\operatorname{ctg} \beta d_1 = \sqrt{\frac{(1 - g_{1H})^2 + b_{1H}^2}{g_{1H}}}, \quad \left. \begin{array}{l} \text{для} \\ \text{закорочен-} \end{array} \right\} \quad (40,6)$$

$$\operatorname{tg} \beta d = \frac{1 - g_{1H}}{g_{1H} \operatorname{ctg} \beta d_1 - b_{1H}}, \quad \left. \begin{array}{l} \text{ного шлейфа.} \end{array} \right\} \quad (40,7)$$

Если длина применяемых шлейфов меньше, чем  $\lambda/4$ , то при  $g_{1H} < 1$  закороченный шлейф может быть помещен ближе к нагрузке, чем какой-либо другой шлейф; когда же  $g_{1H} > 1$ , то, наоборот, сравнительно с другими ближе к нагрузке расположится разомкнутый шлейф.

Если величина нагрузочного импеданса неизвестна, то место включения и длина шлейфа могут быть определены из расположения на линии стоячих волн. Если через  $\rho$  обозначить коэффициент стоячей волны фидера до подключения к нему шлейфа и если расстояние от максимума напряжения до генератора равно  $d$ , то в случае закороченного шлейфа имеем:

$$\operatorname{ctg} \beta d_1 = \pm \frac{\rho - 1}{V \rho}, \quad \left. \begin{array}{l} \text{для закороченного} \\ \text{шлейфа; } d \text{ изме-} \end{array} \right\} \quad (40,8)$$

$$\operatorname{tg} \beta d = \pm V \rho, \quad \left. \begin{array}{l} \text{рено от } U_{\text{макс}}. \end{array} \right\} \quad (40,9)$$

Эти уравнения получим из уравнений (40,6) и (40,7), полагая в них  $g_{1n}=1/\rho$  и  $b_{1n}=0$ , так как в максимуме напряжения линия фактически нагружена активным сопротивлением  $\rho R_\rho$ . Если расстояние  $d$  измерено в направлении к генератору от минимума напряжения, то

$$\operatorname{ctg} \beta d_1 = \pm \frac{\rho - 1}{\sqrt{\rho}}, \quad (40,10)$$

$$\left. \begin{aligned} & \operatorname{tg} \beta d = \pm \frac{1}{\sqrt{\rho}} \\ & \left. \begin{aligned} & \text{для закороченного шлейфа;} \\ & d \text{ измерено от } U_{\min}. \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (40,11)$$

Эти уравнения получим из уравнений (40,6) и (40,7), если в них положить  $g_{1n}=\rho$  и  $b_{1n}=0$ , так как в минимуме напряжения линия нагружена только активным сопротивлением  $R_\rho/\rho$ .

Аналогичные уравнения могут быть получены и для разомкнутого шлейфа. Сравнение этих уравнений показывает, что когда  $\rho=2,62$ , то могут быть применены как разомкнутый, так и короткозамкнутый шлейфы одинаковой длины. Если  $\rho$  больше 2,62, то самым коротким получится шлейф закороченный: если же  $\rho$  меньше 2,62, то самым коротким будет шлейф разомкнутый. Однако закороченный шлейф предпочтительнее, так как он может быть легче установлен, — закорачивающий его джек, или перемычка, могут быть использованы в качестве механической подпорки.

Закорачивающая перемычка двухпроводного шлейфа обладает индуктивностью, эквивалентной приблизительно индуктивности линии длиной  $D/2$  и нагруженной нулевым импедансом. Следовательно, можно, а иногда это просто и необходимо, уменьшить длину закороченного двухпроводного шлейфа на  $D/2$  по сравнению с длиной, определенной по формулам настоящего параграфа. В случае коаксиальных шлейфов такая поправка не является необходимой.

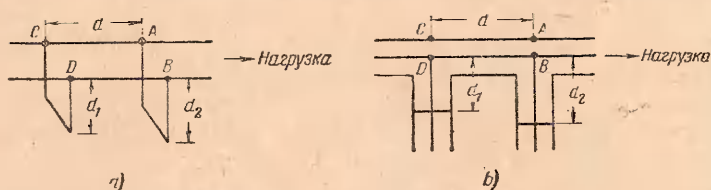
#### 41. Подбор импедансов методом двойных шлейфов.

Хотя метод одиночного шлейфа практически исключительно прост, все же он обладает рядом недостатков. Не всегда можно обеспечить установку шлейфа в надлежащем месте, особенно когда применяется коаксиальный кабель. Равным образом открытый шлейф не всегда легко удлинить. Чтобы обойти эти затруднения, иногда применяют два закороченных шлейфа с регулируемой длиной, но с фиксированным расстоянием между ними.

Нагрузочный импеданс состоит из двух переменных  $X_n$  и  $R_n$ . Чтобы подогнать этот импеданс к линии, необходимо иметь две переменных величины. В случае одиночного шлейфа переменными являются его местоположение и длина. При методе двойного шлейфа расстояние между шлейфами будет

величиной постоянной, а двумя переменными являются их длины. Данное расстояние между шлейфами может не подходить для всех импедансов, но оно всегда может быть так подобрано, чтобы получилась достаточно широкая область импедансов, внутри которой были бы допустимы в определенном пределе некоторые небольшие колебания нагрузки и частоты, которые всегда могут иметь место при данном типе устройства.

Расположение шлейфов показано на фиг. 41,1. Расстояние между ними, равное  $\lambda/2$ , невыгодно, так как он не обеспечивает трансформации импедансов. По некоторым соображениям это расстояние не должно быть и слишком малым.



Фиг. 41,1. Применение двухшлейфового согласующего импеданса при а) двухпроводной линии и б) коаксиальной линии.

Если  $d_2$ —длина закороченного шлейфа около самой „нагрузки“ и  $d_1$ —длина второго закороченного шлейфа на расстоянии  $d$  от первого в сторону от „нагрузки“, то

$$\operatorname{ctg} \beta d_1 = \pm \frac{1}{\sqrt{g_{1n}}} \sqrt{\operatorname{ctg}^2 \beta d - g_{1n} + 1} - \operatorname{ctg} \beta d \quad (41,1)$$

$$\operatorname{ctg} \beta d_2 = \pm \sqrt{g_{1n}} \sqrt{\operatorname{ctg}^2 \beta d - g_{1n} + 1} - \operatorname{ctg} \beta d - b_{1n} \quad (41,2)$$

„Нагрузкой“, которая подгоняется к фидеру, здесь будет вся часть системы вправо от точек А, В (фиг. 41,1) без включения сюда, конечно, шлейфа  $d_2$ ; если эта часть состоит из отрезка линии и антенны или нагрузки, к которым подводится мощность, то входной импеданс или полная проводимость этой части системы и представляет „нагрузочный“ импеданс или полную проводимость, которая должна подставляться в уравнение (40,1) для определения  $g_{1n}$  и  $b_{1n}$ , входящих в соотношения (41,1) и (41,2).

Числа под знаком радикала в уравнениях (41,1) и (41,2) должны быть положительными, а для этого необходимо, чтобы

$$\operatorname{ctg}^2 \beta d - g_{1n} + 1 \geq 0.$$

Следовательно, при данном расстоянии  $d$  между шлейфами наибольшая проводимость на единицу длины, которая может быть согласована с фидером, равна

$$|g_{1n}|_{\max} = 1 + \operatorname{ctg}^2 \beta d. \quad (41,3)$$

Реактивная проводимость „нагрузки“ не налагает никаких ограничений, так как она включается в параллель с реактивной проводимостью шлейфа  $d_2$ . Последняя подбирается так, чтобы обеспечить реактивную проводимость на единицу длины такой, как это требуется уравнением (41,2). За исключением случая максимально допустимого значения  $g_{1н}$  выбор знака  $+$  или  $-$  в уравнениях (41,1) и (41,2) определяет одну из двух возможных комбинаций  $d_1$  и  $d_2$ , влияющих на выбор импеданса. В обоих уравнениях нужно брать одинаковые знаки. Так как в максимуме напряжения фидер нагружен сопротивлением  $\rho R_0$ , величина  $g_{1н}$  которого равна  $\frac{1}{\rho} < 1$ , то устройство из двух шлейфов с некоторым определенным расстоянием между ними всегда может быть осуществлено, если шлейф  $d_2$  располагать в месте максимума напряжения, а расстояние  $d$  отмерять от этого максимума в сторону генератора.

Для случая, когда  $d = \lambda/4$ ,  $\beta d = \pi/2$  или  $90^\circ$ , уравнения (41,1) и (41,2) превращаются в следующие:

$$\operatorname{ctg} \beta d_1 = \pm \frac{1}{\sqrt{g_{1н}}} \sqrt{1 - g_{1н}}, \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \text{при} \quad (41,4)$$

$$\operatorname{ctg} \beta d_2 = \pm \sqrt{g_{1н}} \sqrt{1 - g_{1н}} - b_{1н}, \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} d = \lambda/4. \quad (41,5)$$

Проводимость на единицу длины в направлении к нагрузке в месте подключения шлейфа  $d_2$  должна быть равна или меньше 1.

Если  $d = 3\lambda/8$ ,  $\beta d = 3\pi/2$  или  $135^\circ$ , то  $d_1$  и  $d_2$  определяются уравнениями:

$$\operatorname{ctg} \beta d_1 = \pm \frac{1}{\sqrt{g_{1н}}} \sqrt{2 - g_{1н}} + 1, \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \text{при} \quad (41,6)$$

$$\operatorname{ctg} \beta d_2 = \pm \sqrt{g_{1н}} \sqrt{2 - g_{1н}} + 1 - b_{1н}, \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} d = 3\lambda/8. \quad (41,7)$$

Теперь проводимость на единицу в направлении к нагрузке в месте подключения шлейфа  $d_2$  длины должна быть равна или меньше 2.

Расположение и длину шлейфов возможно определить также и по распределению вдоль фидера стоячих волн до подключения к нему шлейфов. Если, например, шлейф  $d_2$  помещен в максимуме напряжения, то полная проводимость в направлении к нагрузке равна проводимости  $G_0/\rho$ , так что в этой точке  $g_{1н} = 1/\rho$  и  $b_{1н} = 0$ . Тогда при  $d = \lambda/4$

$$\operatorname{ctg} \beta d_1 = \pm \sqrt{\rho - 1}, \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \text{при } d = \lambda/4; \quad (41,8)$$

$$\operatorname{ctg} \beta d_2 = \pm \frac{\sqrt{\rho - 1}}{\rho} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \text{шлейф } d_2 \text{ в } U_{\text{макс}}. \quad (41,9)$$



При  $d = 3\lambda/8$ :

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{ctg} \beta d_1 &= \pm \sqrt{2\rho - 1} + 1, \\ \operatorname{ctg} \beta d_2 &= \pm \frac{\sqrt{2\rho - 1} + 1}{\rho} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{при } d = 3\lambda/8; \\ &\text{шлейф } d_2 \text{ в } U_{\text{макс}}. \end{aligned} \quad \begin{aligned} (41,10) \\ (41,11) \end{aligned}$$

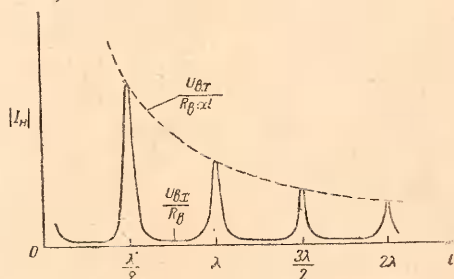
**42. Измерение длины волны.** Резонансные свойства короткозамкнутой линии часто используются для измерения длины волны и, следовательно, частоты. В разделе 22 было показано, что входной импеданс короткозамкнутой линии без потерь равен нулю при длинах линии, кратных полуволне. В действительности этот импеданс конечен, хотя и очень мал и равен в точках, соответствующих полуволнам, приблизительно  $R_{cl}$ . Если такую короткозамкнутую линию связать более или менее слабо с генератором и закорачивающую перемычку передвигать вдоль линии, то при известных ее положениях входной импеданс линии будет очень мал. Поскольку линия фактически связана с резонансным контуром генератора, то она будет оказывать на этот генератор реакцию, обычно в виде определенного уменьшения амплитуды колебаний. Эта реакция может отмечаться по какому-нибудь прибору-индикатору, включенному в колебательный контур генератора, или по уменьшению мощности колебаний, отмечаемой по расположенному вблизи приемнику. Расстояние между двумя соседними положениями закорачивающей линию перемычки, при которых имеет место резонанс, соответствует половине длины волны в линии.

Если это измерение производится с линией из открытых проводов, нужно предусмотреть изолирование неиспользуемой части линии. Изолирование это может быть сделано в виде экрана или в виде второй, дополнительной закорачивающей перемычки, помещенной на неиспользуемой части линии на расстоянии  $\lambda/4$  от первой, главной перемычки. Если применяется коаксиальная линия, закорачивание ее может быть осуществлено при помощи подвижного поршня. Поле закороченной таким образом линии целиком сосредоточено в области вблизи поршня, и потому здесь специальных средств для изолирования линии не требуется.

Другой метод состоит в наблюдении за током, появляющимся в закорачивающей перемычке при передвижении ее вдоль двухпроводной линии (надо предпринять только при этом меры для изолирования неиспользуемой части линии). На фиг. 42,1 нанесены значения тока в закорачивающей перемычке (но не в линии) в функции расстояния между этой перемычкой и генератором. График вычерчен не в масштабе ввиду очень большой разницы между значениями максимума и минимума тока. Ток во всех минимумах практически оди-

наков и равен  $\frac{U_{6x}}{R_6}$ , где  $U_{6x}$  — напряжение, приложенное ко

входным зажимам линии. Минимумы приходятся на четных значениях четвертой волны. На границах полуволновых интервалов ток получает очень острые пики, достигая значений  $U_{6x}/R_6 \alpha l$ ; в точках максимума тока значение  $l$  становится кратным числу полуволн. Острота пиков может быть выражена через их ширину в точках, где мощность уменьшается вдвое, т. е. через ширину в точках, где ток падает до 0,707 его максимального значения. Если через  $d'$  обозна-



Фиг. 42.1. Ток в закорачивающей перемычке в функции расстояния  $l$  между генератором и перемычкой (вычерчено не в масштабе).

чить расстояние от любого пика до какой-либо точки, расположенной вблизи него, где ток падает до 0,707 своего максимального значения, то  $d'$  может быть выражено как

$$d' = \frac{\alpha}{\beta} l,$$

так что относительная ширина пиков фиг. 42,1 равна

$$\frac{2d'}{l} = \frac{2\alpha}{\beta}.$$

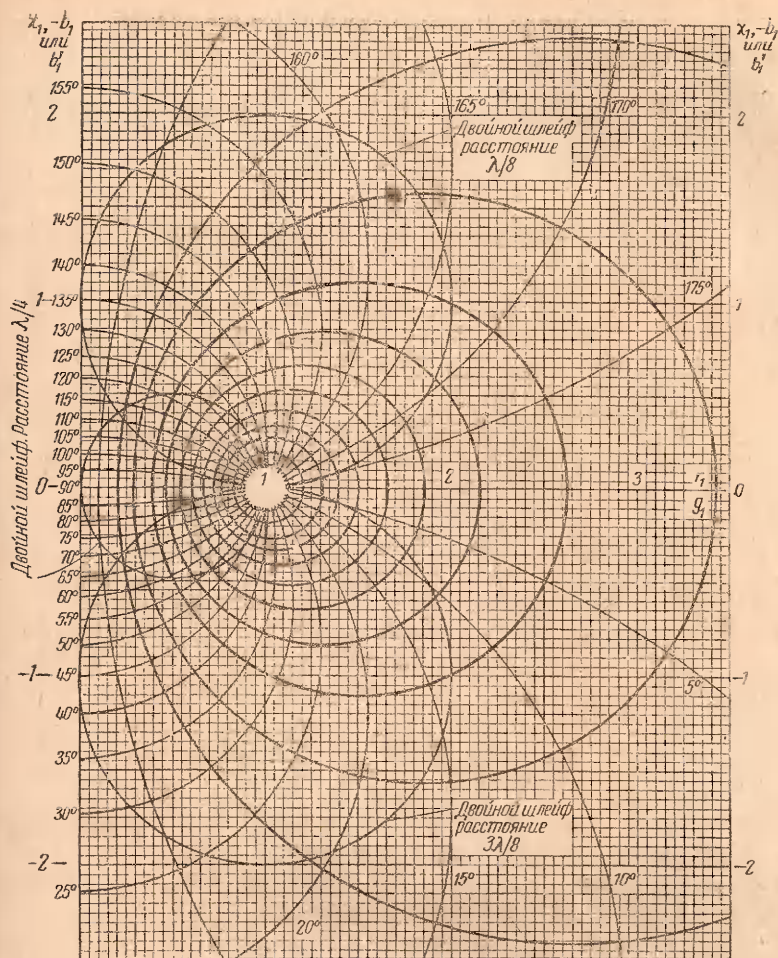
В линиях с малыми потерями, где  $R_1 \ll \omega L_1$  и  $G_1 \ll \omega C_1$ :

$$\frac{2\alpha}{\beta} \approx \frac{R_1}{\omega L_1} + \frac{G_1}{\omega C_1} = \frac{1}{Q}. \quad (42,1)$$

$Q$  для передающих линий может быть очень велико, порядка 1 000, так что положение пиков тока может быть определено точно. При надлежащих технических средствах длина волны может быть измерена с чрезвычайно большой точностью при использовании для этой цели резонирующих линий — коаксиальной или открытой конструкции. Если используется двухпроводная линия, то эти измерения обычно называются измерениями длины волны с помощью Лехеровой системы, так как Лехер был одним из первых, кто исследовал резонансные свойства передающих линий при радиочастотах.

## VI. КРУГОВАЯ ДИАГРАММА

Числовые расчеты при решении задач могут быть часто упрощены или даже вовсе исключены, если пользоваться для этой цели графиками и диаграммами. Точность получаемых результатов зависит от масштаба, в каком вычерчены диа-



Фиг. 43,1. Круговая диаграмма для передающих линий.

граммы, и легкость, с какой может быть сделана по диаграмме нужная интерполяция. График, который будет сейчас описан, состоит из двух семейств кругов и называется „круговой диаграммой“.

**43. Построение круговой диаграммы.** Диаграмма для линии без потерь основана на том, это график  $Z_{вх}$  [уравнение (39,1)] в функции длины линии  $l$  при каком-нибудь заданном значении  $Z_n$  представляет круг. Аналогично и график для  $Y_{вх}$  [уравнение (39,3)] также представляет круг. Для различных значений  $Z_n$  или  $Y_n$  получаются различные круги, охватывающие точку 1,0 на фиг. 43,1.



Все алгебраические манипуляции решения этого вопроса здесь не приводятся, но принципиальная сторона его изложена.

Коэффициент отражения [уравнение (21,1)] включает в себя величину и угол, т. е.

$$|K| = |K| \angle \psi = |K| e^{j\psi}. \quad (43,1)$$

С помощью уравнений (21,2) и (21,4) импеданс  $Z_{ex}$  может быть выражен для  $d=l$  как

$$Z_{ex} = R_e \frac{1 + |K| e^{j\varphi}}{1 - |K| e^{j\varphi}}, \quad (43,2)$$

где  $\varphi = \psi - 2\beta l$ .

Чтобы сделать диаграмму применимой ко всем линиям независимо от  $R_e$ , значения  $Z_{ex}$  выразим через  $R_e$ :

$$\frac{Z_{ex}}{R_e} = r_1 + jx_1, \quad (43,3)$$

где индекс 1 обозначает „единичные“ значения с  $R_e$  в качестве единицы.

Тогда

$$r_1 + jx_1 = \frac{1 + |K| e^{j\varphi}}{1 - |K| e^{j\varphi}}, \quad (43,4)$$

из которого находим:

$$|K| e^{j\varphi} = \frac{r_1 - 1 + jx_1}{r_1 + 1 + jx_1}. \quad (43,5)$$

И правая и левая части уравнения (43,5) представляют комплексные выражения и, следовательно, имеют равные числовые значения и равные углы. Приравнявая друг другу их числовые значения, получим уравнение

$$\left[ r_1 - \frac{1 + |K|^2}{1 - |K|^2} \right]^2 + x_1^2 = \left[ \frac{2|K|}{1 - |K|^2} \right]^2, \quad (43,6)$$

которое представляет собой круг с центром на горизонтальной оси фиг. 43,1, на расстоянии  $\frac{1 + |K|^2}{1 - |K|^2}$  от начала координат, и радиус которого равен  $\frac{2|K|}{1 - |K|^2}$ . Для различных значений  $|K|$  получаем различные круги, охватывающие точку 1,0 на фиг. 43,1. Приравнявая друг другу углы (фактически приравнявая их тангенсы), получаем уравнение

$$r_1^2 + \left( x_1 - \frac{1}{\operatorname{tg} \varphi} \right)^2 = 1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \varphi} = \frac{1}{\sin^2 \varphi}, \quad (43,7)$$

которое представляет собой круг с центром на вертикальной оси на расстоянии  $1/\operatorname{tg} \varphi$  ниже начала координат и радиус



которого равен  $1/\sin \varphi$ . При разных значениях  $\varphi$  получаются круги, проходящие через точку 1,0 фиг. 43,1. При построении диаграммы  $|K|$  предполагается действительным и положительным, а круги постоянного  $\varphi$  отмечаются значением  $\beta l$ , соответствующим  $-\varphi/2$ , которое определяется из уравнения (43,2).

Обратное значение  $Z_{ex}$  равно

$$Y_{ex} = \frac{1}{Z_{ex}} = G_{ex} - jB_{ex},$$

так что проводимость в долях  $G_g$  равна

$$\frac{Y_{ex}}{G_g} = g_1 - jb_1. \quad (43,8)$$

Это представляет обратное выражение уравнений (43,3) и (43,4), так что

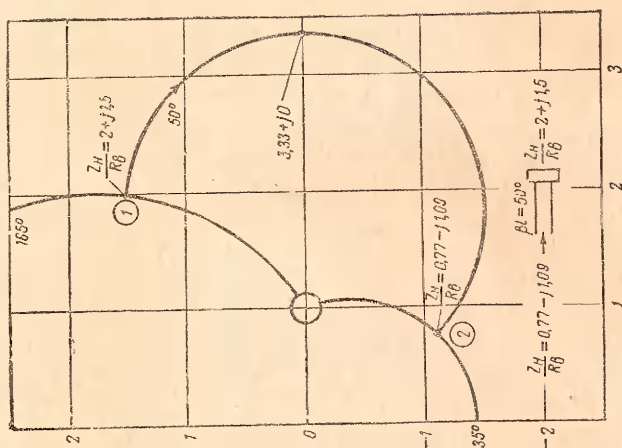
$$\frac{Y_{ex}}{G_g} = g_1 - jb_1 = \frac{1 - |K|e^{j\varphi}}{1 + |K|e^{j\varphi}}. \quad (43,9)$$

Уравнение (43,9) одинаково по форме с уравнением (43,4) и приводит к тому же семейству кругов, определяемых уравнениями (43,6) и (43,7); замена  $r_1$  на  $g_1$  и  $x_1$  на  $-b_1$ ,  $+|K|$  на  $-|K|$  не сказывается на форме ни уравнения (43,6), ни уравнения (43,7).

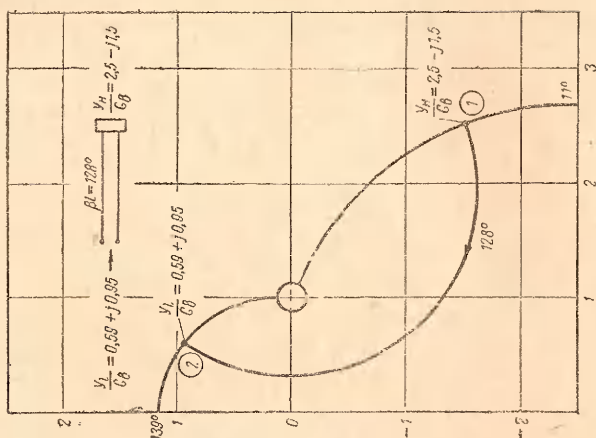
Так как  $Y$  определяется как  $G - jB$ , где  $G = \frac{R}{R^2 + X^2}$  и  $B = \frac{X}{R^2 + X^2}$ , то мнимая часть уравнения (43,9) получает знак минус. Это обозначает, что на круговой диаграмме в вертикальном направлении нужно вместо  $b_1$  откладывать  $-b_1$ , так что  $r_1 + jx_1$  откладывается так же, как  $g_1 + j(-b_1)$ , и диаграмма может быть использована для тех же числовых значений, нанесенных по осям координат диаграммы.

**44. Входной импеданс.** Чтобы определить с помощью диаграммы входной импеданс линии с конечным  $Z_n$ , поступаем следующим образом. Сначала определяем  $Z_n/R_g$ . Находим на диаграмме точку с координатами  $r_1 + jx_1$ , соответствующими  $Z_n/R_g$ , и передвигаемся по часовой стрелке по  $K$ -кругу, проходящему через эту точку, на угол  $\beta l$ , определяемый  $\varphi$ -кругом (возможно, понадобится интерполяция). Отсчитываем координаты, соответствующие этой второй точке. Тогда  $Z_{ex} = R_g(r_1 + jx_1)$ , где  $r_1$  и  $x_1$  — новые координаты этой второй точки.

**Пример.** Пусть  $R_g = 500$  ом.  $Z_n = 1000 + j750$  и  $\beta l = 50^\circ$ . Тогда  $Z_n/R_g = 2 + j1,5$ . Находим на диаграмме эту точку (фиг. 44,1), она лежит на  $\varphi$ -круге, обозначенном  $165^\circ$ . Прибавляя  $50^\circ$  к  $165^\circ$ , получаем  $215^\circ$ , которые на диаграмме эквивалентны  $215^\circ - 180^\circ = 35^\circ$ . (Всякое чис-



Фиг. 44.1. Определение входного импеданса передающей линии с помощью круговой диаграммы.



Фиг. 45.1. Определение с помощью круговой диаграммы полной входной проводимости линии.

ло, кратное  $180^\circ$ , может быть прибавлено или вычтено, так как картина стоячих волн на линии без потерь и соответствующее изменение импеданса повторяются каждые полволны). Идя по  $K$ -кругу, который проходит через первую точку  $2 + j1.5$ , до встречи с кругом, соответствующим  $35^\circ$ , получаем координаты второй точки, которая в данном случае определяется как  $0.77 - j1.09$ .

Тогда

$$Z_{ex} = 500 (0.77 - j1.09) = 385 - j545.$$

$K$ -круг в этом примере пересекает ось  $r_1$  в точке  $3.33 + j0$ . Если линию нагрузить импедансом  $Z_H = (3.33 + j0) R_0$  и длиной  $165^\circ$ , то  $Z_{ex}$  будет равно  $(2 + j1.5) R_0$ . Следовательно, нагрузочный импеданс предыдущего параграфа эквивалентен длине линии, соответствующей  $\beta l = 165^\circ$  и нагруженной сопротивлением  $3.33 R_0$ , т. е. это означает, что  $165^\circ$  относится к  $\varphi$ -кругу, проходящему через первую точку задачи. Коэффициент стоячей волны определяется пересечением  $K$ -круга с осью действительных значений, которые лежат вправо от точки 1,0. В нашем примере  $\rho = 3.33$ .

Расчет по формуле (39,1) дает для  $Z_{ex}$  значение  $Z_{ex} = 382 - j 547$ . Пользование приведенной диаграммой дает, как видим, значительную экономию времени.

**45. Входная проводимость.** Полная входная проводимость может быть получена методом, практически идентичным с изложенным в разделе 44, так как уравнение проводимости (39,3) имеет такую же форму, как и уравнение импеданса (39,1). Общая проводимость нагрузки должна быть известна или вычислена по ее импедансу. Сначала определяем  $Y_n/R_g$  или  $R_g/Z_n$  и выражаем результат в форме уравнения  $g_1 + j(-b_1)$ . На диаграмме фиг. 43,1 находят точку с абсциссой  $g_1$  и ординатой  $(-b_1)$ . Затем двигаются по  $K$ -кругу по стрелке часов на угол  $\beta l$ , определяемый  $\varphi$ -окружностью, и определяют координаты, соответствующие этой второй точке. Тогда  $Y_{ex} = (g_1 - jb_1) G_g$  или  $\frac{g_1 - jb_1}{R_g}$ , где  $g_1$  и  $(-b_1)$  — найденные на диаграмме значения. Точка в верхней половине диаграммы соответствует емкостной проводимости, в нижней — индуктивной проводимости.

**Пример.** Пусть  $Y_n = (5 - j3) \cdot 10^{-3}$ ,  $R_g = 500$  и  $\beta l = 128$ . Тогда  $Y_n/G_g = 2,5 - j1,5$ . Эта точка соответствует индуктивной проводимости и потому находится в нижней половине диаграммы. Находим на диаграмме точку, лежащую вправо от начала на 2,5 единицы и вниз — на 1,5 единицы (фиг. 45,1). Угол  $\varphi$ -круга, проходящего через эту точку, равен  $11^\circ$  (интерполяция). Сумма  $11^\circ + 128^\circ$  равна  $139^\circ$ . Идем по  $K$ -кругу, проходящему через первую точку, до пересечения с  $\varphi$ -кругом, соответствующим  $139^\circ$ . Эта вторая точка пересечения лежит на 0,6 единиц вправо от начала и на 0,95 вверх от начала. Тогда  $Y_{ex} = (0,6 + j0,95) G_g = (1,2 + j1,9) \cdot 10^{-3}$  м.

**46. Входной импеданс разомкнутой линии.** Разомкнутая линия имеет на конце бесконечно большой импеданс, и  $K$ -круг, соответствующий  $Z_n/R_g$ , имеет бесконечно большой радиус. Из построения диаграммы видно, что когда радиус  $K$ -круга увеличивается, окружности все ближе подходят к левому краю диаграммы. В пределе, когда радиус становится бесконечно большим, левый край диаграммы соответствует  $K$ -кругу разомкнутой цепи. Каждая точка левого края диаграммы связана с углом, соответствующим  $\varphi$ -кругу и координате  $x_1$ . Значение  $jx_1$  равно  $Z_{ex}/R_g$  разомкнутой линии, у которой  $\beta l$  равно углу  $\varphi$ -круга, проходящего через точку  $O$ ,  $x_1$  на левом крае диаграммы.

**Пример.** Чтобы определить импеданс разомкнутой линии длиной  $0,1 \lambda$ , имеющей  $R_g = 72$  ом, находим на левом крае фиг. 43,1 точку, соответствующую  $0,1$  ( $360^\circ$ ) =  $36^\circ$ . Ордината этой точки равна  $-1,38$ . Следовательно,  $Z_{ex} = (-j1,38) R_g = -j99$  ом.

**47. Проводимость короткозамкнутой линии.** Короткозамкнутая линия заканчивается бесконечной проводимостью. Радиус соответствующего  $K$ -круга равен, как и в разделе 46,

бесконечности. Часть круга, изображенного на диаграмме, представляет собою только ту часть, которая совпадает с левым краем диаграммы.

**Пример.** Чтобы определить полную входную проводимость короткозамкнутой линии, у которой  $R_e$  равно 250 ом и длина которой равна 0,42  $\lambda$ , находим на диаграмме фиг. 43,1 у левого края ее точку, соответствующую 0,42 ( $360^\circ$ ) =  $151^\circ$ . Значение  $-b_1$ , связанное с этой точкой, равно 1,80. Тогда  $\frac{Y_{ex}}{G_e} = g_1 + j(-b_1) = 0 + j1,80$  и  $Y_{ex} = +j \frac{1,80}{R_e} = +j7,2 \cdot 10^{-3}$  мо. Другой путь решения следующий. Ордината, соответствующая точке  $151^\circ$ , равна +1,80. Тогда  $\frac{Y_{ex}}{G_e} = +j1,80$ , откуда  $Y_{ex} = +j \frac{1,80}{R_e} = +j7,2 \cdot 10^{-3}$  мо.

**48. Импедансы и полные проводимости.** Приведенная выше диаграмма может быть использована для нахождения обратного значения комплексного числа и, следовательно, для определения  $Y = 1/Z$  или  $Z = 1/Y$ . Доказательство этого основывается на трансформирующих свойствах линии длиной в четверть волны. Для такой линии ( $\beta l = 90^\circ$ ) имеем

$$Z_{ex} = \frac{R_e^2}{Z_n}.$$

Деля обе части этого уравнения на  $R_e$  и заменяя  $1/Z_e$  через  $Y_e$  и  $R_e$  через  $1/G_e$ , получим:

$$\frac{Z_{ex}}{R_e} = \frac{Y_n}{G_e} \quad (\text{при } \beta l = 90^\circ). \quad (48,1)$$

Для расчетных целей можно  $R_e$  задавать какое-нибудь подходящее значение.

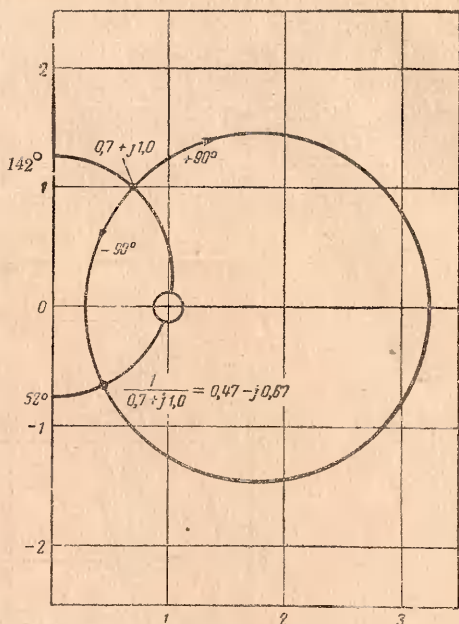
Процедура нахождения  $Y = \frac{1}{Z}$  состоит в следующем. Разделим  $Z$  на какое-нибудь подходящее действительное число  $R$  так, чтобы частное определяло точку, лежащую в пределах диаграммы. Эта точка будет соответствовать левой части уравнения (48,1). Находим эту точку на диаграмме и проходим по соответствующему  $K$ -кругу на угол  $90^\circ$  (обозначенный  $\psi$ -кругом) до получения второй точки. Эта вторая точка обозначает комплексное число  $g_1 - jb_1$ , которое соответствует правой части уравнения (48,1). Тогда  $Y = \frac{g_1 - jb_1}{R_e}$ .

**Пример.** Чтобы найти полную проводимость импеданса  $Z = 210 + j300$  ом, делим  $Z$  на какое-нибудь значение  $R_e$ , например 300; тогда  $Z/300 = 0,7 + j1,0$ . Находим на диаграмме точку, лежащую вправо от начала на 0,7 единиц и вверх—на 1,0 единиц (фиг. 48,1). Это соответствует



$\varphi = 142^\circ$ . Идем по  $K$ -кругу, проходящему через эту точку, до  $\varphi$ -круга, угол которого  $142^\circ \pm 90^\circ = 52^\circ$ . Этой второй точке соответствует 0,47 единиц вправо от начала и 0,67 единиц вниз от начала. Тогда из уравнения (48,1) получим:  $g_1 - j b_1 = 0,47 - j 0,67 = Y/G_s$ . Искомое  $Y$  равно  $Y = \frac{0,47 - j 0,67}{300} = (1,57 - j 223) \times 10^{-3} \text{ МО.}$

Следствием обратного соотношения (48,1) является то, что, например,  $K$ -круг, проходящий через точку  $2 + j 0$ , проходит через обратную точку  $\frac{1}{2} + j 0$ ;  $K$ -круг, проходящий через точку  $3 + j 0$ , проходит через точку  $\frac{1}{3} + j 0$ , и т. д. Этот принцип иногда оказывается полезным при определении положения искомого  $K$ -круга в диапазоне, в котором линии на диаграмме по необходимости сильно сгущены.



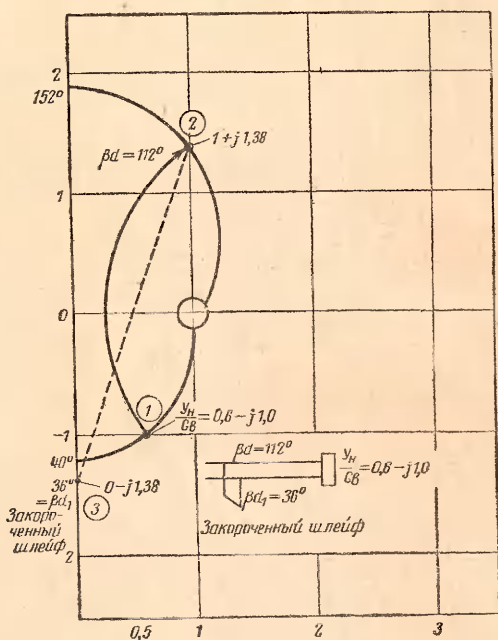
Фиг. 48,1. Графическое определение обратной величины комплексного выражения.

#### 49. Одиночные шлейфы.

В точке, где шлейф подключен к передающей линии, последняя нагружена комбинированным сопротивлением самого шлейфа в параллель с частью линии, подключенной к нагрузке или антенне. Так как проводимости параллельных ветвей можно складывать, то графическое решение этого вопроса выполняется на диаграмме проводимостей.

Пусть  $Y_n$  — комплексная проводимость нагрузки или антенны и  $G_s$  — характеристическая проводимость линии. Возьмем на диаграмме фиг. 43,1 точку с координатами  $Y_n/G_s$ . Отметим угол  $\varphi$ -круга, проходящего через эту точку, — первую точку в искомом решении. Далее идем по  $K$ -кругу, проходящему через эту точку, двигаясь по стрелке часов до пересечения  $K$ -круга с вертикальной линией на диаграмме, отмечающей место всех точек, горизонтальные координаты которых равны единице. Замечаем угол  $\varphi$ -круга, проходящего через эту точку пересечения, которую мы назовем второй точкой. Полный угол „полного поворота“ в направлении стрелки часов от первой точки до второй соответствует значению  $2d$ , где  $d$  — расстояние между нагрузкой и шлейфом. Следующим шагом является определение положения третьей точки

на левом крае диаграммы, вертикальная координата которой равна противоположному значению вертикальной координаты второй точки. Угол  $\varphi$ -круга, проходящего через эту третью точку, определяет значение  $\beta d_1$ , где  $d_1$  — длина закороченного шлейфа, удовлетворяющего искомому согласующему импедансу<sup>1</sup>. Если найденное по диаграмме значение  $\beta d_1$  больше  $90^\circ$ , то закороченный шлейф может быть заменен разомкнутым шлейфом, более коротким на четверть длины волны.



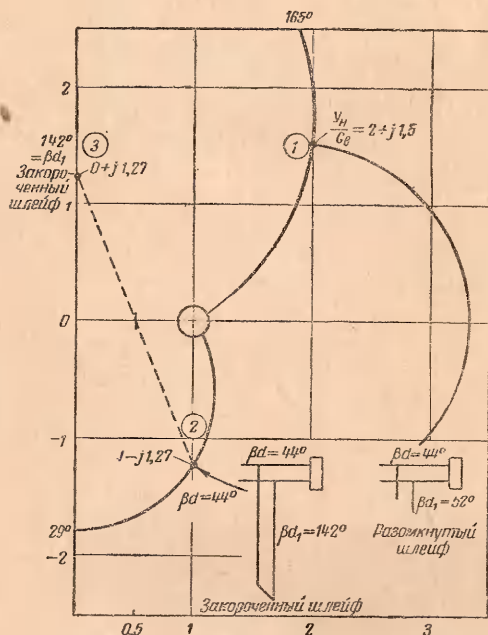
Фиг. 49,1. Графический расчет закороченного согласующего шлейфа.

При выполнении указанной процедуры комплексное число, соответствующее второй точке, равно значению  $Y/G_0$  линии между нагрузкой и точкой расположения шлейфа, т. е. в направлении к зажимам  $A, B$  фиг. 40,1 и 40,2 от места подключения  $C, D$ . Комплексное число, соответствующее третьей точке, является значение  $Y/G_0$  в направлении самого шлейфа в месте его подключения  $C, D$ . Сумма этих двух комплексных чисел равна  $1 + j0$ ; следовательно, сумма проводимостей в месте

<sup>1</sup> В случае двухпроводных линий иногда может оказаться желательным вычесть  $D/2$  из найденного графически значения  $d_1$ , чтобы скорректировать индуктивность закорачивающей шлейф перемычки.

подключения равна  $G_e(1+j0)$ , и фидер заканчивается в месте соединения со шлейфом его характеристической проводимостью.

Некоторые числовые примеры приведены ниже. Из них и из изложенного выше следует, что если применяются шлейфы длиной меньше  $\lambda/4$ , то закороченный шлейф длиной меньше, чем  $\lambda/4$ , может быть помещен к нагрузке ближе, чем всякий другой шлейф, если действительная часть выражения  $Y_n/G_e$  меньше единицы.



Фиг. 49,2. Графический расчет разомкнутого согласующего шлейфа.

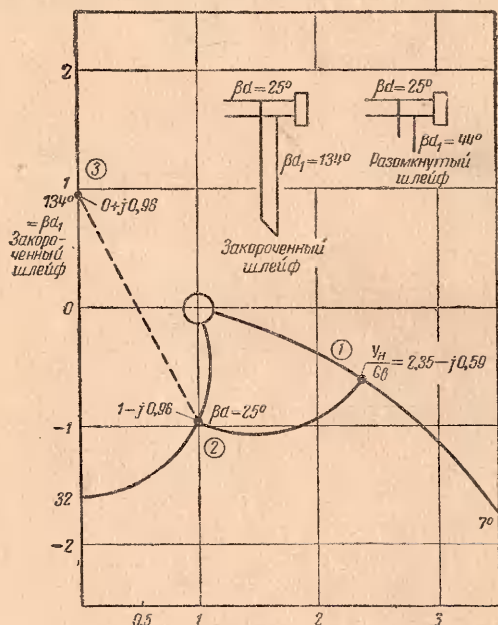
Аналогично, когда действительная часть  $Y_n/G_e$  больше 1, разомкнутый шлейф может быть помещен ближе к нагрузке, чем любой другой шлейф.

**Пример,** относящийся к закороченному шлейфу. Пусть  $Y_n/G_e = 0,6 - j1,0$  и  $\lambda = 1$  м. Возьмем на диаграмме точку, лежащую от начала вправо на 0,6 единицы и вниз на 1,0 единицу (фиг. 49,1). Угол  $\varphi$ -круга равен  $40^\circ$ . Проходим по  $K$ -кругу через первую точку по стрелке часов до пересечения с вертикальной линией, проходящей через точку 1,0. Это пересечение имеет координаты 1 и  $+1,38$ , связанные с  $\varphi$ -кругом, соответствующим углу  $152^\circ$ . Тогда угол  $\beta d$  равен  $152^\circ - 40^\circ = 112^\circ$ . Координаты третьей точки 0,  $-1,38$ ; угол, соответствующий этому  $\varphi$ -кругу

гу, равен  $36^\circ$ . Тогда для закороченного шлейфа  $\beta d_1 = 36^\circ$ . Так как  $\lambda = 100$  см, то

$$d = \frac{112^\circ}{360^\circ} 100 = 31,1 \text{ см}; d_1 = \frac{36^\circ}{360^\circ} 100 = 10 \text{ см}.$$

**Пример,** относящийся к разомкнутому шлейфу. Пусть импеданс нагрузки равен  $Z_H = 160 - j120$  и характеристическое сопротивление фидера  $R_0 = 500$  ом. Тогда  $Y_H/G_0 = R_0/Z_H = 2 + j1,5$ . Возьмем на диаграмме точку, лежащую от начала на 2 деления вправо и на 1,5 деления вниз (фиг. 49,2). Это будет первая точка, и угол соответствующего  $\varphi$ -круга равен  $165^\circ$ . Двигаемся по стрелке часов по  $K$ -кругу, проходящему через первую точку, до пересечения с вертикальной линией, проходящей через точку 1,0. Эта вторая точка пересечения имеет координаты



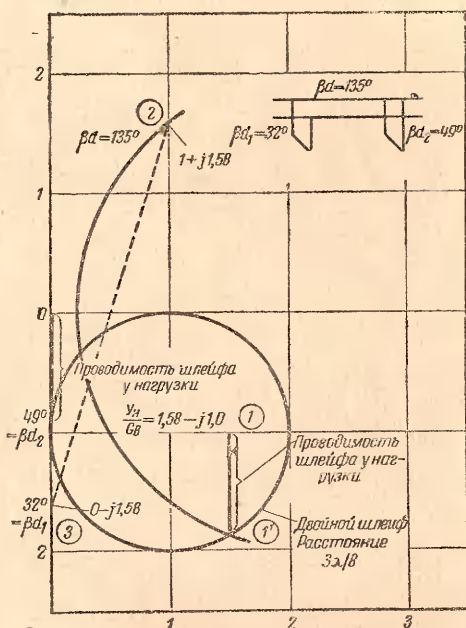
Фиг. 49.3. Графический расчет разомкнутого согласующего шлейфа.

1, — 1,27, и связанный с ним круг  $\varphi$  имеет угол, равный  $29^\circ$ . Тогда угол „полного поворота“ при прохождении от первой точки до второй равен  $15^\circ + 29^\circ$  (т. е. от  $165^\circ$  до  $180^\circ$  и затем от  $0^\circ$  до  $29^\circ$ ), так что  $\beta d = 44^\circ$ . Следующий шаг — находим третью точку, которая лежит на левом краю диаграммы и имеет вертикальную координату, противоположную координате второй точки, т. е. имеет координаты  $0, +1,27$ , и угол, связанный с ее  $\varphi$ -кругом, равен  $142^\circ$ . Тогда для закороченного шлейфа  $\beta d_1 = 142^\circ$  или  $142^\circ - 90^\circ = 52^\circ$  для разомкнутого шлейфа. Если длина волны  $\lambda$  равна 50 см, то для разомкнутого шлейфа

$$d = \frac{44^\circ}{360^\circ} 50 = 6,1 \text{ см}; d_1 = \frac{52^\circ}{360^\circ} 50 = 7,2 \text{ см},$$



Для другого примера возьмем  $R_g = 200 \text{ ом}$ ,  $Z_H = 80 + j20 \text{ ом}$  и  $\lambda = 60 \text{ см}$ . Тогда  $Y_H/G_g = R_g/Z_H = 2,35 - j0,59$ . Берем на диаграмме точку от начала вправо на 2,35 единиц и вниз — на 0,59 единиц (фиг. 49,3).  $\varphi$ -круг, проходящий через эту точку, соответствует  $7^\circ$ . Двигаемся по  $K$ -кругу по стрелке часов до пересечения с вертикальной линией, проходящей через точку 1,0. Координата этой второй точки 1, — 0,96; связанный с этой точкой  $\varphi$ -круг имеет угол  $32^\circ$ . Тогда угол „полного поворота“ равен  $32^\circ - 7^\circ = 25^\circ$ , т. е.  $\beta d = 25^\circ$ . Третья точка имеет координаты 0, + 0,96; связанный с этой точкой  $\varphi$ -круг имеет угол  $134^\circ$ , соответствующий



Фиг. 50,1. Графический расчет двойных согласующих шлейфов.

щий  $\beta d_1$  закороченного шлейфа. Тогда  $\beta d_1$  для эквивалентного разомкнутого шлейфа равен  $134^\circ - 90^\circ = 44^\circ$ , откуда

$$d = \frac{25^\circ}{360^\circ} 60 = 4,2 \text{ см}; \quad d_1 = \frac{44^\circ}{360^\circ} 60 = 7,3 \text{ см}.$$

**50. Двойные шлейфы.** В случае двойных шлейфов (фиг. 41,1) комбинированная полная проводимость нагрузки и шлейфа  $d_2$  трансформируется отрезком  $d$  линии в проводимость, равную единице на единицу длины. Геометрическое место трансформированной этим способом проводимости на единицу длины  $y_1 = g_1 - jb_1$  определяется уравнением

$$\left(g_1 - \frac{1}{2 \sin^2 \beta d}\right)^2 + \left(b_1 + \operatorname{ctg} \beta d\right)^2 = \left(\frac{1}{2 \sin^2 \beta d}\right)^2, \quad (50,1)$$

представляющим собою круг радиуса  $\frac{1}{2 \sin^2 \beta d}$  с центром в точках

$$g_1 = \frac{1}{2 \sin^2 \beta d} \text{ и } -b_1 = \operatorname{ctg} \beta d.$$

Геометрические места кругов для  $d = \lambda/8$ ,  $\lambda/4$  и  $3\lambda/8$  даны на фиг. 43,1.

**Пример.** Пусть  $Y_n/G_0 = 1,5 - j1,0$  и  $d = 3\lambda/8$ . Сначала прибавляем полную проводимость для закороченного шлейфа длиной  $d_2$ , чтобы комбинированная проводимость на единицу пришлась бы на геометрическое место, обозначенное „Двойной шлейф, расстояние  $3\lambda/8$ “. Пусть она определяется прочерчиванием вертикальной линии из точки  $I$  с координатами  $1,5 - j1,0$  до точки  $I'$  с координатами  $1,5 - j1,87$  (фиг. 50,1). Добавляемая проводимость будет равна  $-j0,87 G_0$ , которая соответствует закороченному шлейфу в  $49^\circ$ , т. е.  $\beta d_2 = 49^\circ$ . А дальше решение проводится совершенно так же, как и в случае одиночного шлейфа с  $\beta d = 135^\circ$ . Точка 2 соответствует единичной проводимости  $1 + j1,58$ , так что проводимость шлейфа  $d_1$  должна быть  $-j1,58 G_0$ , как и для одиночного шлейфа фиг. 49,1. Это соответствует закороченному шлейфу в  $32^\circ$ , т. е.  $\beta d = 32^\circ$ .

## VII. ОБЩИЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЙ

**51. Гиперболическая форма.** Более общая трактовка передающих линий требует, чтобы были учтены потери в линии. Тогда  $Z_0$ , определяемое уравнением (8,1), в общем случае не является чисто активным, и постоянная распространения  $\gamma$ , определяемая уравнением (7,1), имеет действительную часть конечной величины. Однако во многих случаях потери настолько малы, что  $Z_0$  является почти чисто активным сопротивлением и приближения, сделанные в разделе 14, вполне допустимы.

Когда  $\frac{L_1}{R_1} = \frac{C_1}{G_1}$  — условие, не достижимое в практике, исключая некоторых специально сконструированных телефонных линий,  $Z_0$  — чисто активная величина,  $\alpha$  — постоянно и  $\beta$  — пропорционально частоте. Такая линия не вызывает фазовых или частотных искажений при передаче сигналов и называется линией без искажений.

Наличие потерь в линии вызывает укорачивание длины волны и уменьшение фазовой скорости по сравнению с идеальной линией без потерь. Обычно  $g_1$  меньше по сравнению с  $\omega C_1$ , чем  $R_1$  по сравнению с  $\omega L_1$ , так что характеристический импеданс носит в большинстве случаев емкостный характер.

Решения уравнений (6,7) и (6,8) в общем случае имеют вид:

$$U = A \operatorname{ch} \gamma x + B \operatorname{sh} \gamma x,$$

$$I = C \operatorname{ch} \gamma x + D \operatorname{sh} \gamma x.$$

Выражая эти уравнения через эффективные значения напряжения и тока на входе линии, получаем:

$$U = U_{ex} \operatorname{ch} \gamma x - I_{ex} Z_e \operatorname{sh} \gamma x, \quad (51,1)$$

$$I = I_{ex} \operatorname{ch} \gamma x - \frac{U_{ex}}{Z_e} \operatorname{sh} \gamma x, \quad (51,2)$$

а выражая их через напряжение и ток на нагрузочном конце линии, получаем:

$$U = U_n \operatorname{ch} \gamma d + I_n Z_e \operatorname{sh} \gamma d, \quad (51,3)$$

$$I = I_n \operatorname{ch} \gamma d + \frac{U_n}{Z_e} \operatorname{sh} \gamma d. \quad (51,4)$$

Входной импеданс  $Z_{ex}$  равен:

$$Z_{ex} = Z_e \frac{Z_n + Z_e \operatorname{th} \gamma l}{Z_n + Z_e \operatorname{th} \gamma l}, \quad (51,5)$$

где  $U_{ex}$  и  $I_{ex}$  могут быть определены из уравнений (18,19) и (18,20).

**52. Падающая и отраженная волны.** Уравнение (6,9) может быть объяснено также при помощи падающей и отраженной волны, причем обе они будут затухающими. Выражая его через  $U_n$ , можем написать:

$$U = U_n^+ e^{+\gamma d} + U_n^- e^{-\gamma d},$$

где<sup>1</sup>

$$K = \frac{U_n^-}{U_n^+} = \frac{Z_n - Z_e}{Z_n + Z_e},$$

так что

$$U_n^+ = \frac{U_n}{2} \frac{Z_n + Z_e}{Z_n} = \frac{I_n}{2} (Z_n + Z_e),$$

$$U_n^- = \frac{U_n}{2} \frac{Z_n - Z_e}{Z_n} = \frac{I_n}{2} (Z_n - Z_e).$$

Аналогично

$$I = I_n^+ e^{+\gamma d} + I_n^- e^{-\gamma d},$$

где

$$\frac{I_n^-}{I_n^+} = -K.$$

<sup>1</sup> При некоторых условиях, т. е.  $Z_e$  — слегка емкостном и  $Z_n$  — чисто индуктивном, возможно, что  $|K|$  будет больше 1.

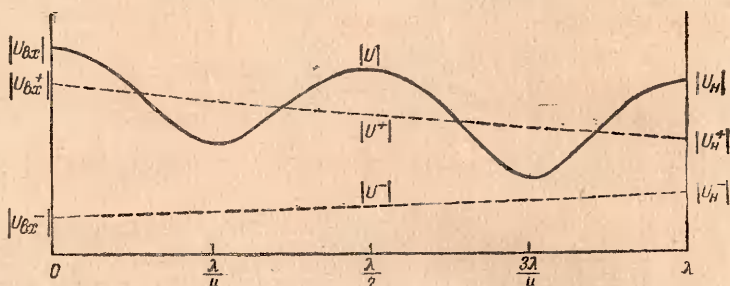
Кроме того,

$$I_N^+ = \frac{I_N Z_N + Z_0}{2 Z_0} = \frac{U_N^+}{Z_0}$$

и

$$I_N^- = -\frac{I_N Z_N - Z_0}{2 Z_0} = -\frac{U_N^-}{Z_0}.$$

Величина падающей волны уменьшается по направлению к  $Z_N$ , а величина отраженной волны затухает в направлении к  $Z_{0x}$ . На фиг. 52,1 показано изменение величины напряжения и его падающей и отраженной компонент по линии длиной в одну волну, обладающей значительным рассеянием энергии.



Фиг. 52,1. Значения напряжений на передающей линии, длиной в одну длину волны, имеющей постоянное затухание в 3,8 дБ на длину волны ( $\alpha\lambda = 0,44$  непера) и нагруженной на  $Z_N = 3,1 Z_0$ .

**53. Закороченная и разомкнутая линии.** При закороченной линии  $U_N = 0$  и уравнения (51,3) и (51,4) принимают вид:

$$U = I_N Z_0 \operatorname{sh} \gamma d, \quad (53,1)$$

$$I = I_N \operatorname{ch} \gamma d \quad (53,2)$$

и

$$Z_{0x} = Z_0 \operatorname{th} \gamma l. \quad (53,3)$$

Кривые распределения тока и напряжения в данном случае похожи на кривые, показанные на фиг. 22,5, за исключением того, что здесь высота максимума увеличивается, когда  $d$  увеличивается, и минимум не равен нулю, а имеет конечное значение, и также увеличивается с увеличением  $d$ .

Когда полное затухание  $\alpha l$  линии меньше, чем 0,15 непера или 1,3 дБ, то  $\operatorname{ch} \alpha d \approx 1$  и  $\operatorname{sh} \alpha d \approx \alpha d$ .

Тогда

$$\operatorname{ch} \gamma d \approx \cos \beta d + j \alpha d \sin \beta d,$$

$$\operatorname{sh} \gamma d \approx \alpha d \cos \beta d + j \sin \beta d.$$



Если длина линии выражена через длину волны, т. е.  $l = n\lambda$ , где  $n$  — положительное число, не обязательно целое, то  $al = an\lambda = an\left(\frac{2\pi}{\beta}\right)$ . Эти допущения верны, когда  $an\frac{2\pi}{\beta} \ll 0,15$  или  $n \ll \frac{0,15}{\pi} \frac{\beta}{2\alpha} \approx \frac{Q}{20}$ , т. е. когда длина линии меньше, чем  $Q/20$ .

Для такой линии напряжение и ток изменяются по величине, как показано на фиг. 53,1. Максимумы в действительности не изменяются, но минимумы увеличиваются заметно.

Для разомкнутой цепи  $I_n = 0$  и

$$U = U_n \operatorname{ch} \gamma d, \quad (53,4)$$

$$I = \frac{U_n}{Z_e} \operatorname{sh} \gamma d, \quad (53,5)$$

$$Z_{ex} = Z_e \operatorname{cth} \gamma l. \quad (53,6)$$

Таким образом, в данном случае кривые тока и напряжения меняются местами, как и в случае линии без потерь.

**54. Линия, нагруженная конечным импедансом.** Когда потери в нагрузке велики по сравнению с потерями в самой линии, то распределение тока и напряжения напоминает таковое на линии без потерь, но высоты максимумов и минимумов увеличиваются по мере увеличения расстояния от нагрузки. Чем длиннее линия, тем меньше — при данном значении  $Z_n$  — отраженная компонента на входном конце линии. Следовательно, изменения по величине  $U$  и  $I$  на входном конце линии меньше, чем на приемном (нагрузочном) конце (см., например, фиг. 52,1).

Круговая диаграмма фиг. 43,1 может быть также использована и в случае линий с потерями. Кенелли показал, что если комплексный гиперболический угол  $\theta$  определяется через

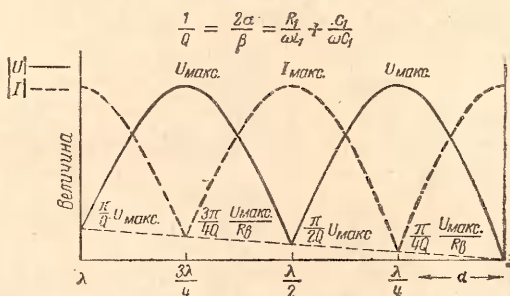
$$\operatorname{th} \theta = \frac{Z_n}{Z_e}, \quad (54,1)$$

то уравнение (51,5) можно представить в виде

$$Z_{ex} = Z_n \operatorname{th} (\gamma l + \theta). \quad (54,2)$$

Аналогично, если комплексный гиперболический угол  $(A_n + j\Phi_n)$  определяется через

$$\frac{Z_n}{Z_e} = \operatorname{cth} (A_n + j\Phi_n), \quad (54,3)$$



Фиг. 53,1. Величины тока и напряжения' на закороченной линии с полным затуханием  $\alpha l$ , меньшим 0,1 непера.

то

$$Z_{ex} = Z_0 \cdot \text{cth}(\gamma l + A_n + j\Phi_n) \quad (54,4)$$

или

$$r_1 + jx_1 = \frac{Z_{ex}}{Z_0} = \text{cth}[\alpha l + A_n + j(\beta l + \Phi_n)] = \text{cth}(A + j\Phi), \quad (54,5)$$

где  $A$  может быть определено как комбинированный коэффициент затухания и  $\Phi$  — комбинированный фазовый коэффициент линии и нагрузки. Если на комплексной плоскости  $r_1, x_1$  построить уравнение (54,5), то получится ортогональное семейство кругов (фиг. 26,1, глава III). Кривые постоянного коэффициента затухания  $A = A_n + \alpha l$  составляют семейство кругов, охватывающих точку 1,0. Кривые постоянного фазового коэффициента  $\Phi = \Phi_n + \beta l$  образуют семейство кругов, проходящих через точку 1,0. Значения  $A$  в неперлах и значения  $\Phi$  в градусах показаны на фиг. 26,1 глава III<sup>1</sup>.

**Пример.** Пусть  $Z_n/Z_0 = 3 + j3,25$ ,  $l = 0,6 \lambda$ ,  $\alpha l = 0,1$  непер. Требуется найти входной импеданс. Сначала находим на диаграмме точку, соответствующую  $Z_n/Z_0$ . В этой точке  $A_n = 0,15$  и  $\Phi_n = 170,5^\circ$ . Так как  $l = 0,6 \lambda$ , то  $\beta l = 216^\circ$ . Тогда точка на диаграмме, обозначенная  $Z_n/Z_0$ , является точкой определяемой соотношениями:

$$A = 0,15 + 0,1 = 0,25, \quad \Phi = 216^\circ + 170,5^\circ = 3^\circ 6,5^\circ, \text{ или } 26,5^\circ.$$

Координаты  $r_1$  и  $x_1$  этой точки суть  $1 - j1,55$ , величина  $Z_{ex}/Z_0 = 1,0 - j1,55$ .

**55. Коэффициент полезного действия (к. п. д.).** Когда линия с потерями нагружена сопротивлением  $Z_0 = R_0 + jX_0$ ,

$$\text{то} \quad |I_n| = |I_{ex}| e^{-\alpha l}, \quad (55,1)$$

так что к. п. д.  $\eta$  определяется уравнением

$$\eta = \frac{P_n}{P_{ex}} = \frac{|I_n|^2 R_0}{|I_{ex}|^2 R_0} = e^{-2\alpha l}. \quad (55,2)$$

Для общего случая простой и точной формулы для к. п. д. не имеется. Входной и выходной токи могут быть вычислены из уравнений раздела 51, полагая  $x = l$  в уравнениях (51,1) и (51,2) или  $d = l$  в уравнениях (51,3) и (51,4). Пользуясь уравнениями (51,3) и (51,4):

$$U_{ex} = U_n \text{ch } \gamma l + I_n Z_0 \text{sh } \gamma l, \quad (55,3)$$

$$I_{ex} = I_n \text{ch } \gamma l + \frac{U_n}{Z_0} \text{sh } \gamma l, \quad (55,4)$$

<sup>1</sup> Круги постоянного  $|K|$  или постоянного коэффициента стоячих волн на фиг. 43,1 соответствуют кругам постоянной  $A$  фиг. 26,1; глава III. На фиг. 43,1 главы I не помеченные  $A$  круги суть 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0; 1,2; 1,4 по порядку слева направо от их пересечения с осью действительных значений между началом и точкой 1,0.

можно написать:

$$\eta = \frac{P_n}{P_{ex}} = \frac{Re [U_n I_n^*]}{Re [U_{ex} I_{ex}^*]}, \quad (55,5)$$

где  $Re$  обозначает только действительную часть этого произведения и  $I_n^*$  и  $I_{ex}^*$  обозначают согласованные значения  $I_n$  и  $I_{ex}$ .

Можно показать<sup>1</sup>, что для линий с малыми потерями имеет место соотношение

$$\frac{P_n}{P_{ex}} = \frac{\operatorname{sh} 2 A_n}{\operatorname{sh} 2 (\alpha + A_n)}. \quad (55,6)$$

Условия для получения максимального к. п. д. могут быть получены путем дифференцирования по  $A_n$  уравнения (55,6). Этим условием будет  $A_n = \infty$  или согласно уравнению (4,3)  $Z_n = Z_0$ . Значение к. п. д. даётся в этом случае соотношением (55,2).

## 56. Задачи

1. Определить сопротивление  $R_1$ , индуктивность  $L_1$  и емкость  $C_1$  на 1 м длины передающей линии из медного провода радиуса  $a = 0,040$  см. Расстояние  $D$  между центрами проводов равно  $D = 2$  см; угловая частота  $\omega = 10^9$ .

Ответ.  $R_1 = 2,65$  ом/м;  $L_1 = 1,567$  мкгн/м;  $C_1 = 7,1$  мкмкф/м.

2. Определить постоянную затухания  $\alpha$  и фазовую постоянную  $\beta$  на метр длины и характеристический импеданс  $Z_0$  линии задачи 1. Чему равен коэффициент  $Q$  этой линии?

Ответ.  $\alpha = 2,82 \cdot 10^{-3}$  непер/м;  $\beta = 3,33$  радиан/м;  $Z_0 \approx R_0 = 470$  ом;  $Q = 591$ .

3. Линия задач 1 и 2 имеет длину 5 м и заканчивается нагрузкой, равной  $R_0$ . Чему равно (в дБ) затухание линии? К началу линии подключен генератор с напряжением холостого хода 50 в и внутренним импедансом  $31 + j 0$  ом. Чему равна амплитуда и фаза тока и напряжения на зажимах нагрузки?

Ответ. 0,12 дБ;  $I_n = 100 (1 - 0,014) \angle -954^\circ$  ма;  $U_n = 47 (1 - 0,014) \angle -954^\circ$  в. Использовать приближенное соотношение  $e^{-x} = 1 - x$ .

4. Линия задачи 3 замкнута накоротко. Считая, что линия без потерь и подключена к генератору с импедансом в 31 ом, как и выше, рассчитать входной ток и ток в закорачивающей перемычке. Нанести распределение тока вдоль линии, показав числовое значение входного тока и местоположение и значение максимума тока.

Ответ.  $Z_{ex} = j 671$  ом;  $|I_{ex}| \approx 74$  ма;  $|I_n| = |I_{max}| \approx 130$  ма.

5. Для условий задачи 4 нанести распределение напряжения, показав значение входного напряжения и местоположение и значение максимума напряжения.

Ответ.  $|U_{ex}| \approx 50$  в;  $|U_{max}| \approx 619$  в;  $U_n = 0$ .

<sup>1</sup> R. King. Transmission-Line Theory and Its Application. J. Appl. Phys., т. 14, стр. 577 — 600, ноябрь, 1943.

6. Чему равна длина (в см) четвертьволновой секции передающей линии, работающей на частоте 300 мгц?

Ответ. 25 см.

7. Передающая линия без потерь и с характеристическим импедансом 200 ом подключена к нагрузке  $100 + j0$  ом. Частота 300 мгц. Чему равен входной импеданс этой линии, если длина ее равна: а) 15 см, б) 25 см, в) 50 см, г) 65 см? Какое заключение можно сделать из сходства некоторых ответов? Решите эту задачу, используя формулы и круговую диаграмму.

Ответ. а)  $196 + j140$ ; б)  $400 + j0$ ; в)  $100 + j0$ ; г)  $196 + j140$ ; импеданс повторяется через каждую полудлину волны.

8. Длина линии задачи 7 равна длине одной волны и напряжению на зажимах нагрузки равно 1000 в. Показать распределение тока и напряжения вдоль линии, отметив местоположение и величину  $U_{\max}$ ,  $U_{\min}$ ,  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$ .

Ответ.  $U_{\max} = 2000$  в;  $U_{\min} = 1000$  в;  $I_{\max} = 10$  а;  $I_{\min} = 5$  а.

9. Какова должна быть длина короткозамкнутой линии, чтобы при  $\lambda = 80$  см и  $R_e = 70$  ом она обладала бы индуктивным импедансом в 250 ом?

Ответ. 16,5 см.

10. Чему должен равняться характеристический импеданс линии в четверть волны, чтобы согласовать генератор импеданса  $50 + j0$  ом с нагрузкой  $5000 + j0$  ом? Если частота равна 300 мгц и диаметр провода равен 2,54 мм, каковы должны быть длина и расстояние между проводами двухпроводной согласующей секции?

Ответ. 500 ом; длина 25 см; расстояние между центрами проводов 8,2 см.

11. Линия с характеристическим сопротивлением  $R_e = 60$  ом согласована с помощью закороченного шлейфа с нагрузочным активным сопротивлением в 300 ом. Длина волны 50 см. Определить расстояние между шлейфом и нагрузкой и длину шлейфа в сантиметрах. Решить задачу с помощью формул и с помощью круговой диаграммы. Так как  $R_e = 60$  ом, то какую конструкцию вероятнее всего будет иметь шлейф?

Ответ. Расстояние от нагрузки 9,2 см; длина шлейфа 4,1 см; конструкция коаксиальная.

12. В задаче 11: а) чему равны в месте соединения шлейфа и линии импеданс и полная проводимость в направлении короткой части линии, к которой подключена нагрузка? Чему равно  $Q$  этого импеданса? б) Чему равен импеданс и полная проводимость закороченного шлейфа?

Ответ. а)  $Z = 14,3 - j25,8$ ;  $Y = 0,0167 + j0,0298$ ;  $Q = 1,78$ ; б)  $Y = j0,0298$ ;  $Z = +j33,6$ .

13. Линия с характеристическим импедансом в 300 ом нагружена антенной импеданса  $70 + j0$  ом. Каковы местоположение, длина и конец шлейфа, необходимого для согласования этой антенны с линией? Выразить длины в долях длины волны.

Ответ. Шлейф, — разомкнутый, длиной в  $0,161 \lambda$ , расположен от антенны на расстоянии  $0,072 \lambda$ .

14. Определить внутренний диаметр внешнего проводника коаксиального кабеля, не имеющего стоячих волн при использовании его в качестве фидера, подключенного к нагрузке  $60 + j0$  ом. Внутренний проводник — медный провод диаметра 1,62 мм.

Ответ. 4,78 мм.

15. Коаксиальный кабель работает на частоте 100 мгц и нагружен импедансом, равным его характеристическому импедансу в 90 ом. Потеря мощности на один метр составляет 0,1%. Найти радиусы  $a$  и  $b$ .

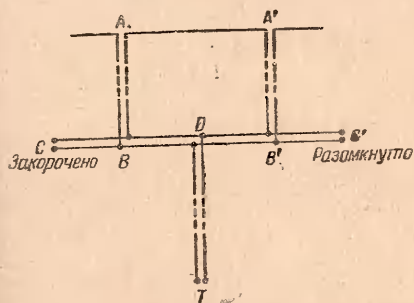


Ответ.  $b/a = 4,49$ ;  $b = 2,56$  см;  $a = 0,57$  см.

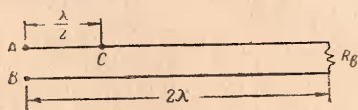
16. Линия с характеристическим сопротивлением 469 ом имеет длину 30 см и работает при частоте  $\omega = 10^9$ . а) Какую индуктивность (в мкГн) нужно подключить к концу линии, чтобы входной импеданс ее был равен бесконечности (потери отсутствуют)? б) Какая емкость (в мкГн) должна быть подключена к концу линии, чтобы входной импеданс ее равнялся бы нулю?

Ответ. а)  $Z_H = j300$  ом;  $L = 0,3$  мкГн; б)  $Z_H = -j734$ ;  $C = 1,36$  мкГн.

17. Мощность, подводимая к  $T$  (фиг. 56,1), передается попеременно к  $A$  и  $A'$  попеременным закорачиванием и разрывом линии в  $C$  и  $C'$ .



Фиг. 56,1.



Фиг. 56,2.

В  $A$  и  $A'$  подключены нагрузки по 400 ом. Длины  $BC$  и  $B'C'$  настроены на антирезонанс, когда они шунтируются, и в резонанс, когда они разомкнуты (если смотреть от  $B$  и  $B'$ ). При расположении, показанном на фиг. 56,1, и при  $DB$  и  $DB'$ , равных каждое  $\lambda/4$ , найти приблизительно

импеданс линии, если смотреть из  $D$ : а) влево и б) вправо и с) в направлении  $T$ . Считайте линию один раз без потерь, другой раз имеющей характеристическое сопротивление 440 ом. Разберите работу цепи.

Ответ. а) 440 ом; б) в идеале — бесконечность, практически — очень большой.

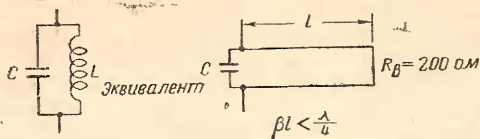
18. Линия с потерями заканчивается импедансом, равным  $Z_B$ . Затухание равно 0,1 дБ/м и длина волны в линии 1 м. Приложенное к линии напряжение равно 1000 в, длина ее 10 м. а) Чему равно напряжение на нагрузке? б) Каков сдвиг (в градусах) фазы на сантиметр длины линии?

19. Двухпроводная линия без потерь открытой конструкции (диэлектрик — воздух) имеет характеристический импеданс 500 ом и заканчивается сопротивлением в 500 ом (фиг. 56,2). Длина ее равна двум длинам волн. а) В момент, когда входной ток в  $A$  на входе линии имеет максимальное значение 5 а в направлении вправо, чему равно мгновенное значение (по величине и направлению) тока в точке  $C$ ? б) Чему равны среднеквадратичные значения токов в  $A$  и  $C$ , и какова разность фаз между ними?

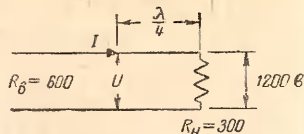
20. Коаксиальная передающая линия с твердым диэлектриком имеет следующие данные: внешний диаметр диэлектрика 23 мм; характеристическое сопротивление 69 ом; емкость 22 пФ/м. Предполагая, что потери в кабеле отсутствуют, найти а) индуктивность на 1 м, б) диаметр внутреннего проводника и с) относительную диэлектрическую постоянную твердого диэлектрика.

21. Имеется коаксиальный кабель,  $R_g$  которого равно 72 ом. Желательно применить короткозамкнутый кусок этого кабеля в качестве индуктивности. Какая необходима для этого длина кабеля, если при длине волны в 1 м индуктивный реактанс должен быть равен 150 ом?

22. Короткозамкнутая секция передающей линии используется в качестве индуктивности резонансного замкнутого контура фиг. 56,3. Реактанс емкости  $C$  при длине волны 1 м равен 500 ом. Чему должна быть



Фиг. 56,3.



Фиг. 56,4.

равна длина (в см) короткозамкнутой секции?  $Q$  этого контура достаточно высок, так что  $\omega L \approx \frac{1}{\omega C}$ . Длинной закорачивающей перемычки можно пренебречь.

23. Передающая линия (без потерь) с характеристическим импедансом в 600 Ом питает нагрузочное сопротивление в 300 Ом (фиг. 56,4). Напряжение на зажимах нагрузки равно 1200 в. Чему равны а) ток в линии, б) напряжение на линии в точке, отстоящей на четверть длины волны от нагрузки?

24. Некая линия может быть рассматриваема как не обладающая ни последовательным, ни шунтирующим сопротивлением. а) Установить характер  $Z_0$ , т. е. будет ли это только активное сопротивление или только реактанс или комплексный импеданс? б) Определить сдвиг фазы на метр вдоль линии, если она заканчивается импедансом  $Z_0$ ; диэлектрик — воздух; рабочая частота 300 мГц ( $\lambda = 1$  м). с) Чему равен характеристический импеданс коаксиального кабеля с воздушным диэлектриком? д) Как будет влиять на изменение фазы на метр длины линии использование твердого диэлектрика (без потерь)? е) Какое влияние оказывает твердый диэлектрик на фазовую скорость в линии? ф) Каково влияние твердого диэлектрика на длину волны в линии?

25. Линия без потерь с характеристическим импедансом в 200 Ом имеет длину в  $1/8$  длины волны и заканчивается сопротивлением в 500 Ом. Определить входной импеданс этой линии в комплексной форме и в полярных координатах.

26. а) Чему равен входной импеданс линии передачи в четверть волны с характеристическим импедансом  $Z_0 = 200 + j50$  Ом и потери которой ничтожны, если удаленный конец линии 1) разомкнут, 2) подсоединен к нагрузке  $65 + j0$  Ом и 3) коротко замкнут? б) Ответить на эти же вопросы, если длина линии равна половине длины волны.

27. Передающая линия с открытыми проводами передает постоянную мощность от передатчика к нагрузке. Интересно знать, будет ли нагрузочный импеданс равен  $Z_0$  линии. Под рукой имеется только ламповый вольтметр. Объясните, как вы будете определять наличие равенства (или его отсутствие) нагрузочного импеданса  $Z_0$ .

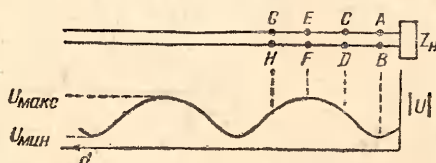
28. Линия без потерь заканчивается сопротивлением. Характеристический импеданс линии 70 Ом. Чему равно нагрузочное сопротивление, а) когда значения напряжения одинаково вдоль всей линии? б) когда коэффициент стоячей волны  $|U_{\max}|/|U_{\min}|$  равен 4 и  $|U_{\max}|$  приходится на нагрузку? с) когда коэффициент стоячей волны равен 4 и  $|U_{\max}|$  приходится на расстоянии четверти длины волны от нагрузки?

29. а) Линия передачи с характеристическим сопротивлением в 500 Ом подводит к нагрузке мощность в 10 кВт. Коэффициент стоячей волны равен 3. Набросайте эпюру стоячей волны, пометив относительное местоположение  $U_{\max}$ ,  $U_{\min}$ ,  $I_{\max}$ ,  $I_{\min}$ . б) Каковы значения этих четырех величин?

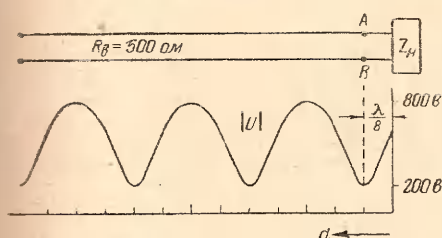
30. Линия без потерь с характеристическим импедансом 100 Ом имеет длину в одну длину волны и питает нагрузочное сопротивление в 50 Ом. Мощность в нагрузке 5 кВт. Набросайте эпюру, изображающую

величины напряжения и тока вдоль этой линии (т. е. начертите диаграмму стоячих волн). Покажите действительное местоположение и числовые значения  $U_{\max}$ ,  $U_{\min}$ ,  $I_{\max}$ ,  $I_{\min}$ .

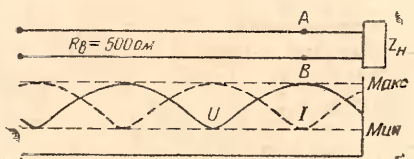
31. Линия без потерь с  $R_0$ , равным 100 ом, заканчивается нагрузкой с импедансом  $130 + j85$  ом. Длина волны — 360 см. а) Определить импеданс в направлении к нагрузке в точке на расстоянии 25 см от нагрузки. б) Чему равен коэффициент стоячей волны в этой линии? с) Если  $U_{\max} = 1000$  в, то чему равна мощность в нагрузке?



Фиг. 56,5.



Фиг. 56,6.



Фиг. 56,7.

32. Фиг. 56,5 изображает линию без потерь, заканчивающуюся импедансом  $Z_L \neq R_0$ . Кривая показывает относительные значения напряжений в разных точках линии. В приведенной ниже табличкекажите природу импеданса всех указанных в ней участков.  $Z_{AB}$  — импеданс в направлении к точкам A, B, пренебрегая остальной частью линии.  $Z_{CD}$ ,  $Z_{EF}$  и  $Z_{GH}$  определяются при аналогичных условиях.  $Z_H$  — нагрузочный импеданс.

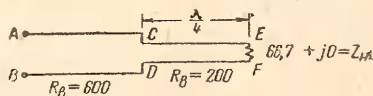
	Активное сопротивление	Емкостное сопротивление	Индуктивное сопротивление
$Z_{AB}$			
$Z_{CD}$			
$Z_{EF}$			
$Z_{GH}$			
$Z_H$			

33. Фиг. 56,6 изображает фактическое распределение стоячей волны напряжения в линии с характеристическим сопротивлением  $R_0 = 500$  ом и с ничтожно малыми потерями. а) Чему равна длина линии (в длинах волн)? б) Чему равен импеданс в направлении к нагрузке в точках A, B? с) Чему равен ток линии в точках A, B? д) Чему равна мощность в нагрузке? Чему равны сопротивление и реактанс нагрузки?

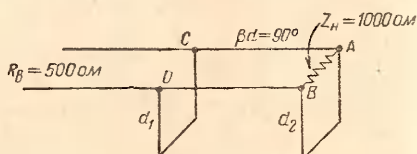
34. Для линии без потерь (фиг. 56,7)  $R_0 = 500$  ом, среднеквадратичные  $|U_{\max}| = 1200$  в и  $|U_{\min}| = 400$  в. а) Чему равна мощность в на

грузке  $Z_H$ ? б) Чему равны среднеквадратичные величины  $|I_{\max}|$  и  $|I_{\min}|$ ?  
 с) Чему равен импеданс в направлении  $A, B$ , если часть слева от  $A, B$  отключить? д) Нагрузка — индуктивная или емкостная? е) Чему равно расстояние (в длинах волн) между последовательными максимумами тока или напряжения?

35. а) Если максимальное мгновенное напряжение на проводах двухпроводной линии передачи не превосходит 5000 в, то чему равна максимальная средняя мощность, которую может передавать эта линия?  $R_0$  линии равно 500 ом. Чему должен быть равен импеданс нагрузки, чтобы обеспечить при указанных выше условиях максимальную мощность



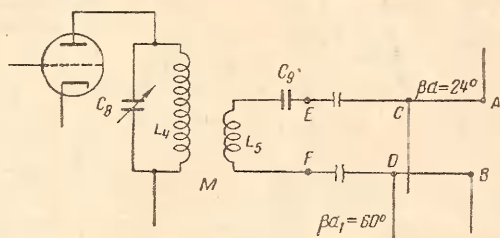
Фиг. 56,8.



Фиг. 56,9.

в нагрузку? б) Линия заканчивается чистым активным сопротивлением. Эта нагрузка согласована с  $R_0$  линии с помощью короткозамкнутого шлейфа длиной меньше  $\lambda/4$ , расположенного на линии на расстоянии от нагрузки меньшем, чем  $\lambda/4$ . В этом случае нагрузочное сопротивление будет больше или меньше, чем  $R_0$  линии? Объясните кратко ваши заключения.

36. Секция в четверть волны согласует сопротивление активной нагрузки 66,7 ом с фидером в 600 ом. Мощность в нагрузке равна 1 квт. Пренебрегая потерями в фидере и в согласующем шлейфе, определить величину а) тока и напряжения на зажимах  $A, B$ , б) тока и напряжения на зажимах  $C, D$  и с) тока и напряжения на зажимах  $E, F$  фиг. 56,8.



Фиг. 56,10.

37. На фиг. 56,9 расстояние между шлейфами равно  $d = \lambda/4$ . Определить длины  $d_1$  и  $d_2$ , при которых часть фидера влево от  $C, D$  нерезонирующая. Длина волны равна 80 см.

38. а) Линия  $R_0 = 250$  ом заканчивается нагрузочным импедансом  $Z_H = 300 + j300$  ом. Определить расстояние  $d$  между нагрузкой и шлейфом и длину  $d_1$

шлейфа, согласующего нагрузку с  $R_0$  линии. Расстояние  $d$  должно быть по возможности мало. Шлейф должен быть разомкнут или короткозамкнут ( $\lambda = 1$  м)? б) Если мощность в нагрузке равна 5000 вт, чему равно среднеквадратичное напряжение между проводами в точке, где шлейф шунтирует линию?

39. Двухшлейфовая настройка короткозамкнутыми шлейфами с расстоянием между ними  $3\lambda/8$  используется для согласования нагрузки, проводимость которой  $(3 - j3) \cdot 10^{-3}$  мо, с линией, у которой  $R_0 = 500$  ом. Длина волны 1 м. Определить а) длину шлейфа у нагрузки, б) длину шлейфа на расстоянии  $3\lambda/8$  от нагрузки.

40. На фиг. 56,10 подключена в точках  $A, B$  резонансная антенна и в точках  $C, D$  — разомкнутый шлейф.  $R_0$  передающей линии и шлейфа

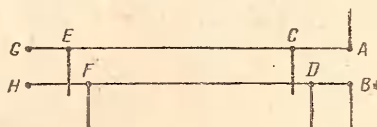


300 ом. Шлейф расположен на  $24^\circ$  от антенны и имеет длину  $60^\circ$ . Шлейф предназначен для подавления на линии стоячих волн влево от  $C, D$ , а) Чему равен импеданс  $Z_{AB}$  антенны? б) Если к антенне подводится мощность 10 квт, то чему равно среднеквадратичное напряжение на линии в точках  $C, D$ ? в) Чему равно среднеквадратичное напряжение на концах разомкнутого шлейфа? Если линия на расстоянии  $\lambda/4$  от входных концов  $E, F$  представляет короткозамкнутую цепь, то каково ее влияние д) на анодное рассеяние лампы, е) на выходную мощность высокой частоты лампы, ф) на к. п. д. анодной цепи лампы? Лампа работает в классе С усилителя мощности. Входная цепь лампы и питание лампы на схеме не показаны. Контур  $C_8 - L_4$  настроен на параллельный резонанс;  $C_9 - L_5$  — на series-резонанс.  $Q$  цепи со средоточенными постоянными при нормальной нагрузке можно принять равными 15.

41. Линия передачи с  $R_e = 70$  ом заканчивается нагрузкой с импедансом  $70 + j70$ . Шлейф подключен параллельно линии насколько только возможно ближе к нагрузке, чтобы исключить появление в линии между генератором и шлейфом стоячих волн. Определить длину, окончание и положение самого короткого шлейфа, пригодного для этой цели. Длина волны 40 см.

42. Импеданс подключенной в  $A, B$  антенны (фиг. 56,11) равен  $65 + j20$  ом. Шлейф в  $C, D$  исключает появление на линии стоячей волны. Шлейф в  $E, F$  такой же, как и в  $C, D$ , и расстояние  $GE$  равно расстоянию  $AC$ . Потерями в линии и шлейфах пренебрегаем. Чему равен входной импеданс в  $G, H$ ?

Указание. Применить принцип согласования мест включения  $C, D$  и  $A, B$ , рассматривая  $A, B$  и  $C, D$  как зажимы четырехполюсника. Затем так же поступите и в отношении зажимов  $E, F$  и  $G, H$ .



Фиг. 56.11

## 57. Дополнительная литература

П. К. Акульшин. Распространение электромагнитной энергии по проводам. Изд. ИТАС, 1935 г.

Б. П. Асеев. Основы радиотехники. Связьтехиздат, 1947 г.  
Л. Б. Слепая. Передача электромагнитной энергии по проводам. Вoen. электр. акад. связи им. Буденного, № 10, 1945.

А. А. Пистолькорс. Теория несимметричной двухпроводной линии. Научно-технический сборник по электросвязи (Ленинградский электротехнический институт связи) т. 16, 1937.

Н. П. Богородицкий, С. Н. Матвеев, М. П. Сниккер. Высокочастотный коаксиальный кабель с изоляцией из полистирола, Известия электропромышленности слабого тока, № 2, февраль, 1934.

В. Н. Кессених. О волновом сопротивлении длинной однопроводной линии. Доклад Академии наук СССР, н. с. т. XXVII, № 6, 1940.

Т. Н. Фельд. Теория фидеров с прямоугольными экранами. Электросвязь, № 4, 1938.

В. В. Татаринев. Расчет волновых сопротивлений симметричных фидеров. Известия электропромышленности слабого тока, № 12, 1940.

В. В. Владимировский. Распространение электромагнитных волн по одиночному проводу. Известия Академии наук СССР, с. ф., № 3, 1944.

Г. Я. Михelson. К вопросу о получении бегущей волны в фидерах. Техника радио и слабого тока, т. I, январь 1932.

М. С. Нейман. Получение бегущих электромагнитных волн без потери мощности. Известия электропромышленности слабого тока, № 1, январь, 1939.

L. F. Woodruff. Principles of Electric Power Transmission. 2-е изд., John Wiley & Sons, 1938.

J. G. Brainerd, G. Koehler, H. J. Reich and L. F. Woodruff. Ultra-high-frequency Techniques. D. Van Nostrand Company, 1942.

R. I. Sarbacher and W. A. Edson. Hyper- and Ultra-high-frequency Engineering. John Wiley & Sons, 1943.

F. E. Terman. Radio Engineers Handbook. Mc Graw-Hill Book Company, 1943.

L. A. Ware and H. R. Reed. Communication Circuits. 2-е изд., John Wiley & Sons, 1944.

A. H. Wing and J. Eisenstein. Single and Double-Stub Impedance Matching. J. Appl. Phys., т. 15. стр. 615—622, август, 1944.

---

## ГЛАВА ВТОРАЯ

### АНТЕННЫ

#### ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ ЦЕПЕЙ

Чтобы понять поведение антенн и электрических контуров и цепей при ультравысоких частотах, необходимо помнить, что в них разыгрываются явления несравненно более общего характера, чем это имеет место в обычных электрических цепях. Очень редко обращают внимание на тот факт, что теория электрической цепи, вытекающая из законов Кирхгофа, является сугубо частной формой более общей теории. В некотором отношении это напоминает ситуацию в механике, где простой ньютоновский закон тяготения можно рассматривать как частный случай более общего закона, даваемого теорией относительности. Многое из ньютоновской механики соответствует запросам техники, равно как и обычная теория электрических цепей своей точностью удовлетворяет требованиям силовой электротехники и большинству запросов электросвязи. Но как ньютоновские законы становятся неудовлетворительными при рассмотрении атомных явлений и некоторых астрономических проблем, так и обычная теория электрических цепей оказывается недостаточной, когда ее хотят применить к антеннам и к большинству цепей ультравысокой частоты.

Причина этого заключается в том, что условия, ограничивающие общность ньютоновских законов, с одной стороны, или теории электрических цепей — с другой, больше уже не удовлетворяются. Тот, кто предполагает, что законы Кирхгофа являются совершенно общими, столкнется с целым рядом неожиданностей.

Охватить общую структуру электромагнитных концепций без предварительного изучения соответствующих математических положений достаточно трудно. Однако если кто-либо готов некоторые положения принять на веру, а к другим отнестись с известной пытливым внимательностью, то даже и

при качественном изложении вопроса можно в значительной степени усвоить целый ряд электромагнитных явлений<sup>1</sup>.

Основная задача при конструировании любых цепей связи заключается в том, чтобы они обеспечивали только желаемый эффект, все же побочные эффекты сводили бы к минимуму. Таким желаемым эффектом может быть, например, звучание звонка, когда вы нажали кнопку, или звучание человеческого голоса в Лондоне, когда говорящий находится в Бостоне. Правильное выполнение цепей предполагает знание законов взаимодействия между движущимися электрическими зарядами не только в обычных случаях наведения токов в связанных контурах и накопления зарядов в конденсаторах или наличия потока электронов между электродами вакуумной лампы, но также и в случаях, когда ток в антенне вызывает другие меньшие токи в бесчисленных проводниках, разбросанных повсюду в окружающем обширном пространстве. Вот этот последний пример особенно убедительно показывает, что простые законы Кулона и Ампера, равно как и Кирхгофа, здесь уже больше нам не пригодны.

## 1. ВВЕДЕНИЕ В ОБЩУЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНУЮ ТЕОРИЮ

### 1. Электрические заряды и токи и электромагнитное поле.

Теория электромагнетизма в самой общей, насколько это возможно, форме описывает тот экспериментальный факт, что содержащиеся в проводниках и непроводниках электрические заряды всегда оказывают друг на друга определенное воздействие, независимо от того, находятся ли они в покое или движутся друг относительно друга. Величина и направление сил воздействия одной группы зарядов на другую зависят от очень многих факторов, как, например, от формы и размеров контуров, в которых происходит движение этих зарядов или в которых они находятся в покое, от расстояния между элементами цепей, от величины и относительных направлений токов, от электрических свойств материалов, составляющих эти цепи, и т. д.

Ввиду сложности задачи общий закон действия этих сил удобно разбить на две части. Сначала определяется математически электромагнитное поле распределенных зарядов и токов в первой цепи, а затем по этому электромагнитному полю определяют силы, действующие на заряды во второй цепи. Затем цепи меняются своими ролями, и отсюда могут быть выведены взаимные уравнения распределения заряда и тока в обеих цепях. Решение этих уравнений обычно очень

<sup>1</sup> Математическая формулировка с параллельным изложением качественной стороны этих явлений дана в книге R. W. P. King, "Electromagnetic Engineering", т. I, Mc. Graw-Hill Book Company, 1945. Б. П. Асеев, "Основы радиотехники", Связьтехиздат, 1947.



сложно, но в некоторых случаях вполне осуществимо. Электромагнитное поле, определенное через токи и заряды в первой цепи, состоит из двух векторов — вектора электрического и вектора магнитного, каждый из которых определяет направление и величину поля в любой точке пространства. Исключая электростатику (когда отсутствует магнитное поле) и магнетостатику (когда выпадает электрическое поле), электрическое и магнитное поля настолько тесно связаны между собой, что одно не может быть определено без другого. И действительно, они представляют только различные выражения единственного электромагнитного поля.

При математическом описании электромагнитного поля удобно ввести две универсальных постоянных, определяемых измерением. В рациональной MKS-системе единиц эти постоянные представляют собой универсальную электрическую постоянную  $\epsilon_0$  (обычно называемую диэлектрической постоянной пространства) и универсальную магнитную постоянную  $\mu_0$  (обычно называемую магнитной проницаемостью пространства). Числовое значение этих постоянных следующее:

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ ф/м}, \quad (1,1)$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}. \quad (1,2)$$

Комбинация этих постоянных, которая также приводит к универсальным постоянным, представляет собой характеристическую скорость  $v_0$  и характеристическое сопротивление  $\mathfrak{N}_0$ , определяемые уравнениями:

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}, \quad (1,3)$$

$$\mathfrak{N}_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 376,7 \approx 120 \pi \text{ ом}. \quad (1,4)$$

В MKS-системе единиц электромагнитное поле в неферромагнитной среде может быть выражено через электрическую напряженность  $\mathcal{E}$  поля, измеренную в в/м, и через его магнитную напряженность  $\mathcal{H}$ , измеренную в а/м. (Когда при низких частотах вычисляется поле, создаваемое током в катушке, то обычно применяется термин ампер-витки, которым и пользуются в качестве единицы для  $\mathcal{H}$ . В общем же случае слово „витки“ не имеет смысла и потому опускается.)

Электромагнитное поле может быть интерпретировано двумя способами. Оно может рассматриваться как математически удобная схема для определения взаимодействия электрических зарядов. При этой точке зрения первичными физическими величинами считаются электрические заряды и связанные с ними массы; электромагнитному же полю не приписывается никакого физического смысла. Этой интерпретации мы и будем придерживаться в настоящем изложении. Вторая, совершенно противоположная интерпретация, исключаящая

первую, считает электромагнитное поле обладающим основной физической сущностью (реальностью), в то время как электрические заряды являются бессодержательными обособленностями в этом поле, подобно тому, как и в гравитационном поле обособленностями могут считаться массы. С практической точки зрения совершенно безразлично, математическое или физическое обособление придается электромагнитному или гравитационному полям. Настоящее изложение придерживается той точки зрения, что понятия электрического и магнитного поля применяются только для того, чтобы облегчить расчет распределения заряда и тока и что именно их распределения имеют существеннейшее значение для всех электрических цепей<sup>1</sup>.

Быше было сказано, что важнейшей частью основной задачи является обеспечение желаемого эффекта с одновременным подавлением побочных явлений. Например, в цепях низкой частоты уменьшение связи между катушками достигается соответствующей их ориентацией или их экранировкой. Изучение антенн значительно упрощается, если сразу отчетливо уяснить себе, как именно происходит экранировка в свете того положения, что одни заряды оказывают соответствующее влияние на другие заряды. С этой точки зрения необходимо отбросить наивное представление, что металлический экран предохраняет расположенное внутри его устройство от электрических возмущений совершенно так же, как дождевой плащ предохраняет надевшего его от дождевого шторма. Нужно предположить, что внешние токи, вызвавшие в проводниках приемника нежелательное движение зарядов

---

Здесь авторы «ставят» вопрос о «дуализме» и интерпретации природы электричества и магнетизма, предлагая заряды, либо поле считать за «ничто», хотя это «ничто» обнаруживается на опыте, видно глазом и уже сотни лет поддается точному расчету.

Мы, конечно, и электрические заряды и электромагнитное поле не можем не считать материальными, хотя их материальная структура еще и не полностью раскрыта физикой наших дней. Но отсутствие достаточно глубокого понимания какого-либо реального объекта или явления вовсе не уничтожает его реальности. Подобных примеров очень много. Укажем хотя бы на «теплоемкость», полагая, что этим понятием определяется изменение энергии на грамм вещества и градус температуры. Опираясь с теплоемкостью, мы обычно вовсе не раскрываем крайне сложного содержания этой величины, тоже до сего времени еще не полностью уясненного.

Заметим, что явно ошибочная точка зрения авторов на сущность величин, вводимых ими в расчет, только формально декларируется ими и в остальном изложении почти никак не отражается, так как авторы, вопреки своим взглядам, пользуются этими величинами, как вполне реальными. Мы решили в переводе сохранить некоторые места, где авторы прямо или косвенно указывают на «дуализм», так как даже такая постановка вопроса может служить весьма побуждающей причиной для поисков правильного и полного решения задачи—раскрытия материальной структуры электромагнитного поля и зарядов и их взаимной связи.

Прим. ред.

перед тем, как он был экранирован, должны продолжать действовать на них совершенно одинаково и после постановки экрана на место. Разница между экранированным и неэкранированным положением заключается не в том, что нежелательные электрические эффекты не могут проникнуть через сильно проводящий экран, но что токи, устанавливающиеся в самом проводящем экране, распределяются так, что их влияние на движение зарядов в приемнике почти в точности равно и противоположно влиянию, производимому более удаленными внешними токами. Следовательно, эффективный экран может рассматриваться как обеспечение приблизительной компенсации почти равных и противоположных эффектов, которые фактически испытываются зарядами проводов приемника. С практической точки зрения может показаться не имеющим никакого значения, как объясняется экранирующее действие металлических ящиков, тем не менее это дает очень много преимуществ в понимании всех электрических явлений; в частности понимание работы антенн и микроволновых цепей много упрощается, если всегда исходить из основного постулата, что все электрические эффекты представляют результат движения одних зарядов, вызывающих движение других зарядов. Например, объяснение хорошо проверенного факта, что токи в коаксиальной линии оказывают чрезвычайно малое влияние на другие расположенные вблизи них цепи, заключается не в том, что электрические эффекты не могут проникнуть через металлический внешний проводник коаксиальной линии, а в том, что равные и противоположные токи, достаточно близко расположенные друг к другу, на внешнюю точку всегда действуют в равной степени. Подобное же объяснение в одинаковой мере годится и для двухпроводной и четырехпроводной линий, которые также оказывают очень малое влияние на цепи, помещенные около них (но не очень к ним близко). В открытых линиях металлические экраны не применяются.

**2. Общий закон электромагнитного действия.** Полный вывод общего соотношения для сил, действующих между движущимися электромагнитными зарядами, в сравнительно простой форме возможно только с помощью новейших математических методов. Однако некоторые важные следствия можно качественно суммировать в следующем виде.

1. Сила, действующая на заряд в элементе объема  $B$  (который может представлять часть натянутого проводника приемной антенны) в результате изменения тока в другом малом объеме  $A$  (который может представлять часть проводника передающей антенны), уменьшается с увеличением расстояния между этими двумя элементами  $A$  и  $B$ . Это уменьшение не подчиняется простому закону обратного квадрата, как это имеет место в случае электростатики.



2. Сила, действующая на элемент  $B$  в данный момент времени  $t_B$ , не определяется расположением и движением заряда в элементе  $A$  в это же самое мгновение, но определяется током, прошедшим в  $A$  в несколько более раннее время  $t_A$ , которое дается соотношением  $t_A = t_B - l_{AB}/v_0$ , где  $l_{AB}$  — расстояние между взятыми двумя элементами;  $v_0$  — универсальная постоянная скорость, определяемая уравнением (1,3). Электромагнитное действие на расстоянии появляется не мгновенно, оно запаздывает. Оно зависит не только от расстояния между двумя элементами объема, содержащими действующие друг на друга заряды, но также зависит и от времени. Действительно, пройдет некоторый интервал времени, прежде чем данное распределение заряда или тока заставит себя почувствовать в какой-нибудь удаленной точке. Это приводит к удобной интерпретации, состоящей в том, что электромагнитный эффект, вызванный малым элементом движущегося заряда, должен пройти через пространство хотя и с очень большой, но все же конечной скоростью. Так как действие силы на заряд в  $B$  в момент  $t_B$  определяется действием электромагнитного поля, уже находящегося в точке  $B$ , но вызвано оно было распределением тока и заряда в  $A$  в более раннее время  $t_A$ , то часто более удобно представлять это электромагнитное поле как своего рода „снабженца“, который стремительно вылетает из  $A$  с пакетом сил, доставляемым в  $B$  через время перелета

$$t_B - t_A = \frac{l_{AB}}{v_0}. \quad (2,1)$$

Если электромагнитное поле мыслится только в виде математического символа, то вся картина распространения в пространстве представляет часть удобного, но физически лишнего смысла математического механизма, пригодного для расчетов результатов, совпадающих с опытом. Если же полю приписывается физическая реальность, то трудности распространения некой физической реальности, движущейся через полную пустоту, обходят с помощью предположения, что существует электромагнитный эфир, заполняющий собою все пространство. Существование такой среды никогда не было подтверждено экспериментально, и некоторые из приписываемых ему свойств носят характер физического абсурда.

Если группа движущихся в  $A$  зарядов отделена от зарядов в  $B$  какой-то однородной средой, а не пустым пространством, то на сцену выступают дальнейшие осложнения. Так как каждая среда, будет ли она проводящей или непроводящей, содержит электрические заряды, то изменяющийся в  $A$  ток действует на все заряды, содержащиеся в среде, и их движения в свою очередь оказывают действие на заряды в  $B$ . Если проводники (малые объемы  $A$  и  $B$  которых



представляют элементы) полностью погружены в однородную среду, простирающуюся по всем направлениям далеко за пределы  $A$  и  $B$ , то в результате эффект движения заряда в этой среде скажется на уменьшении фактической скорости распространения электромагнитных эффектов сравнительно с их скоростью в свободном пространстве. Если среда абсолютно непроводяща, то кажущаяся скорость равна

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{\epsilon \mu}}, \quad (2,2)$$

где  $\mu$  — относительная проницаемость (безразмерная величина);  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая постоянная среды (тоже величина безразмерная). Практически для всех непроводников  $\mu$  равно 1, в то время как для обычных веществ  $\epsilon$  может изменяться от малых значений, например, от 2,6 для полистирена до 81 для воды. Если среда представляет хороший проводник, с проводимостью  $\sigma$  (1/ом-м) или удельного сопротивления  $\rho (=1/\sigma)$ , то при частоте  $f$

$$v \text{ (м/сек)} = \sqrt{\rho f \cdot 10^7}. \quad (2,3)$$

Это приводит к числовым значениям, очень мало сравнимым с  $v_0$ . Не нужно смешивать кажущейся скорости  $v$  электромагнитных эффектов, передаваемых прямо через распространяемую проводящую среду, со скоростью эффектов, передаваемых через пустое пространство вдоль хорошего проводника и только частично через последний.

Вскроем смысл не мгновенного, а запаздывающего действия периодического тока, текущего в Лондоне, когда действие это наблюдается в Бостоне.

Если эффект, получаемый в Бостоне, изменяется во времени как  $\cos \omega t$ , он в действительности является результатом тока, изменяющегося в Лондоне по закону  $\cos \omega(t - l/v_0)$ , где  $l$  — расстояние между Бостоном и Лондоном. Если сюда подставить числовые значения, то получим разность в 1/60 сек. между временем  $t$  наблюдения эффекта в приемнике в Бостоне и временем  $(t - l/v_0)$  изменения тока на передатчике в Лондоне. С точки зрения слушателя в Бостоне совершенно безразлично, был ли принятый в данный момент сигнал вызван током в Лондоне в это самое мгновение или на 1/60 сек. раньше.

Действительный смысл запаздывающего действия можно уяснить из следующего примера. Предположим, что по двум длинным параллельным проводам проходят в одном и том же направлении равные токи одинаковой частоты и одинаковой фазы. Пусть проводники находятся в воздухе на таком расстоянии  $l$  друг от друга, что  $l/v_0$  в точности равно половине периода, проходящего по проводнику тока. Если в данном

случае применить обычную теорию цепей с квазимгновенным действием, то сила, действующая на малый элемент проводника  $A$  и обусловленная взаимодействием тока в этом элементе с током в малом элементе проводника  $B$ , должна была бы вызвать между этими элементами притяжение. В действительности же сила, действующая на элемент тока  $A$ , обусловленная током в элементе  $B$ , должна определяться током, имевшим место в  $B$  в момент  $(t - l/v_0)$ . Если для двух рассматриваемых элементов  $l/v_0$  равно половине периода, то ток в точке  $B$  в момент  $(t - \frac{1}{2}$  периода) был фактически противополож-

ным по направлению току в  $A$  в момент  $t$ . Следовательно, взаимодействующая между ними сила будет отталкивающей, вместо того чтобы быть притягивающей. Таким образом, неправильное применение обычной теории цепей привело бы в данном частном случае к результатам, полностью противоположным тому, что дает электромагнитная теория. Становится поэтому ясным, что в цепях значительной протяженности время запаздывания является весьма существенным фактором во взаимодействии токов. Невозможно получить правильные выводы для таких цепей, рассматривая их с точки зрения обычной теории цепей.

**3. Частный случай: ближняя зона.** В общем законе электромагнитного действия получаются значительные упрощения, если удовлетворяется условие

$$\frac{\omega l_{\text{макс}}}{v} = \frac{2\pi l_{\text{макс}}}{\lambda} \ll 1, \quad (3,1)$$

где  $l_{\text{макс}}$  — максимальное расстояние между токами и зарядами в цепи или в цепях, которые оказывают значительные и некомпенсированные влияния на другие заряды;  $v$  — характеристическая скорость в среде по отношению к токам или зарядам;  $\lambda$  — постоянная, называемая длиной волны и определяемая соотношением

$$\lambda = \frac{v}{f} = \frac{2\pi v}{\omega}. \quad (3,2)$$

Неравенство (3,1) называется условием ближней зоны или зоны индукции, или квазистационарного состояния. Всякий раз, когда выполняется это неравенство, сложные общие законы электромагнетизма приводятся к простым законам электростатики, магнетостатики, постоянного тока или токов низкой частоты, т. е. всякий раз, когда в цепях или сетях удовлетворяется неравенство (3,1), законы обратного квадрата Кулона, Ампера и Кирхгофа и зависящие от них теоремы цепей дают достаточно хорошее приближение.

Неравенство, определяющее условия, при которых действительна обычная теория электрических цепей, может быть

интерпретировано несколькими способами. Если смотреть с точки зрения условий, ограничивающих максимальные размеры работающих при данной частоте цепи, то оно определяет для этой цепи ближнюю зону или зону индукции. Если размеры цепи принимаются постоянными и неравенством определяется граничная частота, то все частоты ниже этой граничной частоты определяют квазистационарное состояние. Нужно отметить, что если для данной цепи, работающей на определенной частоте, действительно удовлетворены условия ближней зоны, то величина  $\omega l/v$  настолько ничтожно мала, что может быть приравнена нулю. Но с математической точки зрения это равносильно тому, что скорость  $v$  равна бесконечности. Физически же  $v$  — постоянная, которая никак не может стать бесконечно большой. Но опять-таки упрощенные уравнения, определяющие в результате всего условия ближней зоны, именно и получаются, если эту скорость приравнять бесконечности. Отсюда вытекает, что ближнюю зону можно рассматривать как зону, в которой характеристическую электромагнитную скорость можно принимать равной бесконечности. Для сравнения между собою границ при различных частотах, при которых части цепи, находящиеся на максимальных расстояниях друг от друга, могут считаться в ближней зоне, поучительна табл. 3,1. Она дает числовые значения крайних расстояний  $l_{\text{макс}}$ , найденных по формуле

$$l_{\text{макс}} \leq 0,01 \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (3,3)$$

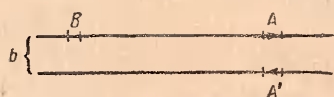
Двойное неравенство начального условия эквивалентно требованию, чтобы  $l_{\text{макс}}$  было равно или меньше 1% от  $\frac{\lambda}{2\pi}$ .

Рассмотрение в табл. 3,1 цифр для воздуха показывает, что при аудиочастотах все практически используемые сети лежат в пределах ближней зоны, так как сети длиной больше

Таблица 3,1

$\omega = 2\pi f$	$\lambda$			$l_{\text{макс}}$		
	Воздух	Вода	Медь	Воздух	Вода	Медь
Звуковая $10^3$	1,885 км	209 км	32,4 мм	3 км	0,33 км	0,05 мм
Радио $10^6$	1,885 км	0,209 км	1,02 мм	3 м	0,33 м	$1,6 \cdot 10^{-3}$ мм
Ультравысокая $10^9$	1,885 м	0,209 м	0,0324 мм	3 мм	0,33 мм	$5 \cdot 10^{-3}$ мм
Сверхвысокая $10^{12}$	1,885 мм	0,209 мм	$1,02 \cdot 10^{-3}$ мм	3 микрометра	0,33 микрометра	$1,6 \cdot 10^{-6}$ мм

1 км обычно не применяются. При радиочастотах большинство цепей, исключая антенны и длинные передающие линии, удовлетворяют условиям ближней зоны, требующим, чтобы при  $\omega = 10^6 I_{\text{макс}}$  было равно или меньше 3 м. При ультра-высокой частоте, при которой  $\omega = 10^9$ , только чрезвычайно малые элементы цепи, как, например, междуэлектродные пространства в малых вакуумных лампах, настолько малы, что измеряются в миллиметрах. При еще более высоких частотах практически ни одна часть любой цепи не удовлетворяет условию ближней зоны. Для большинства хороших диэлектриков  $I_{\text{макс}}$  лежит между значениями для воздуха и дистиллированной воды. Графа для меди показывает, что даже при частотах, для которых  $\omega = 10^3$ ,  $I_{\text{макс}}$  уже чрезвычайно мало. При аудиочастотах условие ближней зоны



Фиг. 3,1 Отрезок двухпроводной передающей линии.

удовлетворяется только для поперечного сечения тонкого провода. При все более высоких частотах это условие не удовлетворяется даже и для тонкого провода. На этом основании обычная теория постоянного тока параллельных це-

пей не применима к параллельным нитям проводника в случае переменных токов, за исключением разве только очень низких частот. Для определения как распределения тока в проводе, так и сопротивления его переменному току должна прилагаться электромагнитная теория, которая приводит к хорошо известным формулам скин-эффекта.

Может быть и не сразу видно, почему длинные передающие линии можно было анализировать с помощью обычной теории электрических цепей, хотя их длина и была бы равна многим длинам волн, так что условие ближней зоны, повидимому, не удовлетворяется. Ответ на это заключается в том факте, что элементы тока, которые оказывают значительное и некомпенсированное влияние на другие элементы, лежат по отношению друг к другу в ближней зоне. Если по двум проводам линии, достаточно близким друг к другу, проходят равные и противоположные токи, то влияние на заряды элемента  $B$  (фиг. 3,1) токов и зарядов всей длиной линии ничтожно мало по сравнению с влиянием соседних элементов. Таким образом, влияние на заряды в  $B$  тока в  $A$  практически погашается равным и противоположным влиянием тока в  $A'$ . Чем дальше от  $B$  отстоят два элемента  $A$  и  $A'$ , тем более полно компенсируются их эффекты в  $B$ . Соответственно, если расстояние  $b$  между проводами удовлетворяет условию ближней зоны, то все токи, которые вызывают в  $B$  значительные и некомпенсированные эффекты,



практически должны лежать в пределах ближней зоны от  $B$ . Таким образом, если удовлетворяется условие

$$b \ll \lambda, \quad (3,4)$$

то к элементу линии может быть применен обычный, включающий закон Кирхгофа, анализ цепей, так как ток в далеко отстоящих частях линии оказывает ничтожно малое влияние на этот элемент. Если же это условие не удовлетворяется, то обычная теория линии передач теряет, как это было указано в главе I, свою силу.

**4. Частный случай: удаленная зона.** Говорят, что две цепи находятся друг относительно друга в удаленной зоне или зоне излучения, если удовлетворяются неравенства:

$$\frac{\omega l_{\min}}{v} = \frac{2\pi l_{\min}}{\lambda} \gg 1, \quad (4,1)$$

$$l_{\min} \gg 2h, \quad (4,2)$$

где  $l_{\min}$  — наименьшее расстояние между какими-нибудь частями двух цепей и  $2h$  — максимальная протяженность каждой цепи. Наиболее важными цепями, находящимися в удаленной друг относительно друга зоне, являются передающая и приемная антенны. Если они отстоят друг от друга на много длин волн, то они легко удовлетворяют неравенствам (4,1-2). Сложный общий закон запаздывающего с расстоянием электромагнитного действия опять упрощается, но совершенно другим образом, чем для случая ближней зоны. Здесь для электрического и магнитного полей имеет место уже закон не обратного квадрата, а закон обратной первой степени, т. е. электромагнитное поле уменьшается как  $1/l$ , где  $l$  — расстояние от движущегося заряда в  $A$  до точки  $B$ , где рассчитывается поле.

Дальнейшее упрощение для случая удаленной зоны заключается в том, что электромагнитное поле характеризуется поверхностями постоянной фазы, представляющими сферы вокруг цепи с центром  $A$ . Эти сферы расширяются в пространстве с постоянной радиальной скоростью  $v_0 = 3 \cdot 10^8$  м/сек. Последовательные поверхности, в которых поле находится в одной и той же фазе в любой момент времени, отделяются друг от друга в радиальном направлении расстоянием, кратным  $\lambda$ . Следовательно, электромагнитное поле во всех точках удаленной зоны пространства, вызванное токами какой-нибудь цепи в  $A$ , может быть представлено сферическими поверхностями вокруг  $A$ , в которых оба электромагнитных вектора имеют одинаковые фазы. Какая-нибудь данная фаза движется радиально во вне с постоянной скоростью  $v_0$ . Эти расширяющиеся сферические поверхности электромагнитных векторов постоянной фазы, повторяю-

щейся в радиальном направлении всегда на расстоянии  $\lambda$ , называются электромагнитными волнами.

Нужно подчеркнуть, что здесь речь идет о фазе электрического и магнитного векторов, одинаковой в любой момент во всех точках данной большой сферы, а не об их амплитуде. Амплитуда эта является функцией сферических координат  $\theta, \Phi, R$ , в то время как фаза зависит только от одного  $R$ . Однако на достаточно больших расстояниях и на малых дугах сферические поверхности могут рассматриваться приблизительно как плоскости, и тогда изменением амплитуды в зависимости от  $\theta$  и  $\Phi$  можно пренебречь. Следовательно, электромагнитное поле, вызванное токами передающей антенны около другой достаточно удаленной антенны, короткой по сравнению с этим расстоянием, практически характеризуется полем с плоской поверхностью постоянной фазы и амплитуды, и потому эти волны называются плоскими волнами.

**5. Удаленная зона.** Электромагнитное поле ближней зоны характеризовалось законом обратного квадрата для амплитуды и квазистационарным действием. Оно называется полем индукции. Поле удаленной зоны характеризуется законом обратной первой степени и сферическими волнами, расширяющимися с постоянной радиальной скоростью. Это поле называется полем излучения. Важно помнить, что поле в промежуточной зоне, где не удовлетворяются условия ни удаленной, ни ближней зоны, вообще не является результатом суперпозиции полей индукции и излучения. Две взаимно противоречащие интерпретации не могут слиться воедино и каждая из них продолжает сохранять свой смысл. В своем месте было сказано, что упрощения, сделанные для выделения поля индукции, эквивалентны предположению бесконечно большой скорости для электромагнитного действия. С другой стороны, зона излучения предполагает конечную скорость  $v_0$ . Вот это и есть два взаимно исключаящих обстоятельства. Электромагнитное поле в промежуточной зоне не может быть частично полем индукции с мгновенным действием и частично полем излучения с запаздывающим действием, — имеется одно поле, подчиняющееся сложному закону, не включающему в себя ни мгновенного действия с законом обратного квадрата, ни действия по закону обратной первой степени со сферическими поверхностями постоянной фазы и расширяющимися с постоянной радиальной скоростью. Этот закон изложен детально в разделе 35 при рассмотрении вопроса о симметричной возбуждаемой в центре антенне простой формы. В общем этот закон сам по себе не поддается простой интерпретации.

**6. Замкнутые и разомкнутые цепи (контур).** Согласно смыслу самого слова «цепь» можно ожидать, что она состоит

из замкнутого проводящего пути, по которому может проходить электронный поток. Цепь подобного типа для использования ее при какой-нибудь частоте легко осуществить в различных видах. Она может состоять из одного или нескольких замкнутых контуров, часть которых могут составлять провода, намотанные в виде катушки или реостатов, или она может представлять длинную передающую линию с проводящими нагрузками на концах. Если эта цепь достаточно мала по своей протяженности, так что все ее части лежат друг относительно друга в ближней зоне, то между точками свечения амплитуда тока будет одной и той же в любом поперечном сечении каждого проводника. Если же эта цепь выходит далеко за пределы ближней зоны, как, например, длинная линия, то мгновенные амплитуды тока во всех точках вдоль проводников не будут одинаковыми. В этом случае должно ожидать появления стоячих или бегущих волн электрических тока и заряда.

Если цепь где-нибудь прерывается воздушным промежутком, то она уже больше не будет представлять для электронов<sup>1</sup> замкнутого пути, но тем не менее в ней возможно существование переменных токов. Так как электрический ток представляет собою движение электрических зарядов, то не важно, что здесь не имеется замкнутого проводящего пути, — слово «цепь» нужно понимать не обязательно в смысле замкнутого проводами пути, а вообще в смысле какого-нибудь проводящего пути, вдоль которого может происходить движение электрических зарядов.

Если в проводящем пути между двумя круглыми пластинками (например, в конденсаторе), разделенными промежутком  $d$ , очень малым по сравнению с их радиусом  $b$ , который в свою очередь очень мал по сравнению с  $\lambda/2\pi$ , т. е. если

$$d \ll b \ll \lambda/2\pi, \quad (6,1)$$

имеется разрыв, то существующий в цепи переменный ток заряжает поверхности пластин — одну положительно, другую отрицательно, и обратно, согласно своему направлению. Плотность заряда на смежных поверхностях пластинок одинакова, и если вся цепь находится в ближней зоне, то точек, где бы происходила значительная концентрация зарядов, здесь не имеется. Более того, в каждом поперечном сечении проводника кругом по последовательной цепи ток имеет одну и ту же амплитуду и исчезает в воздушном зазоре между пластинками. Так как электрическое поле во всех точках между пластинками определяется плотностью электрических зарядов на смежных поверхностях пластинок, то скорость изменения электрического поля пропорциональ-

<sup>1</sup> Точнее — для гальванического тока. Прим. ред.



на скорости изменения электрического заряда, а это, в свою очередь, по величине равно току во внешней цепи. Фиктивные токи, называемые «токами смещения»<sup>1</sup>, выражаются часто через скорость изменения электрического поля между пластинками. Это положение имеет полный смысл только при соблюдении условия (6,1), и тогда можно считать, что «ток» существует полностью без перерыва по всей цепи. В этом случае цепь называется квазизамкнутой и слово «ток» не ограничивается понятием только движения электрических зарядов. Но последней терминологией в данной главе мы пользоваться не будем и слово «ток» будем относить только к движению зарядов.

При радио- и более высоких частотах ток распределяется в тонком слое вдоль поверхности проводника (включая и пластинки конденсатора), т. е. заряды, вместо прохождения через пластинки конденсатора, для того чтобы зарядить их смежные поверхности, двигаются вдоль радиусов к наружным краям поверхностей, далее вокруг краев пластинок и, наконец, радиально по внутренней поверхности пластинок. Если только выполняется условие (6,1), то заряд распределяется на внутренней поверхности равномерно. Но если, например,

$$d \ll b \text{ и } b > \lambda/8, \quad (6,2)$$

то заряд с равномерной плотностью уже не распределяется. На пластинках образуются радиальные стоячие волны электрического заряда, состоящие из чередующихся колец положительного и отрицательного зарядов с разностью фаз по времени в четверть периода и радиальными между ними токами противоположного направления. Если эти пластинки удалять друг от друга все дальше и дальше так, что расстояние  $d$  между ними становится равным или больше радиуса  $b$ , то, если частота возрастает, в цепи все еще может поддерживаться ток и электрические заряды все еще располагаются на пластинках, хотя и не только на их ближайших друг к другу сторонах. Если размеры пластинок уменьшить до нуля и подключенную цепь растянуть в одиночный проводник длиной примерно  $\lambda/2$ , с генератором (для простоты предлагаемым без импеданса) в центре проводника (фиг. 6,1), то в генераторе и в смежных с ним частях проводника ток будет продолжать существовать. Вместо расположения электрических зарядов на пластинках конденсатора, ток распределяет их теперь по поверхности самого проводника и, главным образом, вблизи его концов.

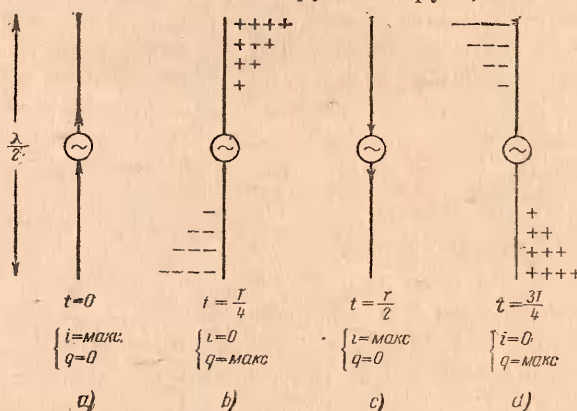
Некоторые моменты полного цикла этого процесса иллюстрированы на фиг. 6,1. На фиг. 6,1,а ток через генератор показан максимальным и направленным вверх; накопления

<sup>1</sup> См. примечание на стр. 94



заряда нигде нет. Четверть периода позднее (фиг. 6,1,б) ток, ранее направленный вверх, всюду спадает до нуля. Максимальный положительный заряд расположится вдоль верхнего конца проводника и максимальный отрицательный — вдоль нижнего конца. Через полпериода после момента (а) ток в генераторе увеличивается до максимального значения в направлении книзу (с), и в это время все накопившиеся заряды нейтрализуются. Четверть периода позднее (d) ток опять станет всюду равным нулю, и положительные заряды скопятся вдоль нижнего конца, а отрицательные — вдоль верхнего конца провода.

То положение, что разноименные заряды отдаляются генератором возможно дальше друг от друга, может пока-



Фиг. 6.1. Ток и напряжение в возбуждаемой в центре антенне для четырех моментов периода.

заться на первый взгляд полностью противоречащим элементарному закону взаимодействия между электрическими зарядами (одноименные заряды отталкиваются, разноименные — притягиваются друг к другу). На пластинках конденсатора (обычно с очень малым промежутком) разноименные заряды на противоположных поверхностях располагаются возможно ближе друг к другу. Аналогично и вдоль резонирующей линии аккумуляирование зарядов в узле тока на одном проводе всегда сопровождается соответствующим аккумуляированием заряда противоположного знака на соседнем проводе. В обоих случаях разноименные заряды располагаются возможно ближе друг к другу, тогда как на антенне они кажутся отнесенными возможно дальше друг от друга. Это кажущееся противоречие отпадает, если принять во внимание то обстоятельство, что пластинки конденсатора и противоположные сечения линии требуют, чтобы они находились в ближней зоне, в то время как концы антенны могут и не быть в ближней зоне. Другими словами, к зарядам

на пластинках конденсатора или к соседним частям двухпроводной линии приложим закон Кулона квазистатического действия. С другой стороны, в случае антенн взаимодействие между элементами заряда противоположных концов вполне определено и значительно запаздывает. Действительно, отрицательные заряды на самой верхушке (момент  $d$ ) фактически испытывают отталкивание отрицательным зарядом, бывшим на полпериода раньше (момент  $b$ ), а не притягательное действие положительного заряда, существующего на нижнем конце в данный момент ( $d$ ). Последний не оказывает никакого влияния на отрицательный заряд, находящийся в данный момент на вершине, так как он полпериода тому назад испытал такое же действие, которое он может испытать в какой-нибудь точке на расстоянии полудлины волны. Когда действие положительного заряда достигнет верхушки, она заряжена положительно. Таким образом, не вникая в детали определения сил, испытываемых каким-нибудь отдельным зарядом в данный момент от всех зарядов, существовавших в антенне в несколько более раннее время, ясно, что закон притяжения и отталкивания зарядов фактически выполняется и вовсе не нарушается, если принято во внимание запаздывание действия.

Если условия для ближней зоны не удовлетворяются, то электрические токи могут существовать и в проводниках замкнутых или даже квазизамкнутых конденсатором с диэлектрическим промежутком. Амплитуда тока вдоль такого проводника не остается одной и той же в различных точках, так как электрические заряды расположены целиком вдоль поверхности проводника. На первый взгляд может показаться, что антенну, состоящую из прямолинейного проводника, составляющего заметную часть длины волны, с генератором в его центре, можно рассматривать просто как разомкнутую на конце линию с параллельными проводами, разогнутыми так, чтобы они расположились вдоль одной общей оси, вместо того чтобы идти параллельно друг другу. Хотя и имеется значительное сходство с точки зрения приблизительного расположения между этими двумя случаями, но тем не менее они по существу совершенно различны. Передающая линия может быть достаточно точно анализирована с помощью обычной теории электрических цепей, так как здесь равные и противоположные токи очень близки друг к другу. Но в случае антенны это неверно, и к ней обычная теория электрических цепей не может быть применена. Существенно неверно рассматривать антенну как двухпроводную линию, развернутую и открытую на концах. Те цепи, которые удовлетворяют условию ближней зоны или потому, что они достаточно малы, или потому, что они имеют всюду настолько близкие друг к

другу равные и противоположные токи, что достаточно удаленные части цепи оказывают на другие части ничтожно малый эффект, — такие цепи могут быть исследованы методом обычной теории электрических цепей. Все остальные цепи должны исследоваться с помощью электромагнитной теории. Это почти всегда включает изучение электромагнитного поля как полезную промежуточную ступень при определении распределения тока и зарядов.

## II. ВОЗБУЖДАЕМАЯ АНТЕННА КАК ЭЛЕМЕНТ ЦЕПИ

**7. Свойства антенны.** Эффективная антенна всегда представляет электрическую цепь, не удовлетворяющую условиям ближней зоны. Ее длина обыкновенно сравнима с длиной волны, связанной с возбуждающей частотой, и конструируется так, что равные и противоположные токи в ней не находятся близко друг к другу. Самый простой и наиболее общий тип антенны — это резонирующая разомкнутая цепь (существенное исключение составляют рамочная и ромбическая антенны); распределение токов и зарядов в ней неравномерное; максимальные значения токов и зарядов смещены по фазе на четверть периода и расположены вдоль антенны примерно на четверть  $\lambda$  друг от друга. Индуктивности и емкости антенн не могут определяться, как в случае цепей, удовлетворяющих условиям ближней зоны с одинаковым повсюду током, и обычный анализ цепей здесь не применим. Тем не менее простая антенна, возбуждаемая или генератором, представляющим часть соответствующей цепи ближней зоны, или линией, питаемой, в свою очередь, таким генератором, всегда имеет два входных зажима, расстояние между которыми должно быть — так как они подключены к цепи ближней зоны — мало по сравнению с длиной волны.

В отношении этой возбуждающей цепи симметричная антенна представляет определенный импеданс точно так же, как и всякий другой элемент цепи. Этот импеданс может быть определен как отношение приложенного к зажимам напряжения ко входному току. Несимметричные антенны представляют некоторые рассматриваемые ниже затруднения. Если зажимы того, что является антенной, не находятся в ближней зоне, то эта часть идущей к генератору цепи должна рассматриваться как часть антенны и для определения импеданса должны быть использованы другие, более близкие к генератору, зажимы, находящиеся в пределах ближней зоны. Импеданс антенны представляет сложную функцию формы, частоты и близости других проводников, включая и землю. При симметричной антенне импеданс может быть соответствующим образом измерен или методом моста или методом замещения при радиочастотах и методом линий при ультравысоких частотах. Расчет импеданса ан-



тенны гораздо более сложен, чем расчет импеданса катушек. Он может быть приблизительно выполнен только для некоторых более простых конфигураций; для других же конфигураций возможно лишь качественное — и лишь в редких случаях — количественное его определение. Так как определение импеданса сводится к расчету входного тока, то изучение распределения тока вдоль антенны является необходимой предпосылкой.

Простой и важный тип антенны — это симметричный возбуждаемый в центре прямой круглый провод малого поперечного сечения. Распределение тока вдоль антенны этого типа может быть представлено в виде ряда, содержащего степени малой величины  $1/\Omega$ , где

$$\Omega = 2 \ln \frac{2h}{a}, \quad (7,1)$$

в котором  $h$  — половина длины антенны,  $a$  — ее радиус. В действительности главный член этого ряда очень прост по форме и для большинства целей вполне достаточен. Фактически этот основной член соответствует гипотетическому распределению тока вдоль идеально проводящей антенны исчезающе малого радиуса. Хотя такая антенна физически и не реальна, но она может быть уподоблена антенне из медного провода очень малого радиуса по сравнению с его длиной. Проще вначале рассмотреть распределение тока вдоль такой идеализированной антенны, а затем выявить расхождение этого идеализированного распределения с распределением в действительной антенне.

**8. Основной член формулы распределения тока и заряда вдоль возбуждаемой в центре антенны из провода большой проводимости и очень малого радиуса.** Если радиус цилиндрического проводника очень мал по сравнению с половиной его длины  $h$ , мгновенные значения тока и заряда на единицу длины могут быть получены с достаточной точностью из приведенных ниже выражений, которые строго точны только в пределе, когда радиус провода стремится к нулю. Предположим, что приложенное к зажимам напряжение является или действительной или мнимой частью выражения

$$u_0 = \bar{U}_0 e^{j\omega t} \quad (8,1)$$

и что

$$i_z = \bar{I}_z e^{j\omega t} \text{ и } q_z = \bar{Q}_z e^{j\omega t}, \quad (8,2)$$

где  $i_z$  — комплексный мгновенный ток и  $q_z$  — комплексный мгновенный заряд на единицу длины. Координата  $z$  измеряется вдоль длины антенны от входных зажимов, которые расположены очень близко друг к другу в центре антенны. По-



ложительные значения откладываются в направлении вверх, отрицательные — вниз (фиг. 8,1). В уравнении (8,2) имеем:

$$\bar{I}_z = j \frac{2\pi \bar{U}_0}{\Re_0 \Omega} \frac{\sin \beta (h - |z|)}{\cos \beta h}, \quad (8,3)$$

$$\bar{Q}_z = \pm \frac{2\pi \varepsilon_0 \bar{U}_0}{\Omega} \frac{\cos \beta (h - |z|)}{\cos \beta h}. \quad (8,4)$$

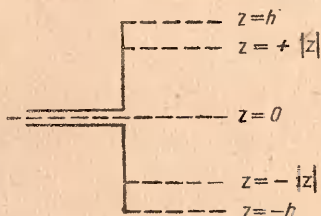
Здесь

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v_0}, \quad (8,5)$$

$$\Omega = 2 \ln \frac{2h}{a}. \quad (8,6)$$

Заметим, что  $\frac{\Re_0}{2\pi} \approx 60 \text{ ом}$ . (8,7)

Плюс в уравнении (8,4) относится к точкам в верхней половине антенны, где  $z$  — положительно; знак минус относится к нижней половине ее, где  $z$  — отрицательно. Положительные значения тока откладываются вверх. Если принять,



Фиг. 8,1. Местоположение точек вдоль антенны в координатах  $z$ .

что радиус  $a$  в пределе стремится к нулю, то отношение  $\frac{U_0}{\Omega}$  должно оставаться конечным и не исчезающим.

Часто удобно определять входное и максимальное значения амплитуды тока. Входное значение  $\bar{I}_0$  будет иметь место при  $z=0$ ,  $\bar{I}_{\text{макс}}$  — при  $z=\pm(h-\lambda/4)$ :

$$\bar{I}_0 = j \frac{2\pi \bar{U}_0}{\Re_0 \Omega \operatorname{ctg} \beta h}, \quad (8,8)$$

$$\bar{I}_{\text{макс}} = \frac{\bar{I}_0}{\sin \beta h}. \quad (8,9)$$

$\bar{I}_{\text{макс}}$  для антенн, у которых  $h$  меньше, чем  $\lambda/4$ , всегда представляет фиктивный ток.

Максимальная амплитуда заряда на единицу длины имеет место на том конце антенны, где  $z=\pm h$ .

Тогда

$$\bar{Q}_{\text{макс}} = \pm \frac{2\pi \varepsilon_0 \bar{U}_0}{\Omega \cos \beta h}. \quad (8,10)$$

Выражая уравнения (8,3) и (8,4) через уравнения (8,8) — (8,10), получим:

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \frac{\sin \beta (h - |z|)}{\sin \beta h} = \bar{I}_{\text{макс}} \sin \beta (h - |z|), \quad (8,11)$$

$$\bar{Q}_z = \bar{Q}_{\text{макс}} \cos \beta (h - |z|). \quad (8,12)$$

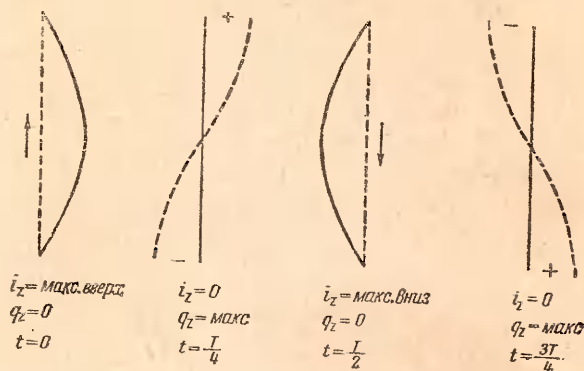
Если мнимая часть уравнения (8,1) выбрана так, чтобы приложенное напряжение  $\bar{U}_0$  являлось действительным, то

$$u_0 = \bar{U}_0 \sin \omega t, \quad (8,13)$$

$$i_z = |\bar{I}_z| \cos \omega t = |\bar{I}_{\text{макс}}| \sin \beta (h - |z|) \cos \omega t, \quad (8,14)$$

$$q_z = \bar{Q}_z \sin \omega t = \bar{Q}_{\text{макс}} \cos \beta (h - |z|) \sin \omega t. \quad (8,15)$$

Схема найденного таким образом распределения тока и заряда показана на фиг. 8,1 для так называемого «полуволнового



Фиг. 8,2. Синусоидальное распределение тока и косинусоидальное распределение заряда на полуволновой антенне для четырех моментов периода тока.

диполя» при полной его длине  $2h = \lambda/2$ . Соответствующие диаграммы с точным синусоидальным распределением показаны на фиг. 8,2. В большинстве случаев эти диаграммы показывают распределение тока вдоль резонансной антенны в момент, когда ток имеет максимальное значение. Диаграммы распределения максимума тока и максимума заряда (наступающего на четверть периода позже) для антенн различных длин показаны на фиг. 8,3. Для возбуждаемой в центре антенны ток всегда исчезает по концам, где заряд на единицу длины имеет максимальное значение. В случае приемных антенн распределение, как это будет показано позже, получается совершенно иным.

**9. Распределение тока вдоль симметричной антенны малого радиуса.** Распределение тока вдоль цилиндрической антенны малого радиуса не может быть выражено в простой аналитической форме. Комплексная амплитуда  $I_z$  тока в какой-нибудь точке  $z$  вдоль антенны может быть выражена как

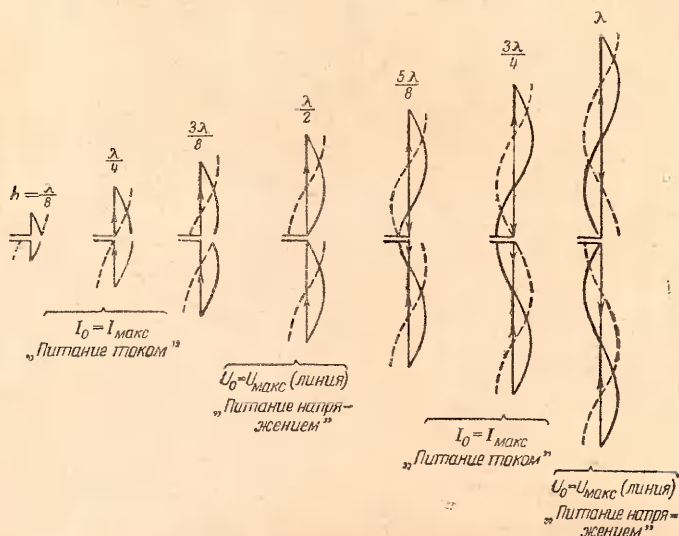
$$j\bar{I}'_z + \bar{I}''_z = \frac{j2\pi \bar{U}_0}{\eta_0 \Omega D} [f'(z) - j f'(z)], \quad (9,1)$$

где  $D$  — действительная функция от  $h$  и  $a$ , но не от  $z$ ;  $f'(z)$  и  $f''(z)$  — действительные функции от  $z$ .

Мгновенное значение тока, соответствующее напряжению [уравнение (8,1)], равно

$$i_z = \frac{2\pi\bar{U}_0}{\Re_0\Omega D} [f'(z) \cos \omega t + f''(z) \sin \omega t]. \quad (9,2)$$

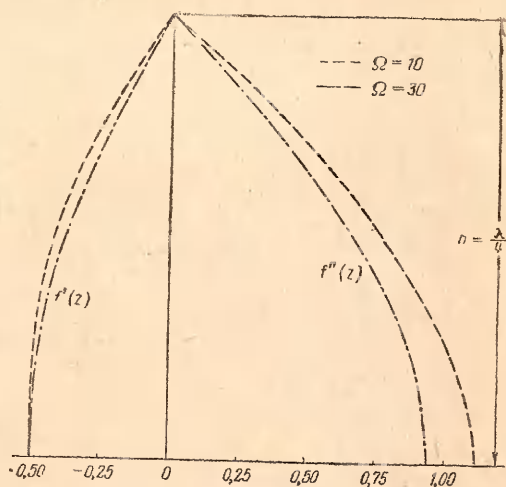
Если радиус стремится к нулю, то  $\bar{I}'_z$  исчезает и  $\bar{I}'_z$  получает синусоидальную форму, уже определенную уравнением (8,14).



Фиг. 8.3. Синусоидальное распределение максимума тока (сплошная линия) и косинусоидальное распределение максимума заряда (пунктирная линия) на бесконечно тонких возбуждаемых в центре антеннах различных длин  $2h$ .

Если радиус не исчезающе мал, то  $\bar{I}'_z$  значительно отличается от синусоидальной формы, и  $\bar{I}'_z$  является уже значащим членом. Это показано на фиг. 9,1 для антенны, у которой  $h = \lambda/4$ , и на фиг. 9,3 для антенны, у которой  $h = \frac{5}{8}\lambda$ , — для тонкой антенны ( $\Omega = 30$ ) и для относительно толстой антенны ( $\Omega = 10$ ). Здесь же отложены и применяемые в уравнении (9,1) функции  $f'(z)$  и  $f''(z)$ . Отметим, что на фиг. 9,1  $f''(z)$  (которая пропорциональна  $\bar{I}'_z$ ) больше, чем  $f'(z)$ . Амплитуда полного тока в какой-нибудь точке  $z$  вдоль антенны равна

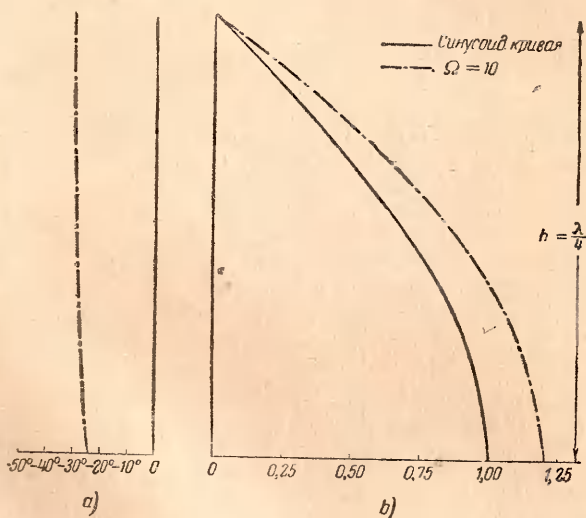
$$|I_z| = \frac{2\pi U_0}{\Re_0\Omega D} \sqrt{[f'(z)]^2 + [f''(z)]^2}. \quad (9,3)$$



Фиг. 9.1. Компоненты  $f'(z)$  и  $f''(z)$  комплексной амплитуды тока  $\bar{I}_z$  по уравнению (9,1) для верхней половины возбуждаемой в центре антенны:

$\Omega = 30$  соответствует  $a/h = 6,1 \cdot 10^{-5}$ ;

$\Omega = 10$  соответствует  $a/h = 1,35 \cdot 10^{-2}$ .



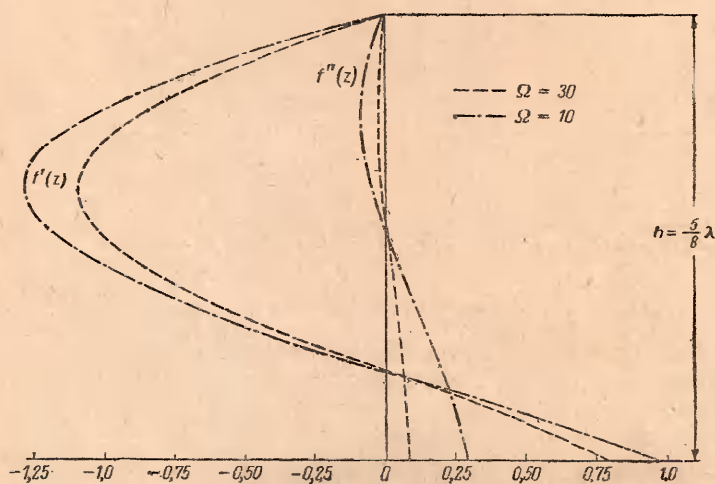
Фиг. 9.2. а) фазовый (относительно  $\bar{U}_0$ ) угол  $\theta$  тока  $\bar{I}_z$ :  $\theta = \arctg \frac{f'(z)}{f''(z)}$ ;  
 б) амплитуда  $\{[f'(z)]^2 + [f''(z)]^2\}^{1/2}$  в уравнении (9,3).



Фазовый угол  $\bar{I}_z$  относительно  $\bar{U}_0$  равен

$$\theta = \operatorname{arctg} \left( \frac{\bar{I}_z}{\bar{I}_z'} \right) = \operatorname{arctg} \left[ \frac{f'(z)}{f''(z)} \right]. \quad (9,4)$$

Функция  $V[f'(z)^2 + [f''(z)]^2]$  показана на фиг. 9,2, б и 9,4, б для обоих случаев, представленных соответственно на фиг. 9,1 и 9,3. Угол  $\theta$  дан на фиг. 9,2, а и 9,4, а. Эти фигуры показывают, что для антенны  $h = \lambda/4$  (фиг. 9,2)  $|\bar{I}_z|$  практически косинусоидальная кривая и  $\theta$  приблизительно постоянны и равны примерно  $-30^\circ$ . Так как кривая при  $\Omega = 10$  на фиг. 9,1 очень незначительно отличается от синусои-



Фиг. 9,3. То же, что и на фиг. 9,1, но для антенны большей длины.

дальной кривой, то распределение тока в антеннах с высотой  $h = \lambda/4$  и с радиусом, изменяющимся в широком диапазоне, может быть представлено достаточно точно уравнением

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \cos \beta z. \quad (9,5)$$

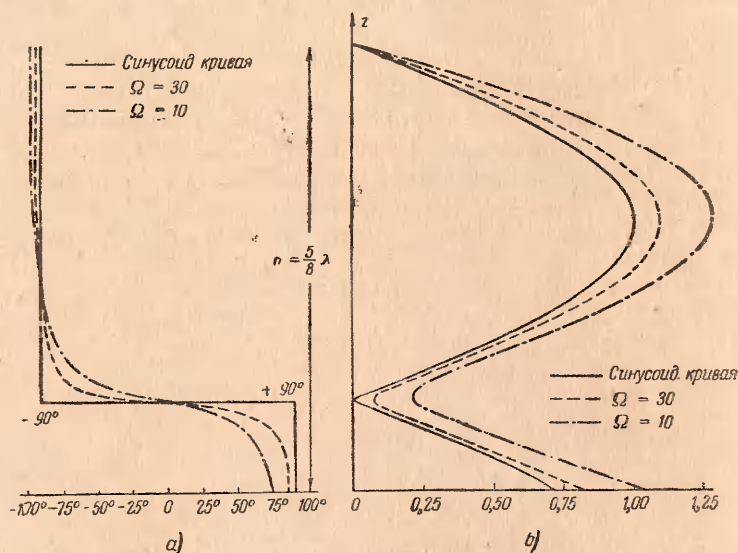
Если половина длины антенны не очень многим превышает  $\lambda/4$  или меньше, чем  $\lambda/4$ , то формула

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \sin \beta (h - |z|) \quad (9,6)$$

даст достаточно хорошее приближение даже для умеренно толстых антенн, если  $\bar{I}_0$  — комплексный входной ток, определяемый уравнением

$$\bar{I}_0 = \frac{\bar{U}_0}{\bar{Z}_0}, \quad (9,7)$$

где  $Z_0$  — собственный входной импеданс, определяемый согласно разделу 10. Если половина длины антенны значительно превосходит  $\lambda/4$ , то уравнение (9,6) даст только грубое приближение даже для относительно тонких антенн.



Фиг. 9,4. То же, что и на фиг. 9,2, но для антенны большей длины.

**10. Собственный входной импеданс симметричной, возбуждаемой в центре, антенны малого радиуса.** Собственный входной импеданс симметричной, возбуждаемой в центре, антенны может быть определен тем же путем, каким определяются и другие импедансы, если только зажимы  $A$  и  $B$  отделены друг от друга ничтожным по сравнению с  $\lambda/2$  расстоянием. Разность потенциалов на зажимах, поддерживаемая внешним источником, равна  $\bar{U}_{AB}$ ; комплексная амплитуда тока, входящего в один зажим и выходящего из другого, одна и та же, если антенна симметрична, т. е.

$$\bar{I}_A = \bar{I}_B. \quad (10,1)$$

Так как зажимы предполагаются расположенными очень близко друг к другу, так что каждый из них лежит очень близко к началу координат ( $z = 0$ ) системы с осью  $z$ , направленной вдоль оси антенны, то  $\bar{I}_0$  может быть выражено и через  $\bar{I}_A$  и через  $\bar{I}_B$ ,  $\bar{U}_0$  через  $\bar{U}_{AB}$  и  $Z_0$  через  $Z_{AB}$ <sup>1</sup>. Тогда

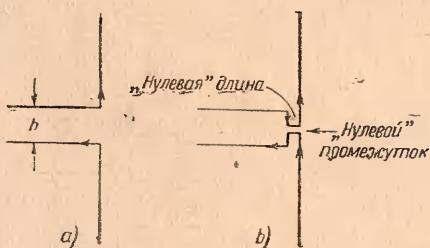
$$Z_0 = \frac{\bar{U}_0}{\bar{I}_0}. \quad (10,2)$$

<sup>1</sup> При рассмотрении в разделе 18 связанных антенн для собственного импеданса антенны в присутствии других антенн будет применяться обозначение  $Z_{ant}$ .

Функция  $Z_{AB}$  или  $Z_0$  определяет собственный входной импеданс антенны, если она настолько отдалена от других проводников или диэлектриков, что любая перестановка их оказывает ничтожное влияние на ток в любой точке антенны. Это всегда верно, если все другие проводники находятся в удаленной зоне рассматриваемой возбуждаемой антенны.

Если антенна возбуждается в центре двухпроводной линией, входные зажимы антенны разделены обычно расстоянием  $b$  линии. Хотя  $b$  предполагается очень малой частью длины волны ( $2\pi b/\lambda \ll 1$ ), но ею все же нельзя пренебрегать.

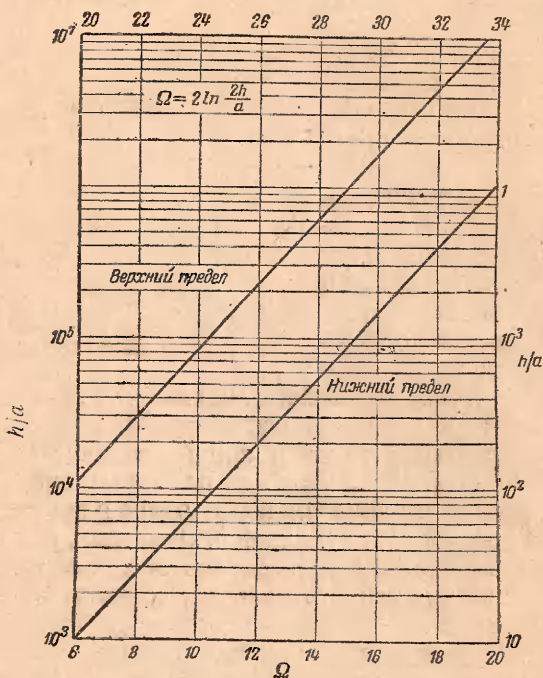
Действительно, сразу же возникает вопрос: от какой точки измерять половину длины  $h$ ? При анализе собственного импеданса предполагается, что расстояние между входными зажимами равно нулю и половина длины  $h$  — половина расстояния между концами антенны. Это



Фиг. 10.1. а) антенна, питаемая двухпроводной линией; б) приближенная эквивалентная цепь.

на фиг. 10,1, где идеализированная линия нулевой длины и нулевого расстояния соединяет действительную линию и антенну. Комбинированные поля токов в линии и антенне (фиг. 10,1, б) те же, что и на фиг. 10,1, а, так как поле, вызванное добавочным малым элементом тока длины  $b$ , равно и противоположно полю подключающей линии длиной  $b$ . Цепь фиг. 10,1, б приблизительно анализирована. Она примерно эквивалентна антенне, состоящей из прямолинейного провода, подключенного к сконцентрированному в ее центре генератору, и линии со сконцентрированной нагрузкой в центре. Практические устройства могут приближаться к этим условиям в большей или меньшей степени, так что найденные результаты дают для действительных цепей более или менее хорошие приближения. Отметим, что в толстой антенне половинной длины  $h \approx \lambda/2$  появляется заметная концентрация зарядов на соседних конечных поверхностях антенных половин, если они близки друг к другу. Но это в теории не рассматривается. Соответственно с этим не следует в частности ожидать хорошего совпадения между теоретическими и экспериментальными величинами для толстой питаемой напряжением антенны, если только на ее зажимы не подключены соответствующие емкости. Если между зажимами антенны имеется значительный зазор (фиг. 10,1, а), то его влияние грубо сказывается в значительном уменьшении эффективной емкости соседних участков антенны по сравнению с устройством фиг. 10,1, б. Следовательно

но, экспериментально определяемый импеданс устройства фиг. 10,1,а должен давать лучшие совпадения с теорией, если к его зажимам подключить маленькие емкости. Во всяком случае неполное совпадение вовсе не должно приписываться или теории, или опыту, а тому обстоятельству, что здесь приходится иметь дело с различными проблемами. Теория, принимающая во внимание более сложные методы возбуждения антенны, не более основательна, чем теория сконцентрированного и, следовательно, идеализированного генератора.



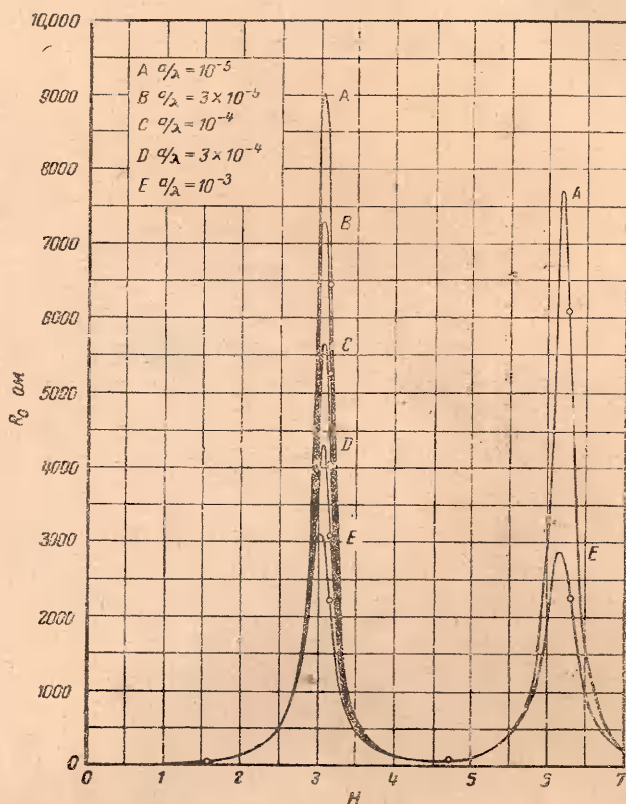
Фиг. 10,2. Параметр  $\Omega = 2 \ln \frac{2h}{a}$ .

Собственный импеданс, определенный из уравнения (10,2), ни в коей мере не зависит от окружающего пространства в том смысле, что вся мощность, доставляемая к зажимам антенны, расходуется на нагрев антенны, как это было бы в случае катушки индуктивности обычного низкочастотного типа, если бы ее собственный импеданс определялся таким же путем. Этот вопрос будет более подробно разобран позднее.

Собственный импеданс цилиндрической и симметричной, возбуждаемой в центре, антенны зависит от радиуса  $a$  антенны совершенно так же, как и от половины длины  $h$ , и



общем случае является также функцией проводимости  $\sigma$  антенны. Этот последний факт увеличивает трудность определения входного импеданса, так как член, содержащий  $\sigma$  содержит под знаком радикала и частоту. Это делает невозможным выразить в общем виде входной импеданс антенн через отношения  $a/\lambda$  и  $h/\lambda$ , — каждая антенна при изменении



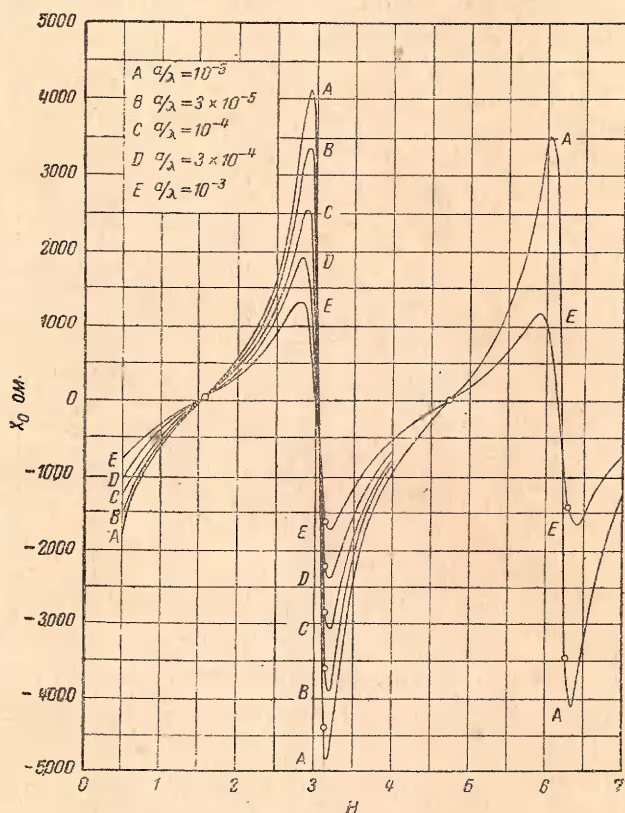
Фиг. 10,3. Сопротивление антенны, вычисленное по уравнению

$$(10.3); H = \beta h = \frac{2\pi h}{\lambda} = \frac{\omega}{v_0}.$$

частоты должна рассматриваться отдельно. К счастью, относительная значимость в импедансе членов, содержащих  $\sigma$ , достаточно мала, так что для практических целей этими членами можно пренебречь, если только сама проводимость достаточно велика, как, например, у меди. Таким образом, в случае высокой проводимости антенны, как, например, у медной антенны, этими членами можно пренебречь, и тогда можно получить общие кривые, выраженные через  $a/\lambda$  и  $H = \beta h = 2\pi h/\lambda$ .

Для некоторых целей более удобна переменная  $\Omega = 2 \ln \frac{2h}{a}$ , которая и была использована нами в предыдущих выводах. Она показана в функции  $h/a$  на фиг. 10,2.

Общая, но лишь приближительная формула для расчета входного собственного импеданса цилиндрической, воз-



Фиг. 10.4. Реактанс антенны, вычисленный по формуле (10,3).

буждаемой в центре, антенны, удовлетворяющая условию  $\Omega^2 \gg 1$ , имеет вид:

$$Z_0 = -j \frac{R_0 \Omega}{2\pi} \left[ \frac{\cos H + (1/\Omega)F(H)}{\sin H + (1/\Omega)G(H)} \right], \quad (10,3)$$

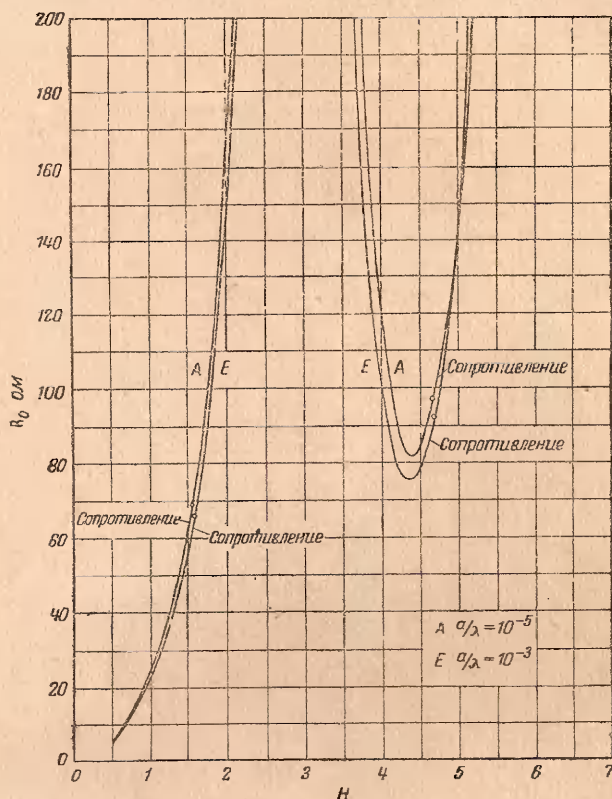
где  $F(H)$  и  $G(H)$  суть комплексные функции от  $H^1$ .

Общие кривые для входных сопротивлений  $R_0$  и реактанса  $X_0$  хорошо проводящей антенны приведены на соответ-

<sup>1</sup> Формулы и таблицы для их определения имеются в литературе: R. King and G. H. Blake, Jr. Proc. Inst. Radio Engrs, т. 30, стр. 335 — 349, 1942.

ствующих фигурах. Так как они вычислены по приближенной формуле, основанной на идеализированных условиях возбуждения, то они дают только правильный порядок величины, но не их точное значение<sup>1</sup>. Они дают очень хорошее совпадение с измеренными импедансами для антенн, нагружающих двухпроводную линию<sup>2</sup>.

На фиг. 10,3 и 10,5 отложено  $R_0$  в функции  $H$  при параметре  $a/\lambda$ . Из этих кривых видно, что  $R_0$  возрастает от очень



Фиг. 10,5. Часть кривой фиг. 10,3, но в увеличенном масштабе.

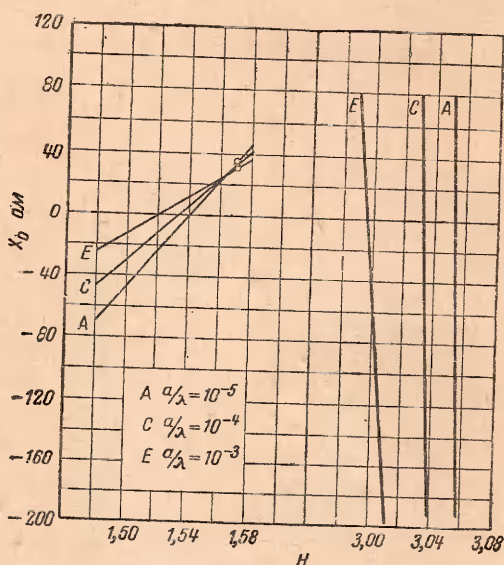
малых значений при малых значениях  $H$  до максимума при  $H$ , несколько меньшем, чем  $\pi$ . Практически антенны могут иметь максимум  $R_0$ , достигающий 300—15 000 ом. Бесконечно тонкая антенна ( $a=0$ ) имеет максимум  $R_0 = \infty$  точно при  $H = \pi$ . Минимум между 75 и 80 ом получается при  $H$  не-

<sup>1</sup> Более точные, но менее общие кривые имеются у R. King and D. Middleton (Quart. of Appl. Math., январь, 1945).

<sup>2</sup> R. King and D. D. King. J. Appl. Phys., т. 16, стр. 445, 1945.

сколько меньшем, чем  $3\pi/4$ , а второй максимум — несколько меньший, чем первый, получается при  $H$  немного меньшем, чем  $2\pi$ .

На фиг. 10,4 и 10,6 отложены значения  $X_0$  в функции  $H$  при параметре  $a/\lambda$ . Важные точки на фиг. 10,6 суть точки исчезающих значений  $X_0$ , имеющих место при  $H$  несколько меньших, чем  $n\pi/2$ , или  $h$  несколько меньших, чем  $n\lambda/4$ , где  $n$  — целое число. Условие, при котором  $X_0$  исчезает при  $h$ , близких к  $n\lambda/4$ , и  $n$  нечетном, называется входным резонансом. Он характеризуется относительно малым значением  $R_0$  (близ минимума, исключая  $n=1$ ) и может быть сравним



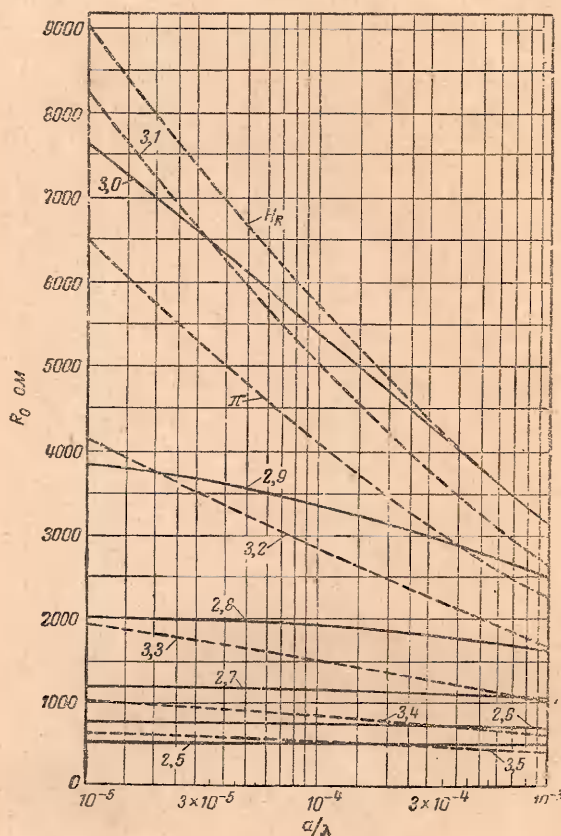
Фиг. 10,6. Часть кривой фиг. 4, но в увеличенном масштабе.

с последовательным резонансом в традиционных  $R, L$  и  $C$  цепях ближней зоны. Условие, при котором  $X_0$  исчезает при  $h$ , близких к  $n\lambda/2$ , при четных  $n$ , называется входным антирезонансом, который характеризуется практически максимальными значениями  $R_0$  и может быть сравнен с параллельным резонансом в традиционном низкочастотном анализе.  $X_0$  — отрицательно (антенна — емкость) для длин ниже первого резонанса и по мере увеличения  $h$  при длинах, лежащих между каждым антирезонансом и ближайшим резонансом.  $X_0$  — положительно (антенна — индуктивность) при возрастании  $h$  для длин, лежащих между каждым резонансом и ближайшим антирезонансом. Крайние значения  $X_0$  получаются при  $h$  несколько меньших и несколько больших значений, соответствующих антирезонансу. Крайние значения составляют при-



мерно половину максимального значения лежащего между ними  $R_0$ . Таким образом, антенна может быть эквивалентна или емкости, или индуктивности в зависимости от ее длины и частоты, на которой она работает. Так называемая «короткая антенна» всегда емкостная. Главным членом формулы для  $Z_0$  является

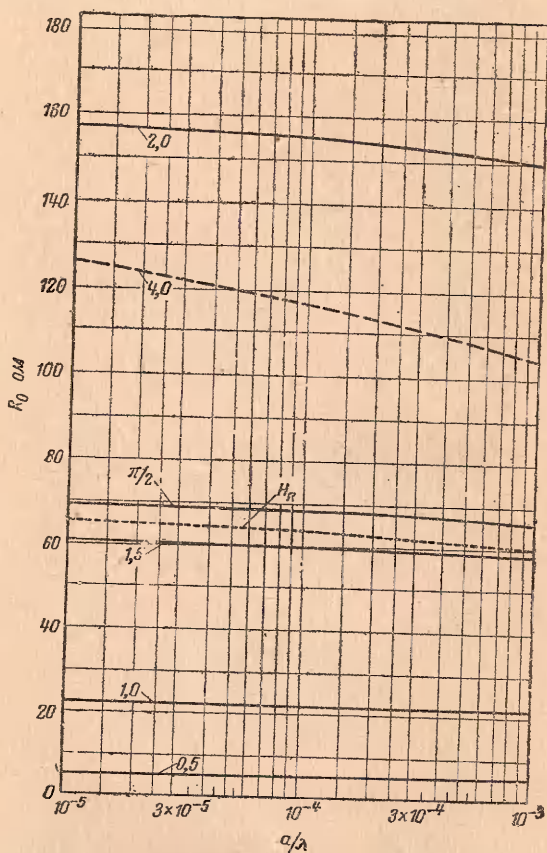
$$Z_0 = -j60\Omega \operatorname{ctg} H. \quad (10,4)$$



Фиг. 10,7. Сопротивление антенны. Числовой параметр кривых —  $H = \frac{2\pi h}{\lambda}$ .  
Кривая, помеченная  $H_R$ , относится к антирезонансным длинам.

Этот член в выражении для  $R_0$  не содержит множителя  $\Omega$ , который приближается к бесконечности, когда радиус стремится к нулю. Для значений  $H$ , не очень близких к значениям, дающим резонанс, уравнение (10,4) дает только грубое приближение для  $Z_0$  тонкой антенны. Фигуры (10,7—10,9) дают те же данные, что и фиг. 10,3 и 10,4, но только в качестве переменного здесь взято  $a/\lambda$ , а параметром служит  $H$ .

Кривые, помеченные  $H_R$ , построены для  $H$ , подобранном для получения резонанса или антирезонанса при переменном  $a/\lambda$ . Для многих целей эти кривые более удобны, чем кривые фиг. 10,3 и 10,4. Так как эти кривые — пологи и изменяются медленно, то экстраполяция значительно больших значений  $a/\lambda$ , чем  $10^{-3}$ , дает хорошее приближение. Диапазон переменного  $\Omega$  для практических антенн лежит между 6—7

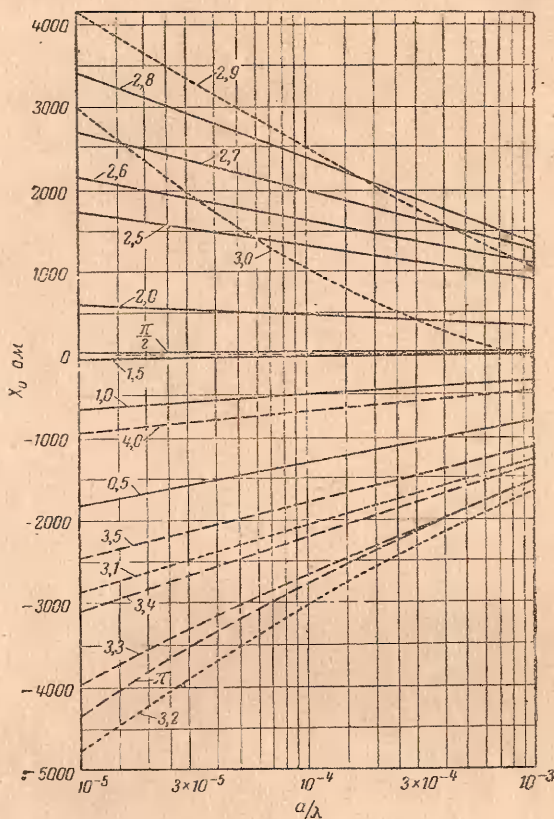


Фиг. 10,8. Кривые фиг. 10,7 в увеличенном масштабе. Кривая, помеченная  $H_R$ , относится к резонансным длинам.

и 30. Анализ, из которого были получены все импедансные кривые, предполагает, что  $1/\Omega^2$  ничтожно мало по сравнению с единицей. Соответственно с этим значения, меньшие, чем  $\Omega=10$ , не использовались, и кривые гораздо менее точны для  $\Omega=10$ , чем для  $\Omega > 15$ .

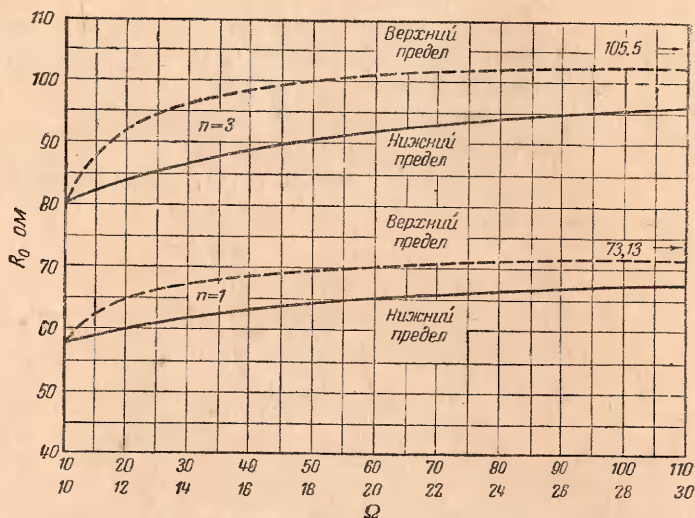
На фиг. 10,10  $R_0$  дано в функции  $\Omega$  с  $H$ , подобранным

для случая резонанса. Для диапазона  $\Omega$  от 10 до 30  $R_{0\text{рез}}$  изменяется от 58 до 68 ом для первого резонанса ( $n=1$ ) и достигает значения 73,13 ом только при бесконечно тонкой антенне. Для второго резонанса ( $n=3$ )  $R_{0\text{рез}}$  изменяется от 81 до 97 ом с асимптотическим приближением к 105,5 при бесконечно тонкой антенне ( $a=0, \Omega=\infty$ ). Фиг. 10,12 показывает кривую для  $n=1$  на фиг. 10,11, экстраполирован-

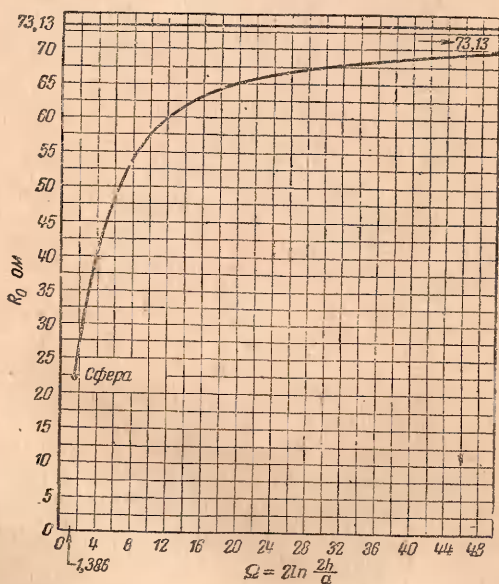


Фиг. 10,9. Реактанс антенны.

ную до точки, дающей сопротивление излучения сферы, вычисленное, как для цилиндра, у которого  $h=a$ . На фиг. 10,12 максимумы (практически антирезонанс) значений  $R_0$  даны в функции  $\Omega$ . Когда  $\Omega$  возрастает от 10 до 30,  $R_{0\text{антирез}}$  изменяется от 1600 до 15600 ом и приближается к бесконечности при  $a=0$ . Резонансные и антирезонансные значения  $H_R$  могут быть определены из фиг. 10,13. На величину  $(n\pi/2 - H_R)$  должна быть умножена половина длины (в ра-

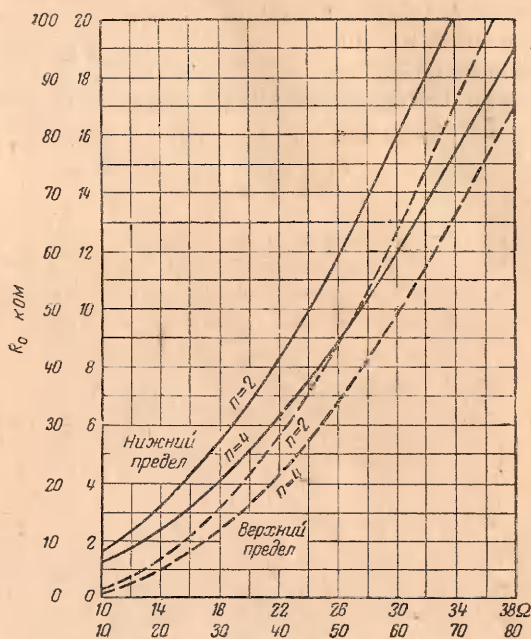


Фиг. 10,10. Сопротивление антенны при резонансе. Кривая, помеченная  $n=1$ , относится к резонансу вблизи  $h = \lambda/4$ ; кривые, помеченные  $n=3$ , относятся к резонансу вблизи  $h = 3\lambda/4$ .

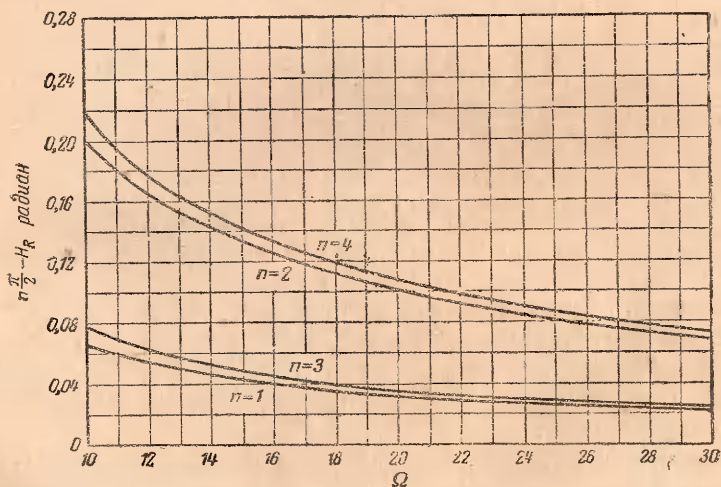


Фиг. 10,11. Экстраполяция кривой  $n=1$  фиг. 10,10. Точка, обозначения „сфера“, дает  $R_0$  для сферы радиуса  $a$ , как для цилиндра, у которого  $h = a$ .





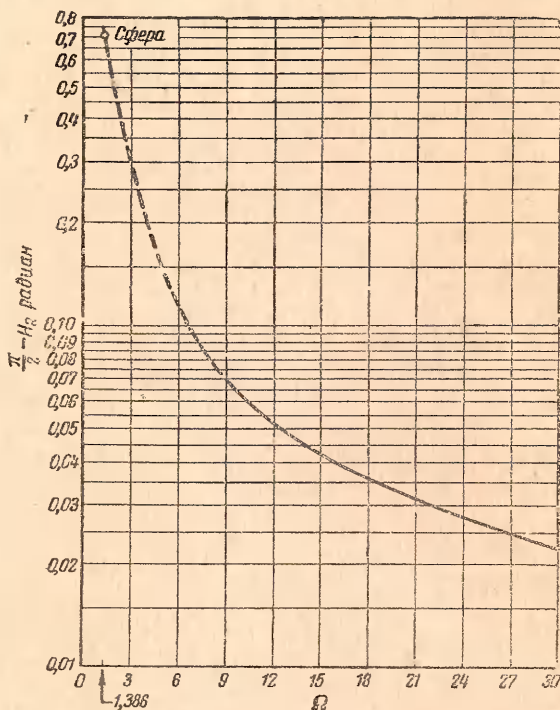
Фиг. 10,12. Сопротивление при антирезонансе в функции  $\Omega$ .



Фиг. 10,13. Разница в радианах между резонансом ( $n$  — нечетное) и антирезонансом ( $n$  — четное) полуволновой бесконечной тонкой антенны и антенны, полудлина которой  $h$  и радиус  $a$ .  $\Omega = 2\ln \frac{2h}{a}$ .

дианах) действительной антенны против значения  $n\pi/2$  для бесконечно тонкой антенны, чтобы поддерживать резонанс ( $n$  нечетное) или антирезонанс ( $n$  четное). Действительные длины  $h_r$ , обеспечивающие резонанс или антирезонанс, легко вычисляются по формуле

$$h_r = H_R \frac{\lambda}{2\pi} \quad (10,5)$$



Фиг. 10,14. Кривая  $n=1$  фиг. 10,13 экстраполирована. Точка, обозначенная „сфера“, дана для сферы радиуса  $a$ , как для цилиндра высотой  $h=a$ .

Отметим, что  $h_r$  приближается к  $n\lambda/4$ , когда радиус  $a$  исчезает и  $\Omega$  становится бесконечностью. На фиг. 10,14 экстраполирована кривая для  $n=1$  фиг. 10,13 до точки, дающей условие резонанса для сферы, рассматриваемой как цилиндр, у которого  $h=a$ .

Значения  $X_0$  при  $H=\pi/2$ ,  $h=\lambda/4$  отмечены на фиг. 10,6 малыми кружками. Заметим, что  $X_0$  изменяется в зависимости от  $H$  более медленно, чем возрастает  $a/\lambda$ . С другой стороны, когда  $a/\lambda$  уменьшается, кривые приближаются к вертикали. Если половина длины  $h$  подобрана для  $\lambda/4$  так, что

$H = \pi/2$  и радиус берется все меньшим и меньшим, то  $X_0$  приближается к значению 42,5. С другой стороны, если определено значение  $h$ , при котором при  $a=0$   $X_0$  исчезает, то тогда  $h = \lambda/4$ . Это кажущееся противоречие объясняется тем, что когда радиус  $a$  делается все меньше и меньше, кривые  $X_0$  в функции  $H$  (например, фиг. 10,6) становятся все более и более вертикальными, то точка, где  $X_0$  пересекает линию нуля, все больше приближается к  $H = \pi/2$ ; в то же самое время значение  $X_0$  при  $H = \pi/2$  приближается к 42,5. В пределе, когда  $a$  станет равным нулю, кривая реактанса становится вертикальной, и  $X_0$  при  $h = \lambda/4$  или  $H = \pi/2$  приобретает, следовательно, промежуточные значения и может принять любое значение, включая и 42,5. В действительности же любая антенна конечного, но очень малого радиуса, когда  $h = \frac{\lambda}{4}$  или  $H = \frac{\pi}{2}$ , имеет для  $X_0$  значение меньшее, чем 42,5, и при  $h$  меньшем, чем  $\lambda/4$ ,  $X_0$  исчезает. Для антенн не исчезающе малого радиуса, когда  $X_0 = 0$  (первый резонанс),  $R_0$  получается меньше, чем 73,13 при половине длины  $h$  меньшей, чем  $\lambda/4$ .

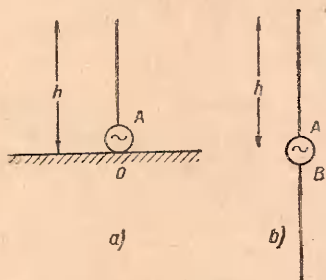
Если к зажимам антенны подключить сосредоточенную емкость, то импеданс этой параллельной комбинации отличается от импеданса только одной антенны следующим: кривые сопротивления (фиг. 10,3) понижаются и сдвигаются влево, кривые реактанса (фиг. 10,4) сдвигаются влево, и реактанс, особенно вблизи антирезонанса, становится более емкостным. При достаточно большой параллельной емкости и достаточно толстой антенне реактанс никогда не может стать индуктивным при длинах, превосходящих первый резонанс. Если зажимы расставлены широко (фиг. 10,1,а), то кривые сопротивления и реактанса сдвигаются вправо; реактанс становится несколько более индуктивным.

**11. Широкополосная антенна.** Исследование кривых входного импеданса цилиндрической возбуждаемой в центре антенны (фиг. 10,4, 10,6) показывает, что изменение реактанса  $X_0$  с частотой (заметим, что  $H = 2\pi fh/v_0$  прямо пропорционально частоте) происходит гораздо медленнее для толстых антенн, чем для тонких. Соответственно с этим, если антенна предназначена для работы на очень широкой полосе частот, как это имеет место в телевидении, то она имеет меньшее изменение во входном реактансе с частотой в случае толстой антенны, чем в случае тонкой. Это означает, что для широкой полосы частот может быть получен лучший согласующий импеданс.

**12. Несимметричная антенна.** Специальный случай антенны, расположенной вертикально на очень хорошо проводящем полупространстве. Если с точки зрения геометрии

ческого расположения проводников, образующих половины антенны, или возбуждающей ее линии антенна несимметрична относительно входных зажимов, то появятся различные усложняющие обстоятельства. В одном случае это может ограничиться несимметричным распределением тока, в другом — появлением эффекта связанных цепей, разбор которых мы отложим до следующего раздела.

Рассмотрим круглый проводник малого радиуса  $a$  и длиной  $h$ , поставленный вертикально над совершенно проводящим полупространством (фиг. 12,1,а). Предположим, что подключаемый конец  $A$  проводника находится на очень малом расстоянии (в пределах ближней зоны) от проводящей плоскости. Пусть второй зажим генератора подключен к проводящей плоскости в точке  $O$  непосредственно под  $A$ . Возбуждающая разность потенциалов включается между  $A$  и  $O$ .



Фиг. 12,1. Антенны, имеющие одинаковые распределения тока в частях над зажимами  $A$ .

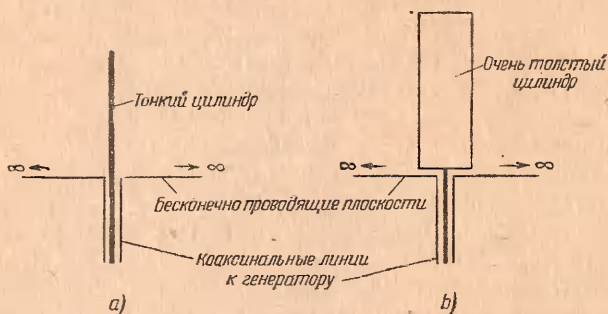
Если входной ток  $I_A$  в точке  $A$  направлен вверх по антенне, то такой же ток  $I_0$  посылается генератором вниз от точки  $O$ . Можно показать, что распределение тока вдоль круглого проводника будет в точности таким же, как если бы он представлял собой верхнюю половину симметричной антенны

(фиг. 12,1,б). Ток, входящий в  $O$ , распространяется радиально вдоль поверхности проходящей плоскости. Как ток в вертикальном проводе проходит через каждые полупериода свои обычные циклы переменного направления, попеременно распределяя вдоль проводника положительный и отрицательный заряды, так расширяются вонне вдоль проводящей плоскости и переменные кольца положительного и отрицательного зарядов, перемещаясь с радиальной фазовой скоростью, асимптотически приближающейся к характеристической скорости  $v_0 = 3 \cdot 10^{10}$  см/сек по мере того, как радиус кольца становится достаточно большим (раздел 36). Для настоящих целей достаточно отметить только, что силы, действующие на индивидуальный проводник, расположенный где-нибудь в верхнем полупространстве, как, например, приемная антенна, являются не только результатом движения зарядов в круглом проводнике, но также и результатом движения зарядов повсюду в проводящей плоскости, на которой поставлен проводник. Антенна состоит из вертикального проводника и всей проводящей плоскости, на которой она стоит.



Входной импеданс возбуждаемой у основания антенны полной длины  $h$  и радиуса  $a$ , установленной над совершенно проводящим полупространством, равен половине импеданса симметричной, возбуждаемой в центре, антенны половинной длины  $h$  и радиуса  $a$ . Соответственно с этим все кривые, рассчитанные для возбуждаемой в центре антенны, непосредственно приложимы и к антенне, возбуждаемой у основания, если все значения сопротивления и реактанса для первой разделить на два.

Как и в случае симметричной антенны, практически и здесь невозможно возбуждать антенну сконцентрированным в одной точке генератором, в этом случае расположенным у ее основания. При низких частотах и при тонких антеннах, прак-



Фиг. 12.2. Методы возбуждения у основания антенн, поставленных вертикально над проводящим полупространством.

тически при устройствах, использующих передающую линию, не трудно приблизиться к этому идеальному теоретическому случаю. При высоких частотах это становится значительно труднее. Например, на фиг 12,2,а возбуждающие силы питаемой напряжением антенны скорее распределены, чем сконцентрированы, вдоль вертикального провода на расстоянии, сравнимом с диаметром коаксиальной линии. Если этот диаметр не очень мал, то теоретический случай здесь не очень подходит, и ожидать поэтому близкого совпадения между теорией и опытом нельзя. В случае, показанном в преувеличенной форме на фиг. 12,2,б, возбуждающие силы значительно более соответствуют предполагаемому теоретическому случаю, поскольку это касается цилиндрической поверхности. С другой стороны, импеданс, нагружающий конец линии, не равен импедансу на возбуждающем краю цилиндрической поверхности. Последний может быть измерен, первый — вычислен. Ожидать полного совпадения, особенно вблизи антирезонанса, когда у основания получается большая концентрация заряда, нельзя. (Теоретическая величина не есть только

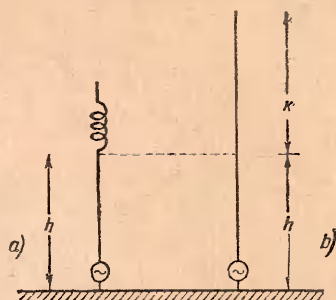
разность между окончательными импедансами, измеренными на коаксиальной линии сначала при наличии на месте антенны, а затем с отрезанной антенной и с оставшимся вместо нее только плоским диском.) Отсюда следует, что теоретические кривые, особенно вблизи антирезонанса, не характеризуют точно физически разных, годных для практики устройств. Они могут рассматриваться только как дающие правильный порядок величин и то только для умеренно толстых антенн, работающих вблизи антирезонанса в практически годных устройствах.

Совершенно проводящая плоскость бесконечного протяжения физически не осуществима. С другой стороны, на частотах широкополосного диапазона земля (если только она не очень суха вблизи антенны) ведет себя достаточно похоже на совершенно проводящую плоскость, так что, считая ее за таковую, можно часто получить достаточно хорошие приближения. Полученный таким образом импеданс корректируется затем комбинацией его с эффективным сопротивлением заземления, которое принимается включенным последовательно с импедансом антенны. На практике всегда желательно (и, следовательно, это обычно встречается) создать развитую радиально систему заложённых в землю проводов. Для того чтобы вблизи антенны, где плотность тока наибольшая, уменьшить потери в земле. Соленая вода приближается к совершенному проводнику даже при частотах значительно выше радиовещательного диапазона. Однако при ультравысоких частотах ни в какой степени даже грубо поверхность земли не может рассматриваться как совершенный проводник. Наоборот, она во многих отношениях ведет себя как несовершенный диэлектрик с потерями, которые могут быть в сырой земле или соленой воде очень велики.

**13. Антенны-башни над хорошим проводником.** Если возбуждаемая у основания антенна — не цилиндрическая и не малого относительного радиуса, а состоит из свободно стоящих стальных башен средней высоты с неоднобразным сечением, то входной импеданс их не может быть определен по кривым для цилиндрической антенны. В зависимости от их длины башенная антенна ведет себя в общем скорее как толстая цилиндрическая антенна, и простое распределение тока при бесконечно тонкой антенне не даст в данном случае удовлетворительного приближения. Эффективное продольное распределение тока в них похоже на распределение тока в толстых цилиндрических антеннах тем, что оно состоит из двух компонент, отличающихся по фазе во времени на четверть периода.

**14. Нагруженная сверху антенна.** При низких радиочастотах часто желательно или даже необходимо уменьшить физическую длину вертикальных антенн, поставленных над землей, до величины меньшей, чем это требуется для собствен-

ного ее резонанса, что обычно бывает при длинах, несколько меньших, чем  $\lambda/4$ . Эта необходимость может диктоваться экономикой в конструкциях наземных устройств или конструкцией кораблей. Такое укорачивание всегда нежелательно в том отношении, что оно уменьшает полную длину несущего ток проводника, который, собственно, и порождает эффективные силы, создающие токи в удаленной приемной антенне. Если вертикальная часть антенны должна быть сделана меньше, чем четверть длины волны, то с электромагнитной точки зрения получится меньший ущерб, если в жертву будет принесена верхняя часть антенны, несущая наименьший ток, и оставлена нижняя часть антенны вблизи основания, как несущая наибольший ток. Это можно сделать различными путями. Например, верхняя часть антенны может быть повернута в горизонтальное положение и образовать как бы букву Г (так называемая Г-образная антенна), или она может быть намотана в виде катушки с большим шагом и со сравнительно малыми потерями (фиг. 14,1); она может быть также заменена большой сферой, диском или металлическим цилиндром; наконец, можно натянуть один или несколько горизонтальных проводов так, чтобы центры их были подключены к верхнему концу оставшейся вертикальной части и образовали таким образом Г-образную антенну или антенну с плоской вершиной. Если в каждом отдельном случае выбраны соответствующие размеры, то антенна может быть укорочена и все же будет находиться в резонансе с таким же приблизительно током в вертикальной части антенны, какой был бы, если бы ее длина была равна четверти длины волны без какого-либо дополнительного устройства (нагрузки) сверху. Распределение тока и заряда вдоль вертикальной части нагруженной сверху антенны похоже на распределение тока в той же самой нижней части резонирующей прямолинейной антенны. Оно не может быть, конечно, в точности тем же самым, так как силы, действующие на заряды в выпрямленной верхней части прямолинейной антенны, заменяются другими силами, вызванными зарядами в верхней ее части, теперь уменьшенной и иначе ориентированной.



Фиг. 14,1.

а) антенна, нагруженная сверху катушкой; б) антенна прямолинейного провода, вытянутого на эквивалентную длину, равную длине катушки.

Некоторые полезные качественные выводы о свойствах нагруженной сверху антенны можно получить, предполагая



синусоидальное распределение тока вдоль вертикальной части, подчиняющееся закону

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \frac{\sin \beta(h + k - z)}{\sin \beta(h + k)}, \quad (14,1)$$

где  $k$  — эквивалентная длина верхней нагрузки. На фиг. 14,1 показана нагрузка сверху в виде катушки. Для Г-образной антенны или для очень плотно намотанной катушки полная длина провода при резонансе приблизительно та же, что и для прямолинейной вертикальной антенны. Во всех случаях входное сопротивление при резонансе у укороченных антенн получается меньше, чем имеется у прямого вертикального провода, на величину, зависящую от размеров той части антенны, которая была загнута, намотана в катушку или заменена верхней нагрузкой.

Эти рассуждения приложимы в одинаковой мере также и к симметричной, возбуждаемой в центре, антенне, каждый конец которой укорочен одинаковым образом соответствующей оконечной нагрузкой.

**15. Нагрузка на входных зажимах.** Цепь, включающая в себя антенну, всегда может быть настроена в резонанс включением соответствующего рода импедансов. Так как антенна с точки зрения напряжения, приложенного к ее зажимам, близко расположенным друг к другу, эквивалентна сосредоточенному импедансу, то анализ антенны с включенными последовательно с ней сосредоточенными импедансами приводит к обычному анализу последовательного контура ближней зоны.

**16. Излучение.** Так как все электрические заряды оказывают по закону запаздывающего действия влияние на другие заряды, находящиеся на расстоянии, то периодически меняющееся распределение зарядов на одном элементе цепи безоговорочно должно оказывать влияние на все заряды окружающего пространства, стремясь привести их также в периодически движение. Это правильно, конечно, только в том случае, если только токи в других элементах той же или близрасположенной цепей или в замкнутых экранах не вызывают равных и противоположных влияний, компенсирующих влияние, вызванное токами в рассматриваемом элементе. В цепи ближней зоны токи проходят целиком по замкнутому или квазизамкнутому пути, все части которого настолько близки друг к другу (с точки зрения длины волны), что обусловленное этими токами результирующее влияние на заряды удаленных проводников будет исчезающе мало. Для того, чтобы в двух цепях проявились значительные силы взаимного действия, эти цепи (все части которых находятся в ближней зоне) должны быть компактны и чрезвычайно близко расположены друг к другу в смысле длины волны. Такие це-



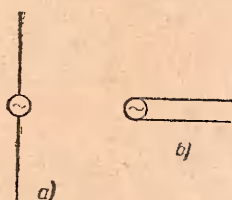
пи в обычном низкочастотном смысле называются связанными.

Если цепь распространяется за границы ближней зоны, то влияние, оказываемое ее токами на заряды других, даже очень удаленных проводников, может быть значительным, если только оно не компенсируется равными и противоположными влияниями соседних токов, как это имеет место в коаксиальной или двухпроводной передающей линии. Однако полной компенсации от зарядов, движущихся по антенне, произойти не может, если она не находится в ближней зоне относительно любого другого проводника. В этом случае при достаточной длине антенны, когда на всем ее протяжении в разных местах ее могут возникнуть противоположные токи, лишь в некоторых углах (в некоторых направлениях) может наблюдаться более или менее полная компенсация элементарных эффектов. Зато в других направлениях от нее эти элементарные эффекты, комбинируясь, будут давать весьма сильный эффект. Таким образом, существенными характеристиками антенны являются протяженность и геометрическая конфигурация проводников, которые должны быть расположены так, чтобы периодически изменяющиеся вдоль них токи оказывали бы по истечении соответствующего времени достаточно сильное влияние на очень удаленные заряды.

Каждая эффективная антенна по ее уже природе является связанной со всей окружающей материей в том отношении, что работа, затрачиваемая на поддержание в ней периодического движения зарядов, является в значительной мере работой, затрачиваемой на заряды окружающего пространства, благодаря ей неизбежно приходящие в движение. Возбуждаемая антенна может рассматриваться как своего рода первичная цепь, более или менее тесно связанная с безграничным числом повсюду далеко и широко разбросанных вторичных зарядов, приводимых в движение. Только незначительная часть подводимой к антенне энергии расходуется на ее собственное нагревание. Большая часть подведенной к антенне энергии уносится прочь от антенны, где она используется на нагревание всех бесчисленных несовершенных проводников и несовершенных диэлектриков, в которых возникают свои токи, хотя бы и малой величины. Энергия, переносимая в окружающее пространство, называется излученной энергией.

Не представляет никакой сложности оценить, с одной стороны, ту малую часть энергии, которая доставляется симметричной, возбуждаемой в центре, антенне и затрачивается ею на нагрев собственных своих проводов, и, с другой стороны, значительно большую часть энергии, переносимую к другим частям вселенной. Нами было уже установлено,

что кривые фиг. 10,3—10,9 для входного сопротивления и реактанса такой антенны вычислены при условии, что мы пренебрегаем всеми членами, содержащими проводимость. Это было сделано ради упрощения как математических расчетов, так и вычерчивания графиков, тем более что подобное допущение вполне удовлетворяет всем практическим задачам, так как большая (но конечная) проводимость очень хороших проводов оказывает на  $R_0$  и  $X_0$  ничтожное влияние. Например, для толстой медной антенны, радиусом 5 мм, работающей на длине волны в 5 м, разница в вычисленных значениях  $R_0$  при резонансе (при учете омического сопротивления и при его отбрасывании) меньше, чем 0,2%. При более тонкой антенне, радиусом в 1 мм, работающей на длине волны 100 м, соответствующая разница составляет при-



Фиг. 16,1.

а) антенна, возбуждаемая в центре; б) согнутая в центре антенна, образующая разомкнутую на конце линию.

мерно 3%. Отсюда следует, что с достаточно хорошим приближением можно принять, что мощность  $I_0^2 R_0$ , доставляемая хорошо проводящей антенне (медной) с сопротивлением  $R_0$  (взятым из кривых раздела 10) практически вся излучается в более или менее тесно связанное с ней окружающее пространство; мощность же, расходуемая на нагрев самой антенны, ничтожно мала. Если антенна сделана из не очень хорошего проводника, то распределение тока в ней, и следовательно, энергия, как излучаемая ею,

так и идущая на нагрев ее, заметно зависит от проводимости материала. Если же предположить бесконечную проводимость материала антенны, то излучаемую антенной энергию вообще невозможно определить.

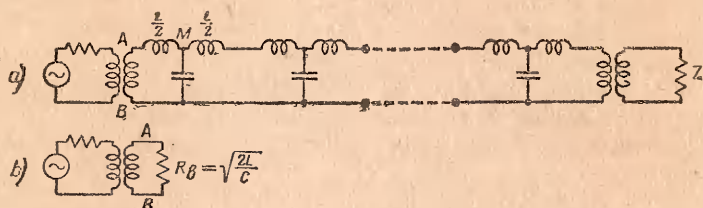
Поучительно сравнить мощности, доставляемые данной паре медных проводов, 1) когда они расположены вдоль одной и той же оси и образуют резонансную возбуждаемую в центре антенну (фиг. 16,1, а) и 2) когда эти провода согнуты параллельно друг другу и образуют резонирующую разомкнутую на конце двухпроводную линию (фиг. 16,1, б). Разница в резонансных длинах в обоих случаях получается очень незначительной, если только применяется тонкий проводник. Более того, в первом приближении распределение (по синусоиде) тока вдоль каждого провода одинаково; равным образом и входной ток является максимальным током. Следовательно, входные мощности, определяемые выражением  $I_0^2 R_{вх}$ , вполне сравнимы, если только ток  $I_0$  в обоих случаях сделать одинаковым. Для антенны входное сопротивление при резонансе имеет величины порядка 64 ом (фиг. 10,7 для  $a/\lambda = 2,5 \cdot 10^{-4}$ ). С другой стороны, для типичной передающей линии с разомкнутым концом

входное сопротивление при резонансе имеет величину порядка  $0,5 \text{ ом}$  (вычисленную из  $R_{\text{вх рез}} = R_g \alpha l$  при  $\alpha = 2 \cdot 10^{-3} \text{ непер/м}$ ,  $l = \lambda/4 = 1 \text{ м}$ ,  $R_g = 500 \text{ ом}$ ). Доставляемая в антенну мощность  $I_0^2 \cdot 64$  практически вся излучается; доставляемая в линию мощность  $I_0^2 \cdot 0,5$  практически расходуется на нагрев проводов линии. Отношение мощности, доставляемой в линию, к мощности, доставляемой к антенне, является грубой мерой отношения мощности, расходуемой на нагрев антенны, к мощности, ею излучаемой, поскольку распределение тока в линии и в антенне при резонансе грубо одинаково. Для рассматриваемого числового примера это отношение имеет величину порядка 1%. Как оценка эта цифра вполне сравнима со значением 0,2% для толстой антенны и 3% для тонкой антенны, полученных при различных частотах. Это убедительным образом доказывает, как сильно один только перегиб двух проводников симметричной антенны для придания ей формы линии из параллельных проводов уменьшает ее связь с окружающим пространством и тем самым снижает ее эффективное «отраженное сопротивление» от преобладающего значения до ничтожно малого. До сих пор предполагалось, что ни одна из громадного числа «вторичных цепей» окружающего пространства не находится поблизости от возбуждаемой антенны как «первичной цепи». Влияние перемещения одной вторичной цепи, т. е. другой настроенной антенны, расположенной ближе к возбуждаемой антенне (но не настолько близко, чтобы образовать параллельную линию), рассматривается в разделе 19.

Нами было установлено, что антенна фактически представляет некоторое расположение проводов, которое в электромагнитном отношении связано с окружающей природой так, что вызванные в антенне токи окажут через некоторое время влияние на заряды независимо от того, где бы последние ни находились. Токи, вызванные этой антенной, в свое время сами окажут обратное действие на перемещающиеся в антенне заряды. Но постольку, поскольку нами рассматриваются токи в отдаленном окружающем пространстве, то промежуток времени, по истечении которого могла бы наступить такая реакция в антенне, значительно больше того небольшого интервала, в течение которого антенна может поддерживаться в рабочем состоянии. Следовательно, можно предполагать, что лишь при ограниченных размерах окружающего пространства антенна будет испытывать заметную обратную реакцию. Действительно, такое заключение может основываться на своего рода обманчивых обоснованиях «по аналогии». Например, когда желают определить, скорость относительно земли человека, бегущего в поезде по направлению его движения, то скорость человека должна быть сло-



жена со скоростью поезда. В «аналогичных» случаях скорость света должна была бы прибавляться к скорости движения источника света. Электромагнитные явления редко могут быть правильно истолкованы «по аналогии» с простыми механическими явлениями, наблюдаемыми ежедневно. Аналитически найден и физически подтвержден тот факт, что всякий раз, когда явление может быть описано математически при помощи волнового уравнения, в котором появляется конечная скорость распространения какой-нибудь величины, имеющая или физический или только математический смысл<sup>1</sup>, распространению всегда препятствует некоторый эквивалентный характеристический импеданс, носящий характер чисто активного сопротивления, если только при распространении не имеется рассеивания.



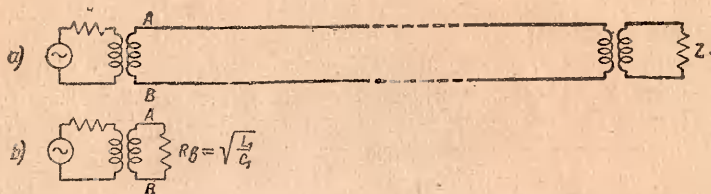
Фиг. 16.2. Цепь без потерь, но с запаздыванием, а) эквивалентная характеристическому сопротивлению; б) связанная с первичной цепью.

Рассмотрим, например, цепь фиг. 16,2,а, состоящую из генератора, подключенного к обычной электрической цепи, связанной с нагрузкой искусственной линией из повторяющихся секций, образующих цепь с выдержкой времени. Предположим, что выдержка времени составляет много дней и связь между соседними половинками катушек настолько совершенна, что  $M = \frac{L}{2}$ . Для простоты предположим, что линия без потерь, т. е., что она чисто реактивна, но ее оконечная нагрузка  $Z$  может включать и активное сопротивление. Поскольку дело касается генератора, цепь фиг. 16,2,а эквивалентна цепи фиг. 16,2,б до тех пор, пока не пройдет нужного времени для того, чтобы получить отражение от импеданса  $Z$ . Включая достаточное число секций, этот момент можно отодвигать бесконечно, и независимо от числа секций он никогда не наступит, если выходной трансформатор имеет коэффициент трансформации 1:1 и  $Z = R_g = \sqrt{\frac{2L}{C}}$ . Таким образом, связующее звено, образующее линию без потерь, будет создавать на ее входных зажимах А, В определенную нагрузку до тех пор, пока не появится какое-либо воздействие

<sup>1</sup> См. примечание на стр. 94.

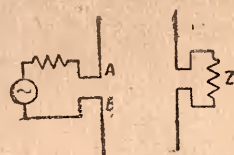


от нагрузочного оконечного импеданса. Подобная же ситуация имеет место и в том случае, если связующим звеном служит достаточно длинная линия без потерь (фиг. 16,3). Она к тому же дает на своих зажимах  $A, B$  — до тех пор, пока не будет получено отражения от ее нагрузочного окончания  $Z$ , — характеристическое сопротивление  $R_c = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$ . Как видно, импеданс у генератора в обоих случаях может быть изменен выбором степени и типа связи между ним и линией.



Фиг. 16,3. Нерезонирующая передающая линия без потерь, а) эквивалентная характеристическому сопротивлению; б) связанная с первичной цепью.

Цепь фиг. 16,4, которая включает и генератор и антенну и неизбежно связана с окружающим пространством, ведет себя подобным же образом. В этом случае возбужденная антенна играет роль связующей катушки у генератора; приемная антенна, которая в окружающем пространстве может представлять собою вещество некоторой физической протяженности, играет роль катушки связи на выходном конце, тогда как несовершенная проводимость этого вещества образует нагрузку. Связующего звена в форме цепей и проводников для антенны не требуется, так как движущиеся в ней заряды действуют непосредственно на заряды в любом месте окружающего пространства. Отметим, между прочим, что так как здесь не имеется проводящего связующего звена, то нельзя сделать так, чтобы отдаленная выделенная приемная антенна являлась бы полной нагрузкой. Все направленные селективные эффекты должны обеспечиваться подбором связи, т. е. изменением формы и ориентировки антенн.



Фиг. 16,4. Связанные антенны.

Несмотря на то, что здесь не имеется проводящего связующего звена, генератор получает нагрузку, подобную нагрузке от характеристического сопротивления, связанного с антенной. Степень связи с этим характеристическим сопротивлением может изменяться при помощи изменения формы и размера антенны. Например, связь может быть уменьшена

до ничтожной величины перегибом антенны в параллельную линию. Входное сопротивление антенны при этом изменяется. Это не значит, что изменилось  $\Re_0$ . Существование характеристического сопротивления для электромагнитных эффектов может также представляться до некоторой степени даже загадочным, но не более, чем существование конечной скорости

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек.}$$

Одновременное и неотделимое существование их обоих является неизбежным следствием математического представления электромагнитного поля, управляемого общим уравнением волны. С точки зрения произведенных в антенне измерений пространство действует подобно лишенной потерь пер. дающей среде, через которую эффект может быть передан с характеристической скоростью  $3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}$  и которая представляет для распространения характеристическое сопротивление, равное  $\Re_0 = 376,7 \text{ ом}$ . Это распространение в пространстве отличается от распространения вдоль цепей и линий тем, что здесь сосредоточенные заряды не движутся непрерывно от генератора к нагрузке. Более того, характеристическое сопротивление  $\Re_0$  для распространения в пространстве только формально похоже на характеристическое сопротивление линии; фактически оно не является сопротивлением в обычном смысле и применяется только для математического описания распространяющегося поля. Это сопротивление не выражается отношением разности потенциалов к току и глубже здесь не рассматривается.

### 17. Сопротивление излучения и входное сопротивление.

Величина, называемая сопротивлением излучения антенны, применяется часто, но только, к сожалению, не всегда в определенном смысле или даже не в четком ясном определении. По этой причине нужно быть очень осторожным при пользовании какими-нибудь данными, относящимися к сопротивлению излучения, если эти данные не сопровождаются точными и полными определениями обозначенной этим термином величины. В некоторых случаях сопротивление излучения определяется одним способом, и затем даются кривые, которые зависят от совершенно разных определений. Попытаемся выяснить существующую в этом отношении путаницу.

Полная доставляемая антенне мощность  $P$  расходуется частично внутри самой антенны — на нагрев проводов, а частично вне ее — на нагрев частей окружающего пространства, заряды которого приведены в движение. Первая часть  $P_{вн}$  мощности может быть названа внутренней мощностью, вторая часть  $P_{изл}$  — внешней или излученной мощностью. Таким образом,

$$P = P_{вн} + P_{изл} \quad (17,1)$$

Если во входных зажимах антенны текут равные и противоположные токи, так что могут быть определены входной ток  $I_0$  и входной импеданс  $Z_0 = R_0 + iX_0$ , то входная мощность равна

$$P = |I_0|^2 R_0. \quad (17,2)$$

Комбинируя уравнения (17,1) и (17,2) и деля обе части на  $I_0^2$ , определяем величины:

$$R_{0вн} = \frac{P_{вн}}{|I_0|^2}, \quad R_{0изл} = \frac{P_{изл}}{|I_0|^2}, \quad (17,3)$$

откуда

$$R_0 = R_{0вн} + R_{0изл}. \quad (17,4)$$

$R_{0вн}$  может быть названо внутренним входным сопротивлением антенны и определено, как мощность, расходуемая на нагрев антенны и деленная на квадрат эффективного значения входного тока. Аналогично  $R_{0изл}$  может быть названо внешним или входным сопротивлением излучения антенны и определено, как мощность, отданная в среду вне антенны, деленная на квадрат эффективного значения входного тока. Аналитически разложить  $R_0$  на два члена, из которых один идентичен  $R_{0вн}$ , а другой —  $R_{0изл}$ , за исключением некоторых простых случаев, не так просто. Это происходит потому, что и  $P_{вн}$  и  $P_{изл}$  зависят очень сложным образом и от распределения тока и проводимости. К счастью, в хорошо проводящих антеннах  $P_{вн}$  ничтожно мала по сравнению с  $P_{изл}$ , так что приблизительно получаем:

$$P \approx P_{изл}, \quad P_{вн} \ll P_{изл}; \quad (17,5)$$

$$R_0 \approx R_{изл}, \quad R_{0вн} \ll R_{0изл}. \quad (17,6)$$

В этом случае внешнее или входное сопротивление излучения с достаточно хорошим приближением совпадает с входным сопротивлением. Кривые раздела 10 были вычислены в предположении, что условие (17,5) выполняется, так что входное сопротивление  $R_0$ , даваемое им, может быть правильно названо входным сопротивлением излучения. Оба выражения для  $R_{0изл}$ , получаемые из уравнения (17,3) и в более ограниченной форме — из уравнения (17,6), будем называть сопротивлением излучения антенны. Чтобы избежать двусмысленности, будем пользоваться термином «входное сопротивление излучения» и обсуждение его ограничим более простым и более важным случаем уравнения (17,6).

Комплексное выражение для входного тока имеет вид:

$$I_0 = I''_0 + jI'_0, \quad (17,7)$$



где и  $I'_0$  и  $I''_0$  являются функциями радиуса и длины антенны. Хотя простое распределение тока вдоль антенны в функции расстояния  $z$  от точки, когда  $I'_z$  представляет синусоидальную функцию, а  $I''_z = 0$ , является в большинстве практических случаев вполне удовлетворительным, все же оно не является верным для определения входного импеданса такой антенны. Тем не менее, исходя из предположения, что  $I_0 = I_{\text{макс}} \sin H$ , часто делают попытки определить сопротивление излучения  $R_{0\text{изл}}$  по уравнению (17,3) как для антенны, питаемой в центре, так и для питаемой у основания антенны, поставленной над совершенным проводником (раздел 8). Если это значение  $I_0$  подставить в уравнение (17,3), то, применяя уравнение (17,5) получим:

$$R_{0\text{изл}} = \frac{P}{|I_{\text{макс}}|^2 \sin^2 H} \quad (17,8)$$

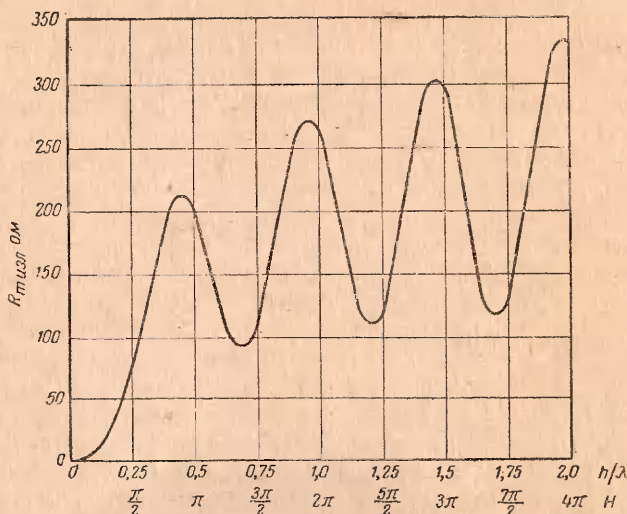
Так как для любой антенны, имеющей не исчезающий радиус,  $P$  всегда конечно, то уравнение (17,8) требует, чтобы  $R_{0\text{изл}}$  было очень велико, когда  $H$  приближается к  $\pi$ ,  $2\pi$  и т. д. и становится равным бесконечности при этих значениях. Это — физический абсурд, являющийся результатом предположения физически невозможного распределения тока в антенне конечного радиуса. Данное затруднение можно обойти, умножая обе части уравнения (17,8) на безразмерную величину  $\sin^2 H$  и определяя новую величину  $R_{\text{т изл}}$ :

$$R_{\text{т изл}} \equiv R_{0\text{изл}} \sin^2 H = \frac{P}{I_{\text{макс}}^2}, \quad (17,9)$$

где  $R_{\text{т изл}}$  имеет размерность сопротивления, так что оно может быть измерено в омах. Но оно не является сопротивлением в обычном смысле (за исключением, когда  $\sin H = 1$  и  $R_{0\text{изл}} = R_{\text{т изл}}$ ), так как не является действительной частью импеданса, который может быть измерен между двумя зажимами цепи. Это сопротивление представляет мощность, доставляемую данной паре зажимов, деленную не на квадрат величины тока, входящего и выходящего из этих зажимов, а на квадрат величины тока в другой точке ( $h = \lambda/4$ ) антенны (если только  $h \geq \lambda/4$ ), где ток совершенно другой, или (если  $h < \lambda/4$ ) на совершенно фиктивный ток, которого нигде не существует. Кажущееся преимущество  $R_{\text{т изл}}$  над  $R_{0\text{изл}}$  (при бесконечно тонкой антенне) состоит в том, что  $R_{\text{т изл}}$  всегда конечно, а  $R_{0\text{изл}}$  должно становиться равным бесконечности, когда  $H$  приближается к  $\pi$ ,  $2\pi$  и т. д., если предполагается, хотя и неправильно, синусоидальное распределение тока.



Согласно уравнению (17,9)  $R_{\text{т изл}}$  также может быть названо сопротивлением излучения, и кривая фиг. 17,1, дающая в функции  $H$  и  $h/\lambda$  значение  $R_{\text{т изл}}$  для возбуждаемой в центре антенны половины длины  $h$ , часто приводится, чтобы показать характер кривой сопротивления излучения. При возбуждаемой в основании и поставленной над идеально проводящим полупространством антенне длиной  $h$  значения  $R_{\text{т изл}}$  на фиг. 17,1 должны делиться на 2. В действительности функция  $R_{\text{т изл}}$  приложима только к бесконечно тонкой антенне, и даже для нее она не дает входного сопро-



Фиг. 17,1. Сопротивление излучения  $R_{\text{т изл}}$  возбуждаемой в центре антенны нулевого радиуса, отнесенное к максимуму тока  $I_{\text{макс}}$ .

тивления. Тем не менее, если эта функция и не имеет значения в сравнении с излучающей способностью антенны, — способностью, очень сложной по своей структуре, чтобы возможен был точный анализ распределения тока, — то все же можно довольствоваться грубыми приближениями, получаемыми в результате предположения произвольного синусоидального распределения. Чтобы отличать  $R_{\text{т изл}}$  от входного сопротивления излучения  $R_{0\text{изл}}$ , которое для практических целей является действительным входным сопротивлением  $R_0$  хорошо проводящей антенны, будем называть  $R_{\text{т изл}}$  сопротивлением излучения, отнесенным к максимальному синусоидальному току.

### III. СВЯЗАННЫЕ АНТЕННЫ И ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ

18. Связанные антенны. Термин «возбуждаемая», как он прилагается к антенне, мы применяли до сего времени, чтобы отличить антенну с двумя входными зажимами, каждый из которых находился по отношению к другому в ближней зоне и на которых поддерживалась некоторая разность потенциалов или непосредственно генератором или с помощью передающей линии. Была необходимость в определении входного собственного импеданса у зажимов такой антенны, вблизи которой не находилось никаких других антенн или других проводящих или диэлектрических материалов на расстояниях меньших, чем это определяется условиями удаленной зоны. При наличии этих условий токи в каком-нибудь одиночном проводнике удаленной зоны, вызванные движением зарядов возбуждаемой антенны, можно было считать настолько малыми, что их обратной реакцией на действующую антенну можно было пренебречь по сравнению со сложным влиянием окружающего пространства в целом. Иначе говоря, каждая отдельная антенна или проводник должны были находиться достаточно далеко от возбуждаемой антенны, чтобы любое изменение в их положении (кроме пододвигания их ближе к действующей антенне) не вызывало бы ощутимой (измеряемой) разницы в распределении тока и входного импеданса действующей антенны. При этих условиях, когда каждый проводник окружающего пространства индивидуально связан с антенной только слабо, импеданс на зажимах был назван входным собственным импедансом возбуждаемой антенны. Этот собственный импеданс определялся сложным влиянием на антенну окружающего пространства при условии, что все проводящие тела и диэлектрики находились в удаленной зоне. Теперь мы отбросим это ограничение и будем специально принимать во внимание присутствие соседних антенн.

Сначала рассмотрим возбуждаемую антенну  $I$ , расположенную так, что все другие антенны и проводники находятся в удаленной зоне. Их влияние на возбужденную антенну состоит в сложном влиянии окружающего пространства, как цело, что и учитывается собственным импедансом  $Z_0^1$ .

Можно написать следующее уравнение:

$$U_1 = I_{01} (Z_1 + Z_0) = I_{01} Z_{11}, \quad (18,1)$$

---

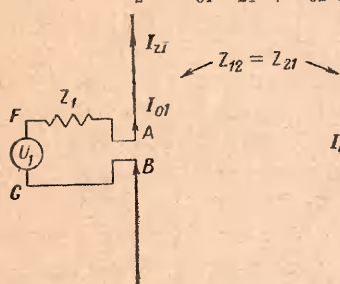
<sup>1</sup> Собственный импеданс антенны зависит от распределения тока, так что вообще он неодинаков, когда она находится в присутствии других антенн и когда она изолирована. Символом  $Z_0$  был обозначен собственный импеданс изолированной антенны. Собственный импеданс антенны в присутствии других антенн будем обозначать через  $Z_{sm}$ . В общем случае  $Z_{sm}$  переменен и зависит от конфигурации соседних антенн.

где  $Z_{11}$  — импеданс при полном обходе цепи. Пусть удаленный проводник 2 возбуждается подобно антенне 1 и пусть он переносится из зоны, удаленной относительно антенны 1, в промежуточную или даже в ближнюю к ней зону. Антенны 1 и 2 теперь настолько тесно связаны друг с другом, что распределения тока и входные импедансы обеих антенн существенно изменятся вследствие запаздывающего взаимного воздействия зарядов, движущихся в каждой из антенн. Изменится и собственный импеданс и появится взаимный импеданс.

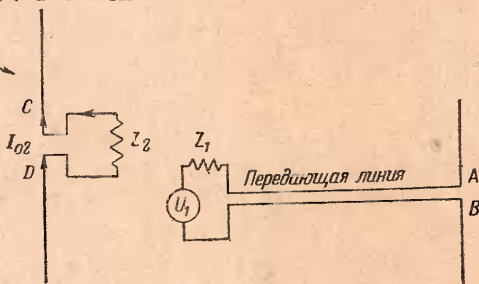
Для двух возбужденных антенн можно написать следующие уравнения (цепи показаны на фиг. 18,1, причем генератор в цепи 2 опущен):

$$U_1 = I_{01}(Z_1 + Z_{s1}) + I_{02}Z_{12} = I_{01}Z_{11} + I_{02}Z_{12}, \quad (18,2)$$

$$U_2 = I_{01}Z_{21} + I_{02}(Z_2 + Z_{s2}) = I_{01}Z_{21} + I_{02}Z_{22}, \quad (18,3)$$



Фиг. 18,1. Цепь, состоящая из двух связанных антенн.



Фиг. 18,2. Антенна, подсоединенная к передающей линии в качестве нагрузки.

где  $Z_{s1}$  представляет входной собственный импеданс антенны 1 в присутствии<sup>1</sup> антенны 2;  $Z_{s2}$  — входной собственный импеданс антенны 2 в присутствии антенны 1;  $Z_{12}$  — входной взаимный импеданс антенны 1 вследствие присутствия антенны 2;  $Z_{21}$  — входной взаимный импеданс антенны 2 благодаря антенне 1;  $Z_1$  и  $Z_2$  — сосредоточенные импедансы, соответственно включенные последовательно с антеннами 1 и 2. Все собственные и взаимные импедансы отнесены к токам  $I_{01}$  и  $I_{02}$ . Во всех случаях, когда окружающая среда не содержит материалов с переменной проницаемостью и диэлектрической постоянной, верно следующее обратное соотношение:

$$Z_{12} = Z_{21}. \quad (18,4)$$

<sup>1</sup>  $Z_{s1}$  — входной импеданс антенны 1 в присутствии антенны 2, разомкнутой в точке возбуждения или нагрузки, где определяется  $I_{02}$ . Он отличается от собственного импеданса  $Z_0$  изолированной 1 антенны, так как в антенне 2 имеются токи даже при разомкнутой в центре цепи. То обстоятельство, что  $I_{02}$  равно нулю, не означает, что  $I_{s2}$  также всегда равно нулю.

Уравнения (18,2) и (18,3) по форме точно такие же, как и уравнения для двух связанных цепей в обычной теории цепей. Применяя принцип суперпозиции, можно определить комплексные токи, вызываемые каждым приложенным напряжением отдельно, и результат сложить алгебраически. Соответственно, если  $U_2$  равно нулю, то вообще потери отсутствуют. Когда  $U_2$  равно нулю, то антенна 2 называется паразитической или пассивной. Если  $U_2$  не равно нулю, ее влияние может быть учтено переменной индексов 1 и 2 и применением принципа суперпозиции. Уравнения для одной возбужденной и одной пассивной антенны имеют вид:

$$U_1 = I_{01}(Z_1 + Z_{s1}) + I_{02}Z_{12}, \quad (18,5)$$

$$0 = I_{01}Z_{21} + I_{02}(Z_2 + Z_{s2}). \quad (18,6)$$

Если между входными зажимами  $A, B$  антенны 1 и выходными зажимами соответствующей (ближняя зона) цепи, содержащей генератор, включена передающая линия (фиг. 18,2), то обозначения в уравнении (18,5) должны быть заменены следующими: вместо  $U_1$  нужно поставить  $U_{ABp}$ , где  $U_{ABp}$  обозначает напряжение разомкнутой на зажимах  $A, B$  цепи при отключенной антенне, вместо  $Z_1$  нужно поставить  $Z_{AB}$ , где  $Z_{AB}$  — импеданс, если смотреть влево от  $A, B$ , с генератором, замененным его внутренним импедансом. Из теоремы Тевенина следует, что при сделанных заменах уравнение (18,5) остается верным.

Решая уравнения (18,5) и (18,6) для  $I_{01}Z_{FG} = U_1/I_{01}$  (фиг. 18,1) (импеданс  $Z_{FG}$  относится к генератору), найдем, что

$$Z_{FG} = (Z_1 + Z_{s1}) - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_2 + Z_{s2}} = Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{22}}. \quad (18,7)$$

Если использовать уравнение (18,4) и ввести обозначения:

$$Z_{12} = |Z_{12}| e^{j\theta_{12}}, \quad \theta_{12} = \arctg \frac{X_{12}}{R_{12}}, \quad (18,8)$$

$$Z_{22} = |Z_{22}| e^{j\theta_{22}}, \quad \theta_{22} = \arctg \frac{X_{22}}{R_{22}}, \quad (18,9)$$

то

$$R_{FG} = R_{11} - \frac{|Z_{12}|^2}{|Z_{22}|} \cos(2\theta_{12} - \theta_{22}), \quad (18,10)$$

$$X_{FG} = X_{11} - \frac{|Z_{12}|^2}{|Z_{22}|} \sin(2\theta_{12} - \theta_{22}). \quad (18,11)$$



Входной импеданс  $Z_{AB}$  антенны 1 в присутствии антенны 2 содержит действительную и реактивную компоненты:

$$R_{AB} = R_{s1} - \frac{|Z_{12}|^2}{|Z_{22}|} \cos(2\theta_{12} - \theta_{22}), \quad (18,12)$$

$$X_{AB} = X_{s1} - \frac{|Z_{12}|^2}{|Z_{22}|} \sin(2\theta_{12} - \theta_{22}). \quad (18,13)$$

Эти соотношения приводят к соотношениям обычной трансформаторной связи, если  $R_{s1}$  и  $X_{s1}$  относятся к первичной катушке, а  $Z_{12} = j\omega M$ ,  $\theta_{12} = \pi/2$ . Для трансформатора

$$R_{AB\,mp} = R_{s1} + \frac{\omega^2 M^2}{|Z_{22}|} \cos \theta_{22}, \quad (18,14)$$

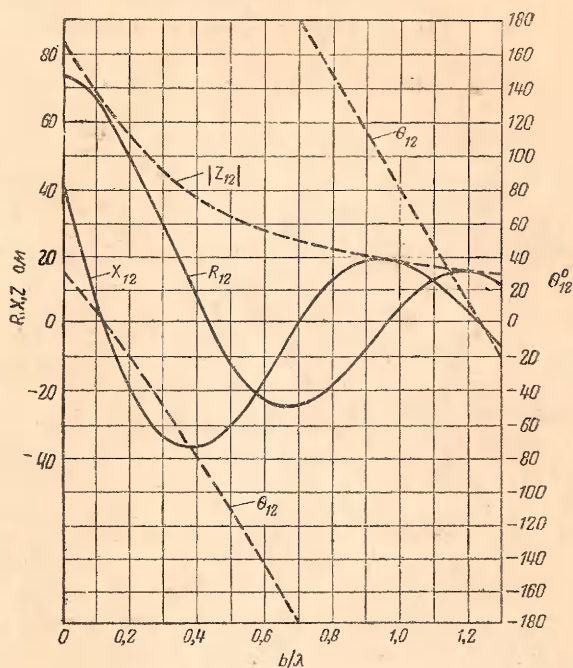
$$X_{AB\,mp} = X_{s1} - \frac{\omega^2 M^2}{|Z_{22}|} \sin \theta_{22}. \quad (18,15)$$

Но имеется существенная разница между общим случаем двух цепей, связанных взаимным импедансом антенны, и двух индуктивно связанных цепей ближней зоны. В то время как  $R_{AB\,mp}$  уравнения (18,14) всегда больше, чем  $R_{s1}$ , на вносимое, «отраженное» в первичную цепь сопротивление связанной вторичной цепи,  $R_{AB}$  в случае антенны [уравнение (18,12)] может быть больше или меньше, чем  $R_{s1}$ , в зависимости от расстояния между антеннами. В случае трансформатора связанная вторичная цепь всегда дает увеличение нагрузки в первичной цепи, обусловленное расходом вторичной цепью мощности, доставляемой ей первичной цепью. В случае антенны присутствие соседних антенн также необходимо предполагает увеличение нагрузки, вызванное расходом очень небольшой мощности на нагрев антенн, но оно также означает и изменение степени связи с окружающим пространством. Это иногда проявляется полной или частичной компенсацией в некоторых направлениях сил, вызванных токами в двух связанных антеннах. Отсюда необходимо вытекает уменьшение в этих направлениях излучаемой в окружающее пространство мощности. Оно может быть компенсировано большим или меньшим увеличением в других направлениях, так что входное сопротивление  $R_{AB}$  может быть больше или меньше, чем собственное сопротивление  $R_{s1}$ , в зависимости от того, будет ли присутствие сильно связанной антенны увеличивать или уменьшать полную мощность, излучаемую в окружающее пространство. Аналитически это можно обозначить алгебраическим знаком перед  $\cos(2\theta_{12} - \theta_{22})$ .

Заметим, что антенна, находящаяся в резонансе, т. е. настроенная в резонанс, когда другие антенны находятся от нее не ближе, чем в удаленной зоне, не будет уже находиться в резонансе, если какая-либо другая антенна будет

находиться настолько от нее близко, что взаимным импедансом между ними нельзя уже будет пренебрегать. Эти положения верны и для обычных связанных цепей.

**19. Взаимный импеданс антенн.** Взаимный импеданс (отнесенный ко входному току) одной антенны в присутствии других зависит от размеров, формы и ориентации проводников, образующих эти антенны, а также и от их проводимостей. Задача вывода аналитической формулы для взаимного импеданса и для измененного собственного импеданса



Для антенн  $\lambda/4$  над совершенным проводником  $R, X, Z$  делить на 2

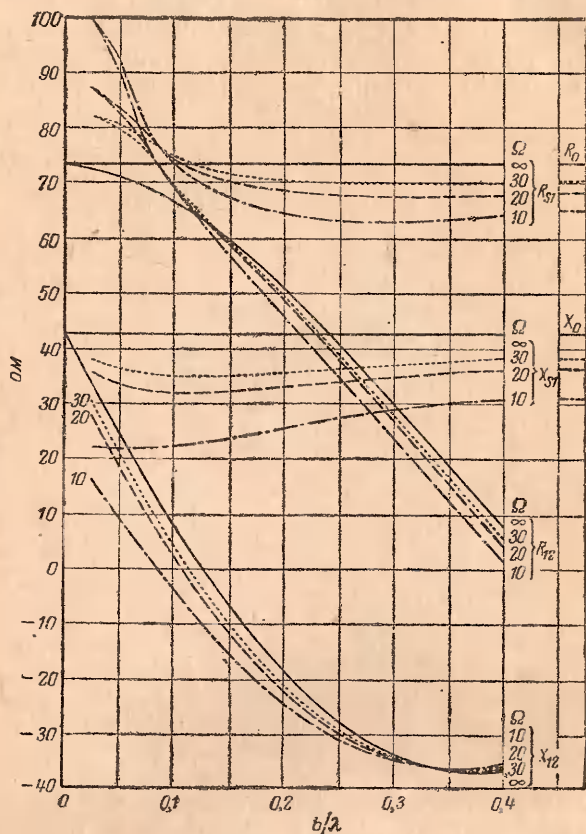
Фиг. 19.1. Взаимный импеданс  $Z_{12} = R_{12} + jX_{12} = |Z_{12}| e^{j\theta_{12}}$  параллельных бесконечно тонких антенн с половиной длины  $h = \lambda/4$ .

каждой из неограниченного числа произвольно ориентированных антенн не может быть решена ни точно, ни с достаточной степенью приближенности, исключая специального случая двух параллельных антенн одинаковых длины и радиуса. Значительную часть полезных данных относительно взаимного импеданса можно вычислить при следующих допущениях:

1. Распределение тока в возбужденной или пассивной антенне с произвольной нагрузкой или настраиваемым

импедансом одинаково как для изолированной, так и для связанной с другой антенны.

2. Распределение тока для всех антенн, возбужденных или пассивных и безотносительно к нагрузке или импедансу настройки, синусоидально:  $I_z = I_m \sin h(\beta - |z|)$ . (Некоторые



Фиг. 19,2. Собственный и взаимный импедансы параллельных антенн с половиной длины  $h = \lambda/4$ , отнесенные к токам в центре.

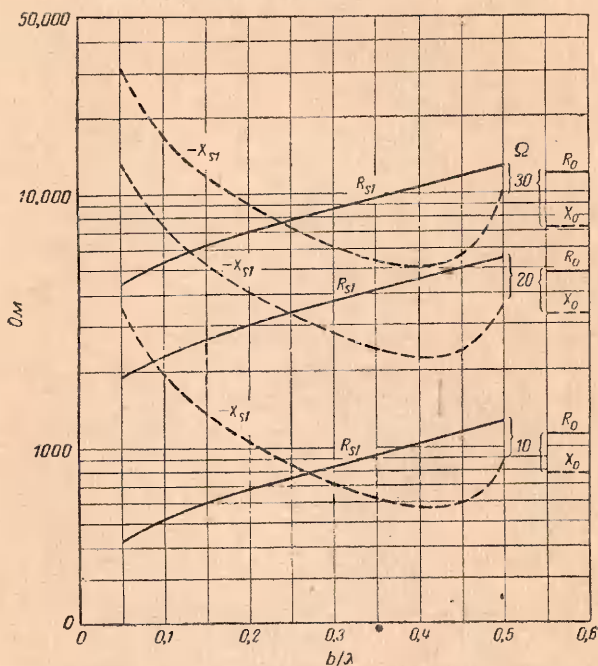
авторы вообще задаются «каким-нибудь удобным распределением тока»).

3. Собственный импеданс антенны есть константа, не зависящая от присутствия других антенн.

Эти три предположения верны только для одного физически нереального специального случая, а именно, когда все антенны бесконечно тонки и половина длины их  $h = \lambda/4$ . Предположения эти грубо ориентировочны для очень тонких антенн, половина длины которых  $h$  около  $\lambda/4$ . Кривые для

$R_{12}$ ,  $X_{12}$ ,  $|Z_{12}|$ ,  $\theta_{12}$  для специального случая бесконечно тонких симметричных антенн, половины длины которых  $h = \lambda/4$ , показаны на фиг. 19,1 для значений  $b/\lambda$  (простирающихся за длину волны) до 1,3. Более подробные кривые можно найти в литературе.

Более точный анализ задачи двух связанных антенн одинаковых длины и радиуса, возбуждаемых в центре или каким-нибудь образом нагруженных, можно сделать на основании электромагнитной теории. Вместе того, чтобы

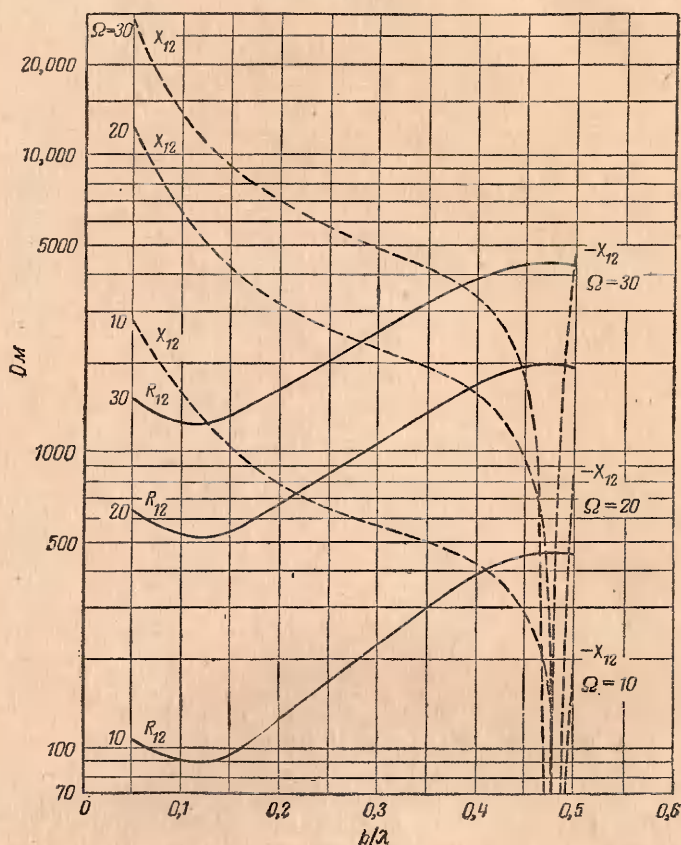


Фиг. 19,3. Собственные импедансы параллельных антенн с половиной длины  $h = \lambda/2$ , отнесенные к омам в центре.

задаваться распределением тока, приблизительно определяют его при данных граничных условиях для обеих антенн. Собственные импедансы  $Z_{s1}$ ,  $Z_{s2}$  и взаимные импедансы  $Z_{12}$ ,  $Z_{21}$  определяются как коэффициенты при  $I_{01}$  и  $I_{02}$  в уравнениях (18,2) и (18,3) при  $Z_1 = 0$ ,  $Z_2 = 0$ . Для антенн одинаковых длины и радиуса  $Z_{s1} = Z_{s2}$  и согласно уравнению (18,4)  $Z_{12} = Z_{21}$ . Найденные этим путем значения  $R_{s1}$ ,  $X_{s1}$ ,  $R_{12}$ ,  $X_{12}$  приведены на фиг. 19,2 для антенны с половиной длины  $h = \lambda/4$  при четырех значениях  $h/a$ , соответствующих  $\Omega = 21 \ln \frac{2h}{a} = 10, 20, 30, \infty$ . Кривые для  $\Omega = \infty$  совпадают с



кривыми фиг. 19,1 для взаимного импеданса и с собственным импедансом  $Z_0 = 73,1 + j42,5$  для бесконечно тонкой антенны. Значения  $R_0$  и  $X_0$  для изолированной антенны того же радиуса приведены справа на фиг. 19,2. Кривые для  $R_{s1}$  и  $X_{s1}$  для двух параллельных антенн с половиной длины

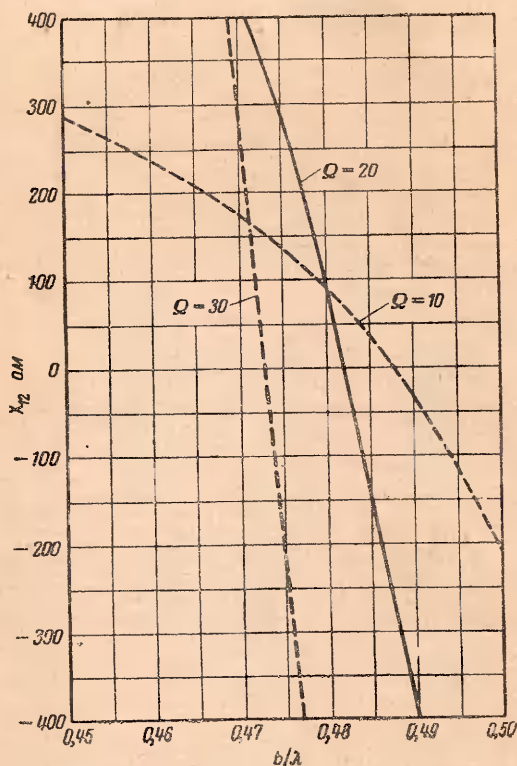


Фиг. 19,4. Взаимные импедансы параллельных антенн с половиной длины  $h = \lambda/2$ , отнесенные к токам в центре.

$h = \lambda/2$  приведены на фиг. 19,3. Значения  $R_{12}$  и  $X_{12}$  для этой же длины показаны на фиг. 19,4. Область  $X_{12}$ , близкая к его исчезающему значению, показана на фиг. 19,5. Заметим, что для фиг. 19,2—19,5 условия возбуждения, настройки или нагрузки для обеих антенн не должны быть одинаковыми: у них должны быть одинаковы только длины и радиусы.

Хотя кривые для  $R_{s1}$ ,  $X_{s1}$ ,  $R_{12}$ ,  $X_{12}$  верны только для двух параллельных антенн, но из кривых фиг. 19,2 могут

быть сделаны соответствующие оценки для более чем двух связанных антенн с половиной длины  $h=\lambda/4$ . Но для антенн с половиной длины  $h=\lambda/2$  фиг. 19,3 и 19,5, вероятно, не верны.



Фиг. 19,5. Часть фиг. 19,4 в увеличенном виде.

**20. Коэффициент связи между антеннами.** Входной импеданс антенны 1 в присутствии одиночной антенны 2, расположенной ближе, чем удаленная зона, равен

$$Z_{AB} = Z_{s1} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{22}}. \quad (20,1)$$

Пусть комплексный коэффициент связи между антеннами 1 и 2 определяется выражением

$$k^2 = \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{s1}Z_{s2}}. \quad (20,2)$$

Тогда

$$Z_{AB} = Z_{s1} \left( 1 - k^2 \frac{Z_{s2}}{Z_{22}} \right). \quad (20,3)$$

Слабая связь может быть определена соотношением

$$|k|^2 \ll 1. \quad (20,4)$$

Условие (20,4) всегда удовлетворяется антеннами, расположенными взаимно в удаленных зонах. Приемная антенна обычно слабо связана с передающей антенной. Коэффициент связи приближается к единице, но не полностью становится равным ей, если две антенны находятся в резонансе (собственном) и расположены очень близко друг к другу. Эквивалентная схема в этом случае очень похожа на двухпроводную линию. У антенн возможны все степени связи, и у них можно ожидать наличия эффектов, похожих на эффекты более привычных связанных цепей ближней зоны. В частности, при связи больше критической могут наблюдаться двойные резонансные пики. Однако имеются и два существенных различия: 1) взаимные сопротивления могут быть как отрицательными, так и положительными, и 2) если только антенны не находятся очень близко друг к другу, то резонансные пики их благодаря излучению всегда притуплены. Обширных количественных результатов, вытекающих из теоретических или экспериментальных исследований, относительно эффектов связанных цепей в антеннах в настоящее время не имеется.

**21. Связь антенн и передающих линий.** При математическом анализе двух связанных антенн не делалось никаких предположений относительно их ориентации. На фиг. 18,1 предположено, что они могут быть параллельны, как это имеет место в так называемых «параллельных рядах». Приняты и другие ориентации их, например, расположение антенн по одной прямой, конец к концу. Вместо связи антенн только через их взаимный импеданс в специальных случаях предусматривается положительная связь с помощью катушек, емкостей или отрезков передающей линии (так называемые «фазообращающие шлейфы»). Больше того, антенны не всегда возбуждаются разностью потенциалов, приложенной между симметрично расположенными зажимами. Наоборот, они часто возбуждаются асимметрично, будучи более или менее слабо связаны на одном конце друг с другом или с резонансной или антирезонансной секцией линии. Математический анализ таких случаев зависит от сложной задачи получения данных о взаимных импедансах. Следовательно, расчет входного импеданса на зажимах антенны или передающей линии, связанных тем или иным способом с одной или большим числом антенн, в настоящее время не доступен. В некоторых случаях может быть вычислено сопротивление излучения  $R_{\text{изл}}$ , отнесенное к максимуму синусоидально распределенного тока. Так как в действительных антеннах распределение тока очень далеко от синусоидального, то надо ожидать больших ошибок в определении  $R_{\text{изл}}$ .

Стремясь понять качественно работу и распределение тока в резонансных системах из нескольких связанных компонент, из которых по крайней мере одна — антенна, полезно по-

мнить, что обычно включаются только хорошо проводящие антенны и линии и что заряды в них могут свободно перераспределяться сами по себе всегда так, что в любой момент и в любой точке вдоль проводящей поверхности взаимодействующие тангенциальные силы практически компенсируются. Соответственно любое перераспределение зарядов, вытекающее из связи двух цепей, должно быть таково, чтобы привести к фактической компенсации тангенциальных сил вдоль всех проводов. В цепях, состоящих из нескольких более или менее слабо связанных компонент, могут иметь место колебания нескольких видов. Вид фактически возбуждавшихся колебаний зависит от периода собственных колебаний, от относительного направления и величины тангенциальных сил, вызванных некоторыми взаимодействующими частями цепей и от степени связи этих частей с окружающим пространством.

Перед изучением основных связанных цепей, включающих антенны или секции передающих линий, важно отметить, что обычная теория линий передач предполагает, что токи, установившиеся в обоих проводах, всегда и во всех противоположных точках равны по величине и противоположны по фазе во времени, т. е.  $I_{1L} = -I_{2L}$ . Имеет ли фактически это предположение место или нет, зависит в значительной степени от способа возбуждения линии. Так, если линия возбуждается только генератором, подключенным симметрично к зажимам на одном конце или симметрично связанная с ней в какой-нибудь точке вдоль линии, и если линия нагружена симметрично, то токи в обоих проводах равны и противоположны и при  $b \ll \lambda$  излучение крайне мало, как это было уже показано в разделе 3. Эти равные и противоположные токи называются соответственно токами передающей линии и обозначаются индексом  $L$ . С другой стороны, если линия возбуждается не симметрично или нагружена не симметрично по отношению к обоим проводам, то могут иметь место условия совершенно другого характера. Если, например, двухпроводная линия параллельна антенне, то в обоих проводах линии возбуждаются токи одинакового направления, линия ведет себя как антенна и излучает, как если бы это был одиночный проводник  $I_{1A} = I_{2A}$ . Действие антенны-«клетки» определяется именно этим обстоятельством. Токи этого рода могут быть названы антенными токами и обозначаются индексом  $A$ . Линия на фиг. 21,1, где нижняя половина антенны параллельна линии, несет и линейный и антенный токи и результирующие токи равны:

$$I_1 = I_{1L} + I_{1A}, \quad (21,1)$$

$$I_2 = I_{2L} + I_{2A} = -I_{1L} + I_{1A}, \quad (21,2)$$



где  $I_1$  не равно  $I_2$ . Такая линия называется несбалансированной. Токи в каждой несбалансированной линии могут быть разложены на антенные токи, имеющие одинаковое направление, и на равные и противоположные линейные токи. Линейные токи могут быть анализированы с помощью теории линий, а антенные токи должны рассматриваться с точки зрения теории антенн. В линии, которая используется для передачи, последние токи всегда нежелательны. На фиг. 21,1 антенные токи в линии будут уничтожены, если антенну расположить горизонтально и ее симметричные половинки расположить под прямым углом к линии.

Можно предполагать, что в коаксиальных линиях, поскольку они заключены в металлический экран, несбалансированных токов никогда не будет наблюдаться, но это неверно. Фактически на наружной поверхности коаксиальной линии могут иметь место большие антенные токи, в то время как линейные токи имеют место на внутренней поверхности внешнего проводника и на наружной поверхности внутреннего проводника. Таким образом, при высоких частотах коаксиальная линия является линией трехпроводной, а не двухпроводной. Ввиду несимметричной структуры коаксиальной линии с точки зрения возбуждения ее или ее нагрузки, избежать появления в ней антенных токов часто гораздо труднее, чем в линии двухпроводной, как это подробно излагается в разделе 25.



Фиг. 21.1.  
Антенна, возбуждаемая в центре передающей линией, имеет несбалансированные токи.

**22. Прямолинейная последовательность антенн как связанная цепь. Фазаобращающие шлейфы<sup>1</sup>.** Некоторые важные свойства связанных антенн могут быть выражены при помощи коллинеарного ряда антенн. Для простоты пусть этот ряд антенн состоит из трех идентичных, резонирующих на собственную частоту, единиц, каждая длиной немного меньше, чем половина длины волны, расположенных конец к концу друг с другом (фиг. 22,1). Пусть центральная единица возбуждается отрезком резонирующей передающей линии. Рассмотрим различные виды связи этих трех единиц (фиг. 22,1, 2, 3). Синусоидальные распределения тока и заряда на единице длины показаны соответственно толстой и пунктирной линиями. На фиг. 22,1 три единицы соединены так, что они образуют одну резонирующую антенну длиной примерно  $3\lambda/2$ .

<sup>1</sup> В дальнейшем мы не будем избегать термина „коллинеарный ряд, система...“ [collinear (лат.) — направлять прямо], означаящего ряд антенн, расположенных вдоль по одной прямой линии. Прим. ред.

На фиг. 22,2 для уменьшения связи две крайние антенны отнесены от центральной. В первом приближении можно принять, что распределения тока и заряда на единицу длины каждой из трех единиц изменяются при этом относительно мало, пока расстояния увеличиваются от очень малых значений, но амплитуды на



Фиг. 22,1. Возбуждаемая в центре коллинеарная антенна из трех элементов. Сплошная линия показывает распределение тока, пунктирная — заряда. Знаки плюс (+) и минус (—) указывают знак заряда спустя  $1/4$  периода после максимума тока, показанного стрелками.

внешних антеннах уменьшаются быстро. При подборе длины центральной или крайних антенн в отношении тока обнаруживаются эффекты связанных цепей, похожие на такие эффекты в обычных связанных цепях ближней зоны, когда у них изменяется настройка пер-

вичной или вторичной цепи. В зависимости от степени связи, которая определяется удалением друг от друга сопрягаемых элементов, можно получить двойные или одиночные резонансные пики. Нагрузка на генератор, возбуждающий центральную часть, не будет уменьшаться в соответствии с уменьшением мощности, передаваемой к крайним антеннам, когда последние отодвигаются еще дальше. Когда связь центральной части с двумя крайними уменьшается, это одновременно увеличивает, хотя и в меньшей мере, ее связь с окружающим пространством, т. е. чем меньше доставляется мощности двум крайним антеннам, тем большая мощность излучается центральной. Это происходит потому, что токи в пассивных ан-

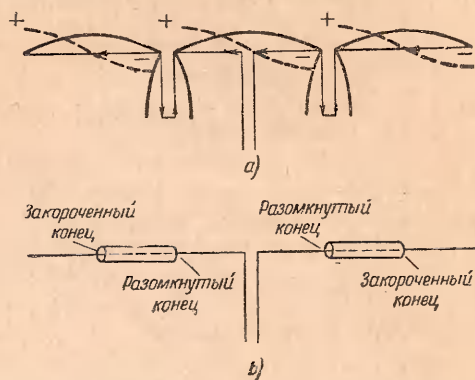


Фиг. 22,2. То же, что и фиг. 22,1, с внешними элементами  $\lambda/2$ , отделенными от центрального элемента.

теннах направлены противоположно токам центральной части, так что некоторая компенсация вызванных ими влияний на заряды окружающего пространства проявится в большем числе направлений, но не обязательно во всех. Сопротивление излучения, отнесенное к максимуму синусоидального тока в антенне фиг. 22,1, равно 105,5 ом, что значительно меньше чем утроенное значение сопротивления изолированной центральной антенны (73,1 ом).

На фиг. 22,3,а секции двухпроводной линии длиной в четверть волны, закороченные мостиками, подключены к соседним зажимам антенн фиг. 22,2. Теперь получается уже пять резонансных цепей. Три антенны связаны вместе совершенно

так, как и на фиг. 22,2, но, кроме того, они теперь связаны также верхними концами шлейфовых секций линий. Для возбуждения только одних шлейфов, как вторичных цепей, связанных с центральной антенной, требуется очень небольшая мощность, так как их излучение незначительно благодаря уравниваемости всех сил, вызванных почти полностью равными, противоположными и близкими друг к другу токами. Если к шлейфам присоединены крайние антенны, то положение получается другим. Единственно возможное условие ре-

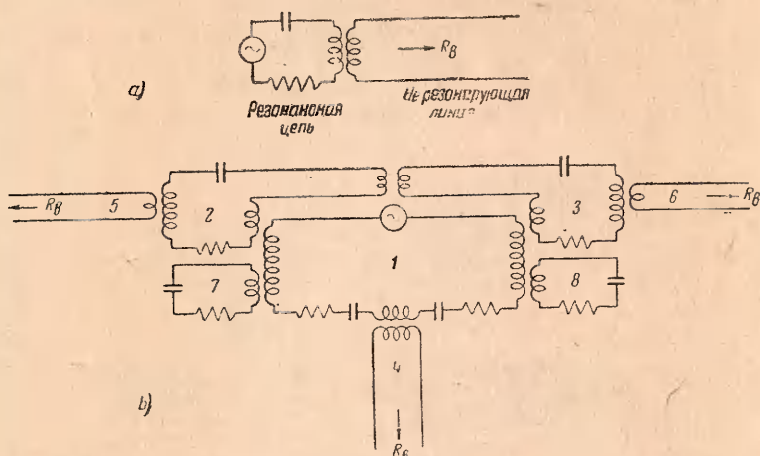


Фиг. 22,3. То же, что и фиг. 22,2 для фазо-сбращающих секций: а) из двухпроводной передающей линии, б) включенной коаксиальной линии.

зонанса всех связанных цепей, представленных на фиг. 22,3, требует равных и противоположных токов и зарядов в параллельных проводах шлейфов, и это переворачивает токи и заряды на внешних антеннах. Таким образом, силы связи между шлейфами и внешними антеннами, ограниченные коротким промежутком около точек контакта, противоположны силам, существующим непосредственно между антеннами, стремящимися вызвать распределение тока и заряда согласно фиг. 22,1. Но поскольку шлейфы настроены в резонанс, то силы между ними и антеннами гораздо более значительны, и поэтому пре-валирует распределение согласно фиг. 22,3,а.

Заметим, что токи во всех трех антеннах имеют теперь одинаковое направление. Это значит, что связь коллинеарного ряда антенн из трех единиц с окружающим пространством увеличилась, так как компенсация, вызываемая токами в различных частях системы, значительно уменьшилась для всей системы в целом. Соответственно с этим при том же самом входном токе гораздо большая мощность должна быть доставлена к системе фиг. 22,3,а, чем к антенне фиг. 22,1 или к связанной системе антенн фиг. 22,2, т. е. входное со-

противление при резонансе гораздо больше для коллинеарного расположения антенн, чем для одной прямолинейной антенны такой же длины. Величина этой разности может быть найдена сравнением сопротивлений излучения, отнесенных к максимуму синусоидального тока. Для фиг. 22,2  $R_{\text{тизл}}$  равно 105,5 ом, для фиг. 22,3,а оно равно 316,5 ом. Как связанная система, имеющая целью перенос энергии в окружающее пространство, коллинеарное расположение антенн в три раза эффективнее, чем одиночный линейный излучатель такой же длины  $3\lambda/2$  и больше чем в 4 раза эффективнее одиночной ан-



Фиг. 22,4.

а — связанная цепь, аналогичная, но не эквивалентная антенне фиг. 22,1; б) связанная цепь, аналогичная, но не эквивалентная антенне фиг. 22,3,а или 22,3,б; 1 — аналогия центральному антенному элементу фиг. 22,3,а; 2 — аналогия левому антенному элементу фиг. 22,3,а; 3 — аналогия правому антенному элементу фиг. 22,3,а; 4 — аналогия нагрузке излучением центрального антенного элемента; 5 — аналогия нагрузке излучением левого антенного элемента; 6 — аналогия нагрузке излучением правого антенного элемента; 7 — аналогия левого фазообращающего шлейфа фиг. 22,3,а; 8 — аналогия правого фазообращающего шлейфа фиг. 22,3,а.

тенны, при условии, конечно, одинакового в них тока. Устройство, эквивалентное фиг. 22,3,а, показано на фиг. 23,3,б, где двухпроводные шлейфы заменены коаксиальными муфтами. Их работа детально описана в разделе 23, полностью посвященном коаксиальному прямолинейному расположению антенн. Получается переменное устройство с коаксиальными муфтами, сдвинутыми к фидеру в центре ряда, с их открытыми и закрытыми концами, чередующимися так, что разомкнутые концы находятся на  $\lambda/4$  от центра. Существенно отметить, что внутренний диаметр коаксиальных муфт должен быть велик по сравнению с диаметром антенны и длина их значительно меньше, чем  $\lambda/4$ , если необходимо полное изменение фазы. Передвижные муфты желательны с регулируемой длины.



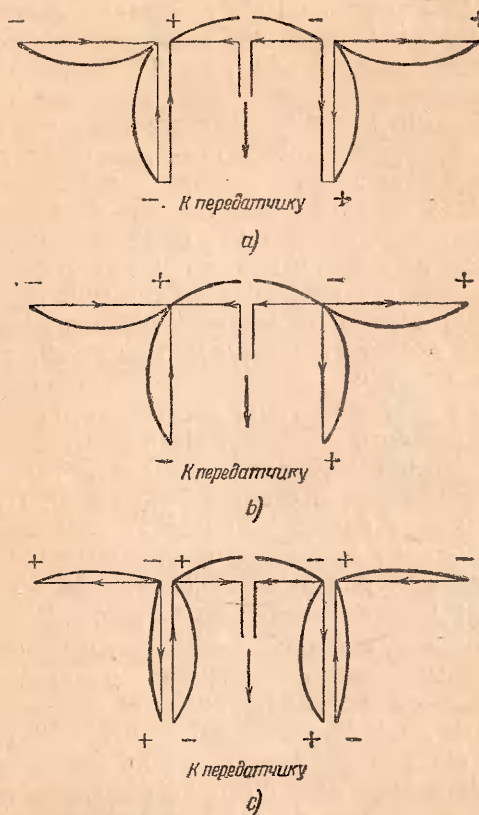
Коллинеарная система антенн фиг. 22,3,*a* не ведет себя подобно одиночной настроенной цепи, как, например, антенна фиг. 22,1. Она состоит из пяти более или менее связанных резонансных цепей и их поведение соответственно с этим сложно. Если аналогией (но не эквивалентом) одиночной цепи антенны является настроенная на последовательный резонанс цепь, связанная с бесконечной линией, как это рассматривалось в разделе 16 и показано на фиг. 22,4,*a*, то соответствующей аналогией для коллинеарной системы является приблизительно цепь фиг. 22,4,*b*. Ясно, что здесь нужно ожидать сложных эффектов связанных цепей. В частности, расположенный в линию ряд антенн не может быть настроен в резонанс только подбором длины двух крайних единиц, как это может быть сделано в случае антенны фиг. 22,1. Каждая из пяти цепей должна быть настроена отдельно, и если только расстояние между параллельными проводами шлейфов не очень мало, то нужно ожидать многократных резонансных пиков тока, обусловленных большей, чем критическая, связью. Вследствие большой нагрузки, вызванной связью с окружающим пространством, резонансные пики получаются тупыми.

Если одна из крайних антенн расстроена, амплитуда тока в ней упадет до малого значения. Незначительное изменение в настройке остальной цепи поддерживает ее в резонансе без значительного изменения в распределении тока. При одном и том же входном токе излученная мощность уменьшается соответственно входному сопротивлению. При одном и том же приложенном напряжении амплитуды тока во всех антеннах, за исключением расстроенной, возрастают.

Если один или лучше оба шлейфа связи сильно расстроить, то значительная периодически изменяющаяся концентрация заряда на верхних концах по амплитуде уменьшается. Если ток, индуцированный тангенциальными силами в крайних антеннах в результате их связи с прилегающими шлейфами, станет меньше противоположного тока, индуцируемого в результате их связи с центральной единицей, то будут иметь место условия, аналогичные условиям фиг. 22,2. Если длину шлейфов увеличить приблизительно до  $\lambda/2$  (фиг. 22,5,*a*), резонанс может нарушиться, и каждый шлейф будет действовать как одиночный провод, составленный из двух проводов в параллель с токами одного направления. На фиг. 22,5,*b* на место каждого шлейфа поставлен одиночный провод. Теперь получается эквивалент пяти-связанных антенн — три горизонтальных и две вертикальных с соответствующим изменением связи всей системы с окружающим пространством. Если каждый полуволновой шлейф представляет часть коаксиальной линии, закороченной внизу металлическим диском, соединяющим внутренний и наружный

провода, то в полностью расстроенном внутреннем пространстве практически тока не будет. С другой стороны, наружная поверхность представляет толстую антенну, находящуюся в резонансе при длине несколько меньшей, чем  $\lambda/2$ .

Если ограничивающий мост (или диск) внизу шлейфа удалить, то двухпроводная линия (или двухпроводная внут-

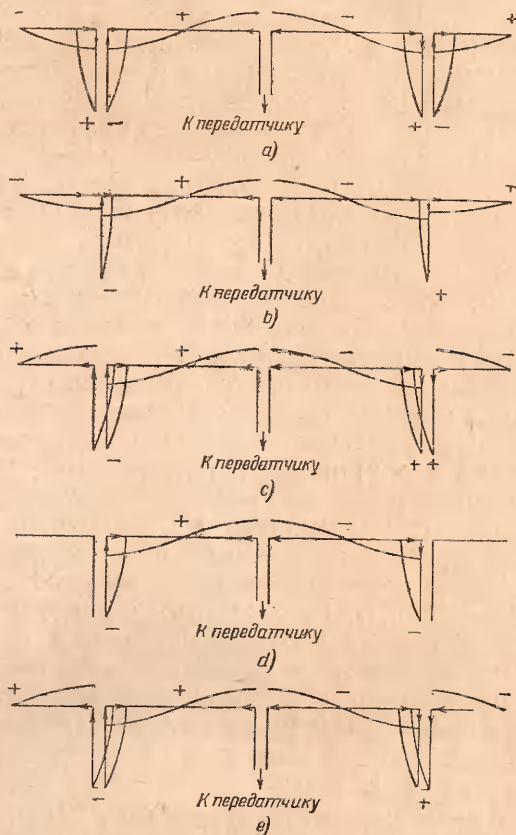


Фиг. 22,5.

а) три горизонтальных полуволновых элемента, связанных полуволновыми короткозамкнутыми шлейфами, имеющими равные токи одинакового направления в обоих проводах; б) конфигурация, эквивалентная конфигурации а; сходна с а, но со шлейфами, разомкнутыми на нижних концах.

ренность коаксиальной линии) войдет нормальным путем в собственный резонанс с равными и противоположными токами в обоих проводниках. Однако, в двухпроводном шлейфе (или на внешней стороне коаксиального шлейфа) все же возможен и другой вид колебаний, кроме показанных на фиг. 22,5,а. Если вся длина шлейфа такова, что может обеспечить ему попадание в резонанс, то на шлейфе будут суще-

ствовать одновременно оба вида колебаний. Равные и противоположные линейные токи одного вида накладываются в двухпроводной линии на одинаково направленные антенные токи другого вида, и в результате получается распределение, показанное на фиг. 22,5,с; в случае коаксиальной линии равные и противоположные линейные токи находятся внутри, а антенные токи и заряды -- на внешней стороне линии. Так



Фиг. 22,6.

a) воображаемое распределение тока в предположении наличия равных и противоположных линейных токов в разомкнутых по концам  $\lambda/4$ -шлейфах; b) распределение при вертикальных  $\lambda/4$ -антеннах вместо шлейфов; c) воображаемое распределение в предположении наличия только антенных токов в разомкнутых на концах  $\lambda/4$ -шлейфах; d) действительное распределение, получаемое в результате наложения a) и c); e) распределение тока при наличии короткозамкнутых шлейфов; в шлейфах существуют только антенные токи.

как эти два распределения на шлейфах оказывают противоположные влияния на заряды крайних антенн, то токи в них могут быть очень малыми, даже если эти антенны находятся в резонансе. Если проводящий мост поднимать вдоль каждого полуволнового шлейфа вверх, можно найти положение, при котором противоположные влияния уравниваются и в крайних антеннах тока вовсе не будет. Из этого примера можно заключить, что шлейфы связи, используемые для перевертывания фазы, нужно выбирать так, чтобы их полная длина не была бы близка к резонирующей с антенными токами.

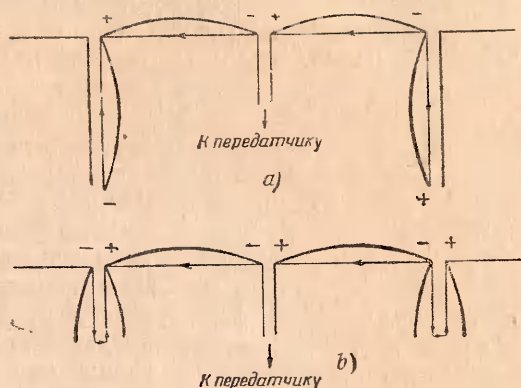
Если открытый шлейф длиной примерно в  $\lambda/4$  подключить к центру каждой крайней полуволновой единицы (фиг. 22,6,а), то получается подобная же задача. Токи на зажимах шлейфа, вызванные токами крайней единицы, бывшими на ней перед включением шлейфа, равны и противоположны, и поэтому для определения импеданса и распределения тока в шлейфе здесь может быть применена теория передающей линии. Для линейных токов каждый шлейф эквивалентен очень малому импедансу, подключенному к центру антенны. Он может быть подогнан к чисто активному сопротивлению порядка нескольких десятых ома, так что шлейфы оказывают очень малое влияние на распределение тока во всем расположении антенн постольку, поскольку имеются в виду равные и противоположные линейные токи. Если принимать во внимание только эти токи, то можно ожидать распределения, показанного фиг. 22,6,а. Чтобы исследовать возможность наложения на шлейфы фиг. 22,6,а антенных токов, имеет смысл заменить шлейфы одиночными проводниками согласно фиг. 22,6,б. Однако, в таком устройстве происходят колебания описанного вида, совершенно отличного от действительного распределения антенного тока в открытом шлейфе, показанного на фиг. 22,6,с. Так как здесь возможны колебания одновременно и как в линии (фиг. 22,6,а) и как в антенне (фиг. 22,6,с), то фактическое распределение токов является результатом суперпозиции этих двух видов колебаний, что приводит к более или менее полной компенсации токов на внешних проводах каждого шлейфа и на крайних половинах подключенных к ним антенн (фиг. 22,6,д). Если шлейфы на фиг. 22,6,а будут закорочены на их открытых концах проводящим мостом, то на их зажимах возникает очень высокий импеданс для линейных токов, но возможность их обтекания антенными токами несколько не изменится (как на фиг. 22,6,с). Следовательно, линейные токи будут очень малы, и получается распределение, показанное на фиг. 22,6,е.

Если каждый шлейф на фиг. 22,6,а удлинить до полуволны (фиг. 22,7,а), то в центре каждой крайней антенны они будут представлять равным и противоположным линейным токам чрезвычайно большой импеданс, так что эти токи будут подавлены. Отсюда следует, что шлейфы в полволны на фиг. 22,7,а очень эффективно расстраивают внешние половины крайних антенн и фактически всю антенну целиком, поскольку рассматривается первоначальное распределение тока с максимумом на их входных зажимах. Теперь антенна обладает на зажимах высоким импедансом вместо первоначального, сравнительно низкого. Это не значит, что в антенне токи не могут иметь места. В действительности получается показанное на фиг. 22,7,а антирезонансное



нансное распределение. Ввиду того, что шлейфы имеют длину  $\lambda/2$ , они могут колебаться с большими, соответственно исправленными, антенными токами в каждом проводе. Так как импеданс открытого на конце полуволнового шлейфа для линейных токов высок, то вся полуволновая секция может колебаться с равными и противоположными линейными токами.

Фиг. 22.7. Возможные варианты онанские виды антенн: а) при  $\lambda/2$ -разомкнутых на концах шлейфах; б) при  $\lambda/4$ -замкнутых на концах шлейфах. Внешние секции антенны расстроены для модов, показанных в обоих случаях.



Наложение линейных и антенных токов приводит к компенсации токов на внешнем проводе каждого шлейфа, как показано на фиг. 22,7а. Эта часть цепи расстроена. Такие же результаты, очевидно, получаются с закороченными шлейфами в четверть волны, как показано на фиг. 22,7б, где предполагается возбуждение на собственной частоте части системы. Но распределение тока, показанное на фиг. 22,7б, включает только равные и противоположные линейные токи в шлейфах. Так как могут возбуждаться также и антенные токи, показанные на фиг. 22,6е, то действительное распределение определится наложением распределений, представленных на фиг. 22,6е и 22,7б.

Если разомкнутые шлейфы из проводов заменить коаксиальными муфтами достаточно большого диаметра, по длине несколько короче, чем  $\lambda/4$  (фиг. 22,8), то внешние концы антенн будут расстроены, как на фиг. 22,6б. Токи в остальной части антенны колеблются, как на фиг. 22,7б.



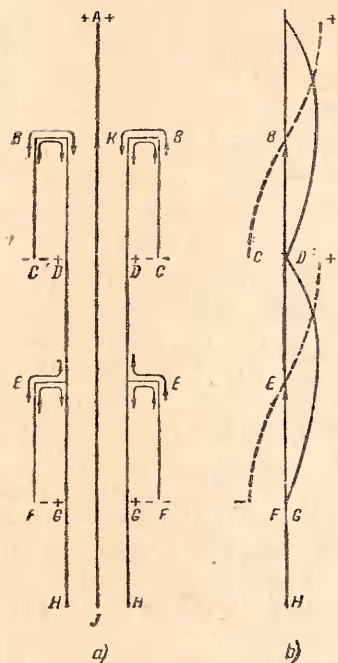
Фиг. 22.8. Коаксиальные муфты для расстройки наружных концов антенн.

Если каждый полуволновой шлейф фиг. 22,7а замкнуть проводящим мостом, то возможны колебания с распределением вдоль горизонтальных антенн, сходным с таким у фиг. 22,6а и 22,7а после суперпозиции их в различных пропорциях. Относительные амплитуды зависят от положения проводящих мостов на шлейфах и от точного местопо-

ложения шлейфа на антеннах. Когда мосты находятся вблизи центра шлейфов, в наружных концах антенн может не быть токов, тогда как остальная часть антенны сильно возбуждается, как на фиг. 22,7а. Если мостики перенести вниз по волновым шлейфов, то оба распределения могут иметь почти равные амплитуды. Распределение вдоль шлейфов представляет собою наложение линейных и антенных токов.

Рассмотренные отдельные устройства были продемонстрированы для того, чтобы показать ряд сложных эффектов,

которых можно ожидать в антенных цепях и системах, состоящих из нескольких связанных частей с несколькими собственными периодами колебаний. Важным применением изложенного является задача, рассматриваемая в разделе 27, о расстройке такого проводника, как внешняя сторона коаксиальной линии, которая хотя и не составляет части антенны, тем не менее может нести большие, но нежелательные токи. Принцип этот ясен из только что рассмотренных случаев. Высокимпедансные шлейфы должны включаться в проводники в точке, где в отсутствие шлейфа резонансные токи имеют максимумы. Нужно принять меры, чтобы при этом не возникнуть другой вид резонансных колебаний.



Фиг. 23,1.

а) коаксиальная линия, питающая коаксиальный коллинеарный ряд из двух элементов; б) распределение тока на внешней поверхности а).

лости коаксиальной трубы в качестве фидера, внутренних поверхностей коаксиальных муфт (каждая около четверти волны длиной и каждая отделена друг от друга интервалом длиной около четверти волны) в качестве связующих и фазообращающих шлейфов и в использовании наружной поверхности частично самой коаксиальной трубы и частично коаксиальной муфты в качестве как бы толстых отдельных антенн. Поперечное сечение такого устройства для систем из двух антенн в ряду показано на фиг. 23,1а с преувеличенными поперечными размерами. В действительности же и диаметры

трубы и расстояние между нею и коаксиальными муфтами малы по сравнению с длиной волны. Вся система состоит из следующих шести связанных цепей.

Первой является коаксиальный фидер, идущий от генератора (ниже  $J$  на фиг. 23, 1а) до точки  $K$ . Хотя бы часть этой линии вблизи вершины должна быть резонирующей, но может быть резонирующей и вся линия. Истинные линейные токи на внешней поверхности внутреннего проводника и на внутренней поверхности наружного проводника равны и противоположны и чрезвычайно близки друг к другу (по сравнению с длиной волны), так что оказываемые ими влияния на удаленные точки пространства практически полностью компенсированы.

Второй связанной цепью будет обладающая собственным периодом возбуждаемая в центре антенна  $ABC$ , одна половина которой состоит из центрального проводника  $AK$ , а другая—из наиболее удаленной от центра поверхности  $BC$ . (Так как секция  $tC$  антенны толще, чем  $AK$ , то, если должны иметь место колебания основного периода, она должна быть укорочена по сравнению с  $\lambda/4$  на значительно больший отрезок, чем  $AK$ ). Направление тока и положение максимума при  $t=0$  показано стрелками; также показано положение и знак максимума заряда на четверть периода позже.

Третья связанная цепь представляет колеблющийся в основном токе шлейф длиной около  $\lambda/4$ , с открытым концом у  $C, D$  и закороченным концом у  $B$ . Она образуется внутренней поверхностью муфты и наружной стороной трубы. Токи и заряды равны и противоположны и очень близки друг к другу, так что оказываемые ими влияния на удаленные точки пространства взаимно компенсированы.

Четвертая связанная цепь—это антенна, образованная внешней поверхностью  $DEF$ .

Пятая связанная цепь—резонирующая муфта в четверть волны с разомкнутым концом у  $F, G$  и закороченным концом у  $E$ .

Шестая цепь состоит из внешней поверхности трубы от  $G$  до ее конца ниже  $H$ , включая все присоединенные и связанные с нею проводники, такие как цепь генератора и земля. Эта шестая цепь может быть или в резонансе или расстроена, в зависимости от ее длины и расположения других подключенных или связанных цепей.

Если мощность должна передаваться к проводникам в окружающем пространстве через связь их с коллинеарной системой, составленной антеннами  $ABC$  и  $DEF$ , то наружная сторона фидерной линии до  $G$  должна быть расстроена. Методы осуществления такой расстройки рассматриваются в разделе 27. В этом случае, примерно как и в одной из внешних антенн фиг. 22, 3, антенна  $DEF$  связана как с антенной  $ABC$ , так и с секцией передающей линии с разомкнутым у



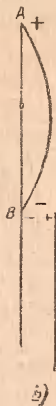
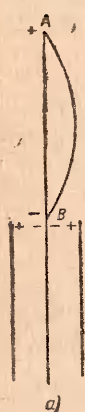
*C, D* концом. Индуктированные благодаря этим двум связям токи примернo, противоположны по направлению, но токи, индуктированные муфтами, больше, если они настроены в резонанс, как это предположено в отношении фиг. 23,1. Если же этот резонанс отсутствует, в частности если муфта *BC* удалена или открытый конец у *C, D* закорочен диском, то активными являются только запаздывающие силы, вызванные движением зарядов в *ABC*, ток в *DEF* будет противоположен, и излучение уменьшится.

Для максимального излучения каждая антенна и каждая муфта должны быть настроены индивидуально. (Коллинеарную систему более чем с двумя связанными антеннами легко составить подключением единиц выше *A* и ниже *H*. фиг. 23,1). Это не может быть сделано столь точно в коаксиальной системе фиг. 23,1, как может быть выполнено в менее привлекательной в конструктивном отношении форме 22,3а, так как половина длины *BC* (наружная поверхность) коаксиальной антенны не может быть сделана короче, чем половина той же длины *BC* (внутренняя поверхность) муфты. Секция коаксиальной линии, разомкнутая на одном конце и закороченная на другом, всегда имеет резонансную длину, гораздо меньше отличающуюся от  $\lambda/4$ , чем половина длины антенны того же или большего наружного диаметра. Так как связь между антенной и муфтой сильная, то установка на максимальные и равные по возможности токи в обеих антеннах не будет в точности той же, что и для колебаний на основной частоте в каждом отдельном случае. Это зависит от степени связи и должно определяться экспериментально без всякого, даже приблизительно пригодного, теоретического исследования. Для того, чтобы обеспечить соответствующую связь между коллинеарными антеннами коаксиальной связующей секцией, внутренний диаметр каждой коаксиальной муфты должен быть гораздо больше внешнего диаметра провода, на котором она помещена.

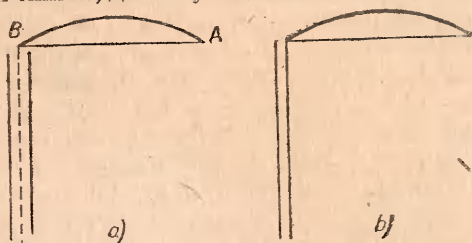
24. Полуволновая антенна со связью на конце. Одиночная антенна, длиной приблизительно  $\lambda/2$ , может возбуждаться в центре или параллельной линией, как показано на фиг. 18,1, или коаксиальной линией с помощью устройства сверху антенны *ABC*, показанного на фиг. 23,1а. Муфта *EF* удалена, и наружная сторона линии ниже *D* должна быть расстроена описанным ниже методом. Антенна той же самой длины может быть связана на конце с резонансной двухпроводной линией, или с коаксиальной линией, или с короткой секцией такой линии, трансформирующей импеданс, если применить для этого устройства показанные на фиг. 24,1 и 24,2 устройства. Антенна является только продолжением (или в том же самом направлении или под прямым углом) одного из проводов или внутреннего провода коаксиальной линии или



трубы. С электрической точки зрения длина  $AB$  представляет настроенную в резонанс на основной ток антенну, сильно связанную с резонансной двухпроводной линией внутри коаксиальной трубы и с наружной поверхностью трубы, или она представляет линию, связанную с двумя проводами открытой линии, действующую одновременно и как линия передачи и как одиночный проводник. Если принять, что резонансные токи на внешней поверхности коаксиальной линии или на двухпроводной линии, действующей как одиночный



Фиг. 24,1. Полуволновая антенна, образующая коллинеарное продолжение: *a)* коаксиальной линии, *b)* двухпроводной передающей линии.



Фиг. 24,2. Устройство, подобное устройству на фиг. 24,1, но с антеннами под прямыми углами к передающей линии.

проводник, уменьшены расстройкой (либо путем увеличения длины, либо другими методами, описанными в разделе 27), то тогда останутся только две сильно связанные цепи: антенна  $AB$  и передающая линия. Они связаны взаимодействием зарядов вблизи точки соединения  $B$  антенны и линии. Степень связи зависит от расстояния между

двумя проводами линии, и если только оно не очень мало, то связь может быть настолько сильна, что при изменении настройки антенны или линии будут наблюдаться двойные резонансные пики тока.

Если длина линии такова, что наружная поверхность коаксиальной линии или оба провода открытой линии, рассматриваемой как одиночный проводник, попадают в резонанс, то эта линия будет излучать как связанная антенна. В двухпроводной линии резонансный «антенный» ток налагается на токи передающей линии, так что двухпроводная линия действует одновременно и как передающая линия и как антенна. Если оба провода заключить по всей их длине в металлический экран, то несбалансированные или «антенные» токи появятся на внешней стороне экрана так же, как и в случае коаксиальной линии.

**25. Несимметричные антенны и системы.** Симметрия антенны или системы определяется геометрически расположением

проводов относительно входных зажимов. Чтобы определить входной импеданс антенны или системы в обычном низкочастотном смысле или в смысле ближней зоны, входные зажимы должны быть настолько близки друг к другу, что они могут включаться как части цепи ближней зоны или, более общий случай, они могут быть подключены к концу передающей линии, провода которой достаточно близки друг к другу, чтобы удовлетворить условию ближней зоны. Токи на таких зажимах должны быть равны и противоположны. В коаксиальной линии «антенный» ток при достаточно высоких частотах находится на внешней стороне наружного проводника, так что можно различить отдельные равные и противоположные линейные токи. С другой стороны, в двухпроводной линии «антенный» ток проходит по обоим проводникам линии в одном и том же направлении, налагаясь на соответствующие линейные токи, и отделить эти токи экспериментально не представляется возможным.

Если коэффициент связи между линией (действующей как одиночный проводник) и всей системой мал и если линия со всем, что к ней подсоединено, расстроена, то длинная передающая линия или шлейфовые секции линии не будут нести значительного антенного тока. На каждой из фиг. 22,1, 2, 3 антенна или система сама по себе симметрична и двухпроводная линия расположена также симметрично, так что запаздывающие тангенциальные к линии силы, стремящиеся сдвинуть заряды в антенне к зарядам на линии, компенсируются и взаимный импеданс уничтожается. Таким образом, по двум проводам открытой линии проходят равные и противоположные линейные, но не антенные токи. Входной импеданс ряда антенн может быть рассчитан обычным путем и найден экспериментально методом подстановки или моста. Коаксиальная система (фиг. 23,1) и антенны, питаемые с концов (фиг. 24,1а и 24,2а), несимметричны. Заряды на внешней поверхности коаксиальной линии (ниже  $G$  на фиг. 23,1а) испытывают несбалансированное, запаздывающее влияние от движущихся зарядов сверху антенны, так что коэффициент связи не исчезает. Внешняя поверхность всей коаксиальной трубы (ниже  $G$  на фиг. 23,1а) должна быть расстроена, в противном случае на ней появятся антенные токи и она будет являться частью системы. Входной импеданс всей системы, который является одновременно импедансом на зажимах коаксиальной линии, может быть определен обычным путем, так как по внутренним проводам линии везде проходят равные и противоположные токи, за исключением только мест вблизи открытых концов. Так как всегда с оконечным импедансом обычного типа включается незначительная концевая поправка, то то же самое может быть сделано и здесь. (Уравнения передающей линии подразумевают бесконечно длинную

линию. Если же линия конечна, то ошибочно считать, что постоянные на единицу длины линии одинаковы и вблизи концов линии, поскольку имеет место отсасывание от концов в конечный импеданс, исключая случая разомкнутой линии, когда это учитывается малой концевой поправкой на длину.)

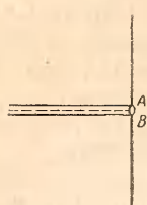
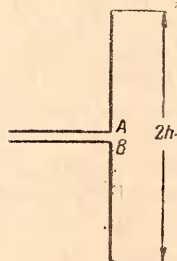
На фиг. 24,1а или фиг. 24,2а компонента тока в точке соединения В линии и антенны равна компоненте  $I''_z$ , рассмотренной в связи с уравнением (9,1) для антенны исчезающе малого радиуса и антирезонансной длины примерно  $\lambda/2$ . Приблизительно равный и противоположный ток  $-I''_z$  на внутренней поверхности наружного провода линии продолжается на внешней стороне верхнего конца коаксиальной линии, даже если она расстроена. Для тонкой антенны этот ток мал. Метод подстановки или моста для измерения импеданса на зажимах антенны вообще ненадежен, так как внешняя сторона коаксиального кабеля является частью антенны, даже если он расстроен; поэтому теоретически его следовало бы отделить как часть антенны и оставить только внутреннюю линию, что физически невозможно. С другой стороны, если постоянные линии и длина ее известны точно, входной импеданс линии у генератора можно измерить и можно рассчитать конечный импеданс. Аналогичная ситуация существует, когда из металлической поверхности аэроплана выдается внутренний стержень коаксиальной линии. Антенной является весь аэроплан вместе со стержнем.

В несимметричных устройствах фиг. 24,1б или 24,2б оба провода в двухпроводной линии не сбалансированы, если в одном и том же направлении в обоих проводниках имеет место заметный антенный ток. Они остаются несколько несбалансированными, даже если имеет место тщательная расстройка линии, рассматриваемой как одиночная антенна, так как ток в точке соединения В одного из проводов линии и антенны не исчезает, если антенна имеет физически выполнимый радиус. Компонента  $I''_z$  тока продолжается в антенне и она может быть не равна и не противоположна компоненте на другом параллельном проводе, так как этот провод здесь обрывается и ток должен исчезнуть. Соответственно и двухпроводная линия фиг. 24,1б и 24,2б в лучшем случае только немного не сбалансирована, если антенна тонка и линия расстроена как антенна; в худшем случае, если линия не расстроена, она целиком выпадает из баланса.

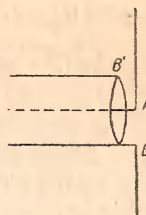
До настоящего времени ничего не было сказано о возможности замены коаксиальной линии вполне симметричным устройством двухпроводной линии (фиг. 25,1). Можно считать, что цепь фиг. 25,2а, использующая коаксиальную линию, так же симметрична, как и фиг. 25,1 с двухпроводной линией. Поскольку рассматривается компенсация тангенциальных сил вдоль внешней поверхности коаксиальной линии,



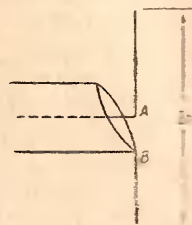
это, конечно, верно везде, за исключением точек вблизи  $A$  и  $B$  (где подключается антенна), если только половины антенны несут одинаковые токи и заряды противоположных знаков, распределены одинаковым образом. Но распределение металла, а следовательно, и распределение заряда на конце коаксиальной линии не симметрично относительно половины антенны. В увеличенной линии фиг. 25,2*b* периодически заряжаемый в  $B'$  внешний проводник оказывает соответствующее



a)



b)



c)

Фиг. 25,1. Антенна, возбуждаемая в центре двухпроводной передающей линией.

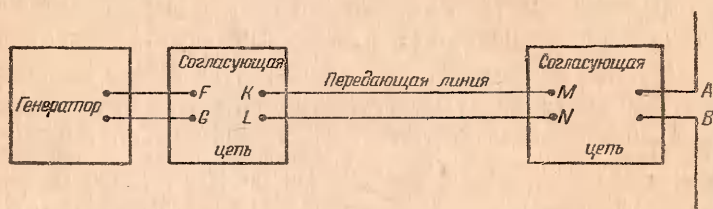
Фиг. 25,2. Антенны, возбуждаемые в центре коаксиальной линией.

влияние на антенну между  $A$  и  $B'$ , но это влияние не сказывается на нижней половине антенны, и, следовательно, имеет место нарушение баланса. Влияние это может быть несколько сглажено, если конец коаксиальной линии срезать вблизи верхней половины антенны (фиг. 25,2*c*). Дальнейшее нарушение балансировки обуславливается тем фактом, что осью симметрии для электромагнитных явлений, протекающих в коаксиальной линии, служит центральный провод, в то время как точкой симметрии для половины антенны является середина между зажимами  $A$  и  $B$ . Другой способ выражения этой самой симметрии возможен через токи в половинах антенны. Ток, направленный вверх от  $A$ , продолжается вдоль наружной поверхности этого же самого проводника, согнутого под прямым углом, в то время как ток, направленный вниз, должен изменить свое естественное симметричное распределение вдоль внутренней поверхности наружной трубы и стягиваться к одной точке  $B$ . Соответственно настройка на резонанс и поддержание подобного распределения и амплитуд тока и заряда в половинах антенны несколько улучшатся, если часть антенны, которая соприкасается с наружным проводом коаксиальной линии, сделать несколько короче по сравнению с другой ее частью (фиг. 25,2*c*). Но ни срез конца внешнего проводника коаксиальной линии, ни укорочение нижней половины антенны не обеспечивают достаточной симметрии. Дей-



ствительно, геометрическая форма, изображенная на фиг. 25,2с, настолько явно несимметрична, что никак нельзя ожидать полной компенсации вблизи ее концов сил, действующих на заряды внешней поверхности коаксиальной линии в направлении, параллельном оси, и вызванных токами и зарядами на ползунках антенн. Если останутся небольшие тангенциальные силы, то возникнут и токи на весьма хорошо проводящей внешней поверхности коаксиальной линии. Если же эта внешняя поверхность линии окажется не расстроенной, то токи будут велики и внешняя поверхность будет действовать как связанная антенна.

Если радиус коаксиальной линии очень мал (как это требуется условиями ближней зоны), так что расстояние  $AB$  на



Фиг. 26,1. Фидерная передающая линия с согласующими элементами

фиг. 25,2 составляет очень малую часть длины волны, то симметрия относительно слаба. Тем не менее токи вдоль наружной поверхности коаксиальной линии, обусловленные резонансом, могут быть значительными. При очень коротких волнах не всегда возможно сделать радиус коаксиальной линии таким, чтобы он составлял малую часть длины волны, так как это может привести к поверхностному разряду. Если расстояние  $AB$  составляет заметную часть длины волны, как на фиг. 25,2б и 25,2с, то асимметрия очень велика, и можно ожидать, что заряды на внешней поверхности коаксиальной линии будут подвергаться действию относительно больших нескомпенсированных сил. Поэтому, чтобы избежать резонансных амплитуд, необходимо снаружи поддерживать расстройку.

**26. Фидерные передающие линии.** Соединение генератора со связанной с ним цепью и антенной осуществляется обычно передающей линией. Эта линия состоит из двух или четырех проводов или представляет собой тип коаксиальной линии и может быть длинной или короткой. Типичная цепь подобного вида показана схематично на фиг. 26,1. Она состоит из генератора с выходными зажимами  $F, G$ , согласующего и настраивающего устройства для генератора с выходными зажимами  $K, L$ , передающей линии с оконечными зажимами  $M, N$  и настраивающего и согласующего устройства для антенны с выходными зажимами  $A, B$ , которые являются одновременно входными зажимами антенны. Наиболее эффектив-

ная предельная передача мощности получается, когда импеданс вправо от  $F, G$  представляет для генератора оптимальную нагрузку, а потери мощности в линии и в согласующих цепях — минимальны. Малые потери в согласующих цепях можно получить, только применяя части схемы с низким сопротивлением; если применяются шлейфы, то они должны быть короткими. Наименьшие потери вдоль передающей линии получаются в том случае, когда она заканчивается ее характеристическим импедансом  $Z_0$ ; следовательно, импеданс  $Z_{MN}$  вправо от  $M, N$  должен быть равен  $Z_0$ . Таким образом, согласующая цепь для антенны должна трансформировать ее входной импеданс  $Z_{AB}$  в импеданс  $Z_{MN} = Z_0$ . Если генератор предназначен для питания нагрузки с  $Z_{opt}$  при оптимальной характеристике (т. е. максимум к. п. д. или максимум мощности), то  $Z_{FG(вправо)} = Z_{opt}$ . Соответственно с этим, согласующая цепь для генератора должна трансформировать входной импеданс линии  $Z_{KL}$  вправо от  $K, L$  в требуемое  $Z_{opt}$ . Если линия включена на  $Z_0$ , то  $Z_{KL(вправо)} = Z_0$  и согласующая цепь генератора должна трансформировать  $Z_0$  в  $Z_{opt}$ . Если генератор выбран так, что  $Z_{opt} = Z_0$ , то согласующая цепь при генераторе не нужна. Для большинства линий  $Z_0 = R_0 + jX_0$  носит преимущественно активный характер, с очень малым отрицательным  $X_0$ . Таким образом, для целей настройки  $Z_0 \approx R_0$  и  $X_0 \ll R_0$ .

Если соответствующей установкой согласующей цепи при антенне выполняется условие  $Z_{MN(вправо)} = Z_0$ , то линия передачи получается нерезонирующей. Нерезонирующей линией будет исключительно только та линия, на конце которой включен ее характеристический импеданс  $Z_0$ . Преимуществами нерезонирующей линии являются ее низкие потери, отсутствие высоких резонансных напряжений и широкополосная частотная характеристика системы в целом. Если линия коротка (длиной не больше одной или двух волн), то потери в линии ничтожно малы по сравнению с подводимой к антенне мощностью, и поскольку речь идет о потерях, то неважно, будет ли эта линия резонирующей или нерезонирующей. В длинной же линии, когда она является резонирующей, потери могут быть очень большими.

Однако сделать линию нерезонирующей, даже в том случае, когда она заканчивается характеристическим импедансом, оказывается иногда невозможным, если поддерживающие изоляторы или распорки расположены неправильно. При длинных волнах никаких затруднений в этом направлении не встречается, так как поддерживающие двухпроводную или коаксиальную линию изоляторы размещены друг от друга

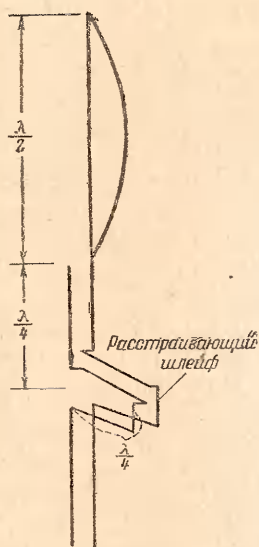
обычно на незначительную часть длины волны. При очень же высоких частотах промежутки между диэлектрическими бусинками или другими подвесками могут составлять уже заметную часть длины волны. Если эти бусинки расположены с интервалами, несколько меньшими, чем  $\lambda/2$ , то от каждой бусинки происходят последовательные частичные отражения, эффект накапливается, в связи с чем могут получиться резонансные амплитуды даже в линии, правильно нагруженной. Картина будет иной, если бусинки будут расположены парами, с расстоянием между ними примерно в  $\lambda/4$  и между соседними парами будут различные интервалы. Тогда на одной частоте частичное отражение от одной бусинки компенсируется отражением от бусинки соседней пары. Существенным недостатком нерезонирующей линии является то, что ее не легко саму по себе приспособить к многополосной работе, так как невозможно создать такую одиночную согласующую цепь, которая бы заканчивала линию ее характеристическим импедансом больше чем на одной или в крайнем случае на двух частотах.

При коротких расстояниях и многополосных работах может применяться резонирующая линия. При таком типе работ согласующая цепь при антенне не требуется. Импеданс  $Z_{KL}$  (фиг. 26,1) вправо от  $K, L$  является импедансом передающей линии, заканчивающейся антенной. Условие для оптимальной характеристики генератора требует, чтобы цепь согласования генератора трансформировала  $Z_{KL(вправо)}$  на зажимах  $K, L$  в  $Z_{FG(вправо)} = Z_{opt}$  на зажимах  $F, G$ . Условие  $X_{FG(вправо)} = X_{opt}$  обычно эквивалентно настройке в резонанс с помощью согласующей цепи генератора всей цепи, включая и передающую линию.

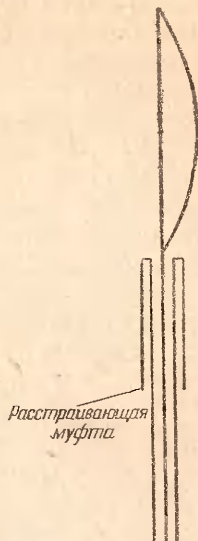
**27. Расстраивающие муфты. Линейные трансформаторы.** При анализе передающих линий предполагалось, что отсутствуют «антенные» токи как в виде несбалансированного тока на открытой линии, так и в виде тока на внешней поверхности коаксиальной линии. Этих токов обычно можно избежать, если симметричные антенны, питаемые в центре, используются в соединении с симметрично расположенными линиями с открытыми проводами в качестве фидера. Точки автоматически уничтожаются там, где передающая линия (или открытая или коаксиальная) проходит очень близко к поверхности хорошо проводящей земли, над которой расположен антенный ряд любой конфигурации. Распределение зарядов и токов в хорошо проводящей земле всегда таково, что ведет к фактической компенсации всех тангенциальных сил вдоль ее поверхности.

Если компенсация тангенциальных сил вдоль передающей линии не может быть достигнута симметричным расположе-

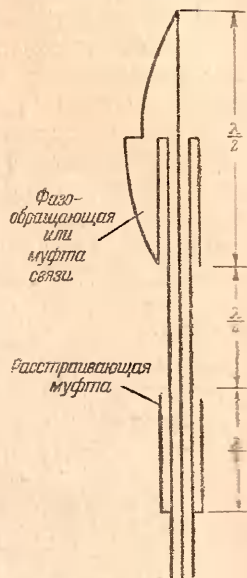
нием, то такие могут быть уменьшены расстройкой линии (открытой или коаксиальной), рассматриваемой как одиночный провод. В стационарных установках это может быть достигнуто иногда подбором всей длины и часто может быть осуществлено методом, уже упоминавшимся в разделе 22 в связи с фиг. 22,6, где часть резонансной антенны расстроена перерезанием ее в точке максимума тока и подклю-



Фиг. 27,1. Устройство для расстройки двухпроводной передающей линии, возбуждающей на конце антенны  $\lambda/2$ .



Фиг. 27,2. Устройство для расстройки коаксиальной линии, возбуждающей на конце антенны  $\lambda/2$ .



Фиг. 27,3. Расстраивающая муфта на коаксиальной линии, возбуждающей в центре коаксиальную полуволновую антенну.

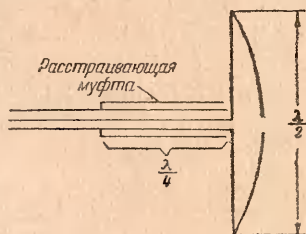
чением получаемых таким образом концов к открытому концу шлейфа с высоким импедансом.

Какой-нибудь провод или группа проводов в параллель, возбуждаемая как одиночный проводник, может быть расстроена по отношению к гармонике (к частному виду колебаний) включением шлейфа с высоким импедансом в точку, где ток был бы максимальным при настройке провода без шлейфа в резонанс. Однако, как отмечено в связи с фиг. 22,6, может возбуждаться новый вид колебаний с минимумом тока на открытом конце подключенного шлейфа, если эффективная результирующая длина линии, начиная от этого открытого конца шлейфа, эквивалентна целому числу полуволн. Чтобы расстроить возникшие колебания, требуется или изменение этой длины или добавление соответственно рас-



положенных шлейфов. Ряд возможных приемов для расстройки колебаний в двухпроводной и коаксиальной линиях, как колебаний одиночных проводов, показан на фиг. 27,1—27,4, где поперечные размеры для наглядности несколько преувеличены.

На фиг. 27,1 показано подключение к двухпроводной линии фиг. 24,1b закороченного расстраивающего шлейфа. Две стороны шлейфа расположены под прямым углом друг к другу, следовательно, между ними нет взаимодействия равных и противоположных линейных токов, в то время как для антенного тока, идущего в соответствующих точках параллельных проводов в одном и том же направлении, оба провода линии оказываются включенными в параллель. Резонансный антенный ток имеет свой узел в верхнем конце или в точке присоединения антенны. Следовательно, первая пучность тока будет на  $\lambda/4$  от конца. Если линию в этой точке обрезать и включить закороченный на конце шлейф (фиг. 27,1), линия как антенна расстроится.



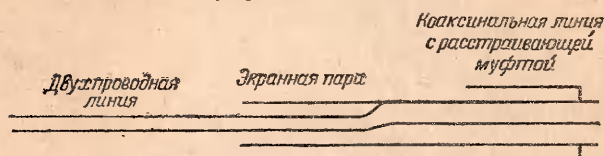
Фиг. 27,4. Расстраивающая муфта на коаксиальной линии, возбуждающей в центре полуволновой диполь.

На фиг. 27,2 подобная же вещь показана для коаксиальной линии. На расстоянии  $\lambda/4$  длины волны от конца линии помещается расстраивающая муфта в четверть волны с открытым концом. Муфта может быть одинаково хорошо сдвинута и ниже  $\lambda/4$ , если верхний конец ее разомкнуть, а нижний конец закоротить.

На фиг. 27,3 для питаемой в центре антенны использована наружная поверхность фазообращающей или связующей муфты в качестве ее нижней половины. Внутренняя сторона этой муфты представляет резонансносвязанную цепь, как это объяснено в разделе 23. Если вторая (нижняя) муфта закорочена вверх и разомкнута внизу, то она будет представлять фазо-обращающую или связывающую муфту (фиг. 23,1a). Однако при открытом конце вверх и закороченном внизу (фиг. 27,3) нижняя муфта служит для расстройки внешней стороны коаксиальной линии. Такая муфта может быть добавлена к фиг. 23,1a для расстройки фидерной линии.

На фиг. 27,4 внешняя сторона коаксиальной линии, примененная для центрального питания антенны, выведена из резонанса с помощью расстраивающей муфты. Влияние частично несбалансированных сил, действующих тангенциально вдоль внешней стороны линии, можно грубо объяснить таким образом, что часть тока от нижней антенны проходит по внешней стороне линии, вместо того чтобы проходить только

по внутренней, как это было бы при отсутствии асимметрии. Резонансный ток на внешней стороне имеет свой максимум непосредственно на конце. Следовательно, открытый конец коаксиальной расстраивающей муфты в четверть волны должен быть помещен именно здесь. Если же это более удобно, то он может быть отнесен разомкнутым концом на половину от зажимов антенны. Когда антенна питается гибкой коаксиальной линией (фиг. 27,4), то наличие расстраивающей муфты существенно, потому что если кабель сдвинут или свернут в круг, его электрическая длина изменяется и в каком-нибудь одном положении может наступить резонанс. Это наиболее нежелательное условие, так как импеданс на зажимах антенны и излучаемая мощность будут зависеть от того, как свернут кабель. Чтобы обеспечить доста-

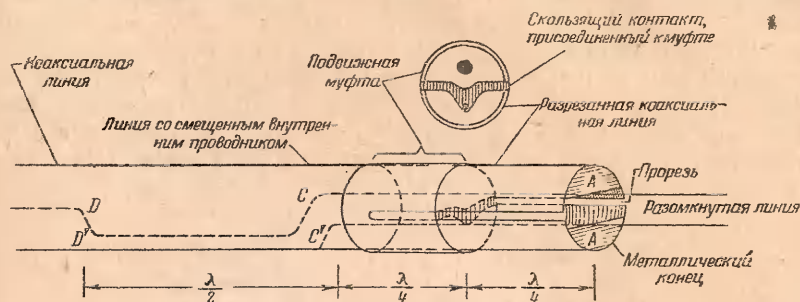


Фиг. 27,5. Простой „двухпроводная линия — коаксиальная линия“ трансформатор, состоящий из секции экранной пары подбираемой длины.

точную связь, расстраивающие муфты должны быть в диаметре значительно больше, чем коаксиальная линия. Чтобы обеспечить получение максимальной расстройки, желательно иметь муфты переменной длины, примерно в  $\lambda/4$ . Это легко достигается с муфтами телескопического типа.

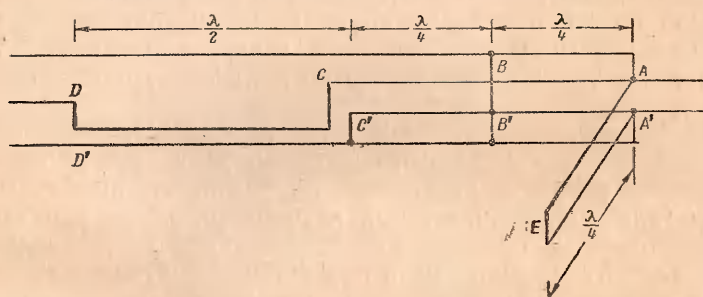
Когда двухпроводная и коаксиальная линии соединены так, как это показано на фиг. 27,5, то в точке соединения имеют место условия асимметрии, отличные от условий, рассмотренных для симметричной антенны, питаемой в центре коаксиальной линией. В результате этого на внешней стороне коаксиальной линии могут появиться антенные токи, а в случае двухпроводной линии они появятся как несбалансированные токи. Простой способ их уменьшения — это включить экранирующую пару, тщательно подобранную по длине, между коаксиальной и двухпроводной линией и, если необходимо, расстроить внешнюю поверхность ее коаксиальными муфтами. Эта экранная пара может состоять из трубы или трубки, расположенной вокруг двухпроводной линии на требуемом расстоянии (фиг. 27,5). Длина трубки должна быть такой, чтобы на ее внутренней поверхности не могли установиться резонансные токи. Видоизменение экранирующей пары в виде трансформатора показано на фиг. 27,6 и 27,7. Коаксиальная линия слева видоизменена от  $D$  до  $C$  перемещением внутреннего проводника ближе к основанию экрана. Это концентри-

рует ток вниз экрана и улучшает связь с нижним проводом экранной пары, начинающейся в  $C'$ , а также способствует выравниванию в трансформирующей секции от  $D, D'$  до  $A, A'$  результирующей электрической длины двух сторон линии. Чтобы перенести все токи от экрана к нижнему проводу экранной пары между  $C'$  и  $A'$ , экран прорезается на расстоянии,



Фиг. 27,6. Разрезной трансформатор с экранирующей парой.

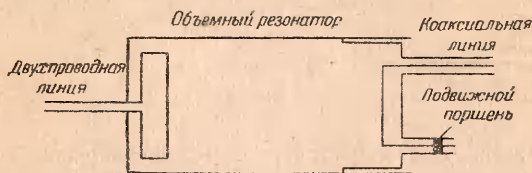
несколько больше  $\lambda/2$ , и присоединяется к верхнему проводнику экранной пары в  $A$  и к нижнему проводнику в  $A'$  с помощью металлических конечных пластинок. При установке длина прорезанной секции берется (с помощью подвижной муфты, охватывающей весь экран) примерно около  $\lambda/4$ , так что импеданс закороченного на конце шлейфа, со-



Фиг. 27,7. Схема трансформатора фиг. 27,6.

стоящего из верхней половины прорезанного экрана и верхнего провода пары, очень велик, и ток в верхней половине экрана должен направиться или к нижнему проводу пары или к нижней половине прорезанного экрана. Путь тока — через муфту и ее соединения к нижнему проводу пары. Токи в нижней половине прорезанного экрана комбинируются в  $A'$  с токами в нижнем проводе. Внутренняя наружная поверхность прорезанной секции экрана от  $A, A'$  до муфты эквивалентны высокому импедансу закороченного на конце в  $A, A'$  шлейфа

в четверть волны. Прорезанный экран — трансформатор является наилучшим приспособлением для устройства фиг. 25,2с для симметричной антенны, возбуждаемой в центре с помощью коаксиальной линии. Расстраивающих муфт на внешней стороне экрана обычно не требуется если единица правильно подобрана. Если для упрощения конструкции сгибы в секции *DC* отсутствуют, то расстраивающая муфта желательна, особенно если питаемая напряжением антенна присоединена непосредственно в *A, A'* в месте, где начинается линия из открытых проводов. Если частота достаточно высока, то между двухпроводной и коаксиальными линиями может быть включен объемный резонатор (глава III) как



Фиг. 27.8. „Двухпроводная линия — коаксиальная линия“ трансформатор, использующий объемный резонатор.

трансформатор между сбалансированной и несбалансированной линиями (фиг. 27,8). Другое полезное устройство для соединения двухпроводной линии с коаксиальной—это Т-образная секция для перехода от одиночной коаксиальной линии к двойной коаксиальной линии. Если одна из них на  $\lambda/2$  длиннее, чем другая, и двухпроводная линия подсоединяется к двум внутренним проводникам, то получается плавный переход.

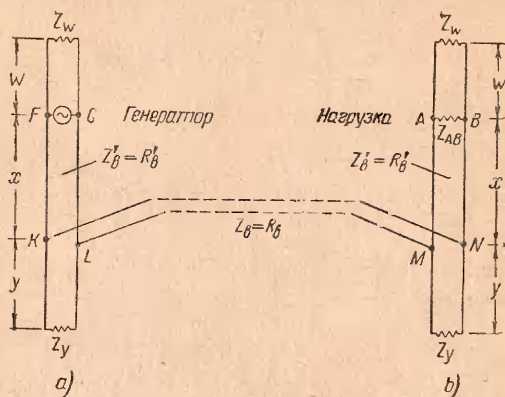
**28. Трансформация импеданса или согласующая линия.** Чтобы полностью выполнить условие оптимальной работы передающей системы, включающей генератор, линию и антенну (или другую нагрузку), необходимо обеспечить согласующие цепи на обоих концах передающей линии, если она длинна. Согласующая цепь при антенне служит для того, чтобы обеспечить линии ее характеристическим импедансом на конце и тем самым достичь в линии минимальных потерь. Согласующая цепь при генераторе необходима для нагрузки генератора на оптимальную отдачу. Некоторые типы таких цепей пригодны для одного или для обоих концов линии, другие выполняют более специальные функции согласования на конце, подключенном к нагрузке. Рассмотрим некоторые из этих типов в отдельности.

а. Т-образная секция с реактивными элементами. Т-образная секция с реактивными элементами, не имеющая практически потерь, пригодна для согласования особенно при низких частотах и может применяться на входной



или выходном концах линии. Так как для осуществления согласования необходимо только два переменных, то один из трех реактансов, составляющих Т-секцию, всегда возможно выбрать произвольно. Согласование может быть достигнуто или одним последовательным или одним параллельным элементом. Согласующие системы такого типа полезны при всех частотах, но не столь высоких, когда реактанс катушки или конденсатора становится уже трудно предопределимым. В последних случаях более подходящими являются секции передающих линий, так как их входной импеданс можно точно рассчитать по их длине.

б. Обычная резонансная линия с подбираемыми ответвлениями. Самая общая форма цепи из короткой



Фиг. 28,1. Общая схема согласования.

нагруженной секции передающей линии, которая может быть использована в качестве согласующей цепи, показана на фиг. 28,1. Условия согласования следующие:

$$R_{MN} \text{ (в согласующей цепи) } = R_g, \quad (28,1)$$

$$X_{MN} \text{ (в согласующей цепи) } \approx 0. \quad (28,2)$$

Импеданс нагрузки на зажимах  $A, B$  равен  $Z_{AB} = R_{AB} + jX_{AB}$ . (В некоторых случаях по физическим основаниям более удобно считать  $Z_{AB}$  входным импедансом короткого отрезка линии, подключенного к нагрузке и рассматриваемого, как часть ее.) Характеристический импеданс длинной линии равен  $Z_g \approx R_g$ ; характеристический импеданс короткого согласующего участка равен  $Z'_g \approx R'_g$ . Согласующий участок линии нагружается на одном конце  $Z_w$  и на другом  $Z_y$ . И  $Z_w$  и  $Z_y$  должны быть импедансами высокой добротности  $Q$ ;

обычно они представляют импедансы открытых или закороченных мостов концов.

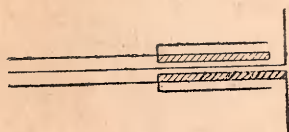
Условие получения оптимального нагрузочного импеданса  $Z_{FG} = Z_{opt}$  для устройства фиг. 28,1а, следующие:

$$R_{FG} \text{ (в согласующей цепи)} = R_{opt}, \quad (28,3)$$

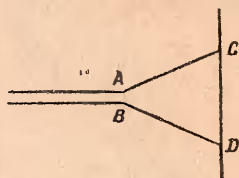
$$X_{FG} \text{ (в согласующей цепи)} = X_{opt}. \quad (28,4)$$

Импеданс  $Z_{KL}$  является входным импедансом линии. Если линия нагружается  $R_e$ , то  $Z_{KL} \approx R_e$ .

Обычно, чтобы выполнить условия (28,1) и (28,2) или (28,3) и (28,4), нужны только два переменных. Необходимыми для расчета величинами являются: три длины  $w, x, y$ ,



Фиг. 28,2. Антенна, возбуждаемая в центре коаксиальной линией с трансформатором в четверть волны и расстраивающей муфтой.



Фиг. 28,3. Дельтообразный фидер.

характеристический импеданс  $Z_e$  и нагрузочные импедансы  $Z_w = R_w + jX_w$  и  $Z_y = R_y + jX_y$ . При произвольном выборе соответствующих значений для всех, за исключением двух, величин, но так, чтобы потери во всей согласующей секции были малы, можно получить большое разнообразие всевозможных устройств с несколько различными их свойствами. Сюда относятся трансформаторы в четверть волны, рассмотренные в главе I, одно- и двухшлейфовые настройки. Устройство, использующее согласующий трансформатор в четверть волны и расстраивающую муфту с коаксиальной линией, возбуждающей антенну, показано на фиг. 28,2.

с. „Дельтообразное“ согласующее устройство для антенны. Вместо включения между входными зажимами антенны и длинным фидером согласующей цепи из резонансной секции передающей линии можно видоизменить саму антенну так, чтобы входной импеданс на ее зажимах был равен характеристическому импедансу линии. Такое устройство показано на фиг. 28,3, где одни концы проводов подключаются к точкам  $C, D$  антенны (не настолько близким друг к другу, чтобы находиться в ближней зоне), а другие их концы — к входным зажимам  $A, B$ . Точные расчеты входного импеданса в  $A, B$  видоизмененной антенны в

функции расстояния  $CD$  и длин  $CA$  и  $BD$  не выполнимы. Методы, рассматривающие антенну как сильно затухающую часть линии, дают только грубые приближения при малых расстояниях  $CD$ . Дельта-цепь допускает приблизительное согласование, что удобно для экспериментальных целей. Нужно отметить, что согласующая секция является частью антенны, в которой равные и противоположные токи не настолько близки друг к другу, чтобы вызываемое ими влияние в удаленных точках было исчезающе мало по сравнению с влиянием от токов и зарядов антенны в собственном смысле этого слова.

Несмотря на особую структуру согласующей цепи, включенной между передающей линией (которая становится нерезонирующей) и антенной или генератором, согласующая цепь всегда является частью резонансной цепи, а не частью нерезонирующей линии. Соответственно и мощность, теряемая в согласующей цепи, может быть значительной, если только эта цепь не рассчитана надлежащим образом.

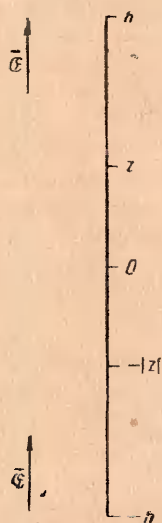
#### IV. ПРИЕМНАЯ АНТЕННА, КАК ЭЛЕМЕНТ ЦЕПИ

29. Распределение тока и заряда вдоль тонкой ненагруженной приемной антенны, параллельной электрическому полю. Распределение тока в одиночной, питаемой за чужой счет антенне, слабо связанной со всеми другими проводниками окружающего пространства (включая в частности и передающую антенну), известно только для цилиндрической и симметричной антенны малого радиуса. Такая антенна представляет собой важный случай одиночной приемной антенны, расположенной в удаленной от передатчика зоне. Распределение тока вдоль цилиндрической приемной антенны сравнительно малого радиуса так же сложно, как и в случае такой же возбуждаемой антенны. Однако можно вывести много ценных заключений относительно приемных антенн, рассматриваемых как элементы цепи, если использовать основные простые члены функции распределения тока. Это дает поразительно хорошее приближение во многих случаях, когда пользуются сравнительно тонкими антеннами.

Как было указано в разделе 1 при общем рассмотрении вопроса, анализ взаимодействия электрических зарядов двух раздельных проводников, как, например, передающей и приемной антенны, нужно разбить на две части. Первая часть будет содержать определение электромагнитного поля, вызванного движением зарядов в передающей антенне. Так как при этом предполагается, что приемная антенна (и всякий другой проводник) находится в удаленной зоне от передатчика, то распределение заряда и тока в приемной антенне оказывает ничтожное влияние на ток передатчика. Соответствен-

но с этим электромагнитное поле может быть выражено непосредственно из распределения тока возбуждаемой антенны, рассмотренное в разделе 35.

Вторая часть анализа состоит в определении влияния на заряды приемной антенны из электромагнитного поля, созданного передатчиком. Так как здесь нет заметной реакции приемника на передатчик, то распределение тока и заряда в приемнике можно получить непосредственно из выражения



для силы, действующей на заряды в зависимости от условий, вытекающих из формы и материала антенны. Таким образом, для случая удаленной зоны можно обойтись без сложных уравнений.

Поскольку мы будем рассматривать относительно короткую приемную антенну, можно принять, что поверхность, где лежат электромагнитные векторы в удаленной от передатчика зоне, будет приблизительно плоскостью. Распределение тока в приемной антенне можно выразить через электрический или магнитный векторы. Достаточно воспользоваться любым из них. В случае прямолинейности приемной антенны более удобен электрический вектор; в случае замкнутой или рамочной антенны более предпочтительным будет магнитный вектор. Распределение тока в прямолинейной антенне зависит от направления всего электрического вектора, а не только от компоненты электрического вектора, параллельной антенне, как это иногда ошибочно предполагают. Для обеспечения оптимальных условий приемная антенна обычно располагается параллельно электрическому полю.

Фиг. 29,1. Ненагруженная приемная антенна с однородным электрическим параллельным полем.

Здесь мы ограничим исследование только этим наиболее важным и более простым случаем.

Основной член распределения тока и заряда вдоль чрезвычайно тонкой, хорошо проводящей нити, половина длины которой равна  $h$  (фиг. 29,1), содержится в следующих выражениях для комплексных амплитуд:

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \frac{\cos \beta z - \cos \beta h}{1 - \cos \beta h}; \quad (29,1)$$

$$\bar{Q}_z = -j \frac{\bar{I}_0}{v_0} \frac{\sin \beta z}{1 - \cos \beta h} = \bar{Q}_{\max} \sin \beta z. \quad (29,2)$$

$$\bar{I}_0 = \frac{j \bar{E}}{30 \beta Q} \frac{1 - \cos \beta h}{\cos \beta h}; \quad (29,3)$$



$$\bar{Q}_{\text{макс}} = \frac{\bar{\mathcal{E}}}{30 \omega \Omega \cos \beta h}; \quad (29,4)$$

$$\Omega = 2 \ln \frac{2h}{a}. \quad (29,5)$$

Здесь  $\bar{\mathcal{E}}$  — электрическое поле, вызванное удаленным передатчиком, таким образом ориентированным относительно приемника, что электрический вектор параллелен оси приемной антенны. Для линейных излучателей выражения для  $\bar{\mathcal{E}}$  даны в разделе 37. Интересно сравнить уравнения (29,1) и (29,2) с соответствующими формулами для возбуждаемой в центре антенны (раздел 8), приведенными здесь еще раз:

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \frac{\sin \beta (h - |z|)}{\sin \beta h}; \quad (29,6)$$

$$\bar{Q}_z = -j \frac{\bar{I}_0}{v_0} \frac{\cos \beta (h - |z|)}{\sin \beta h} = \bar{Q}_{\text{макс}} \cos \beta (h - |z|). \quad (29,7)$$

Отметим, что в то время, как распределение вдоль приемной антенны зависит от расстояния  $|z|$  от центра антенны, распределение вдоль передающей антенны зависит от расстояния  $h - |z|$  от конца антенны. Они имеют одинаковую форму только тогда, когда  $\beta h = (2n + 1) \frac{\pi}{2}$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ); тогда оба распределения сводятся к уравнениям:

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \cos \beta z, \quad (29,8)$$

$$\bar{Q}_z = -j \frac{\bar{I}_0}{v_0} \sin \beta z = \bar{Q}_{\text{макс}} \sin \beta z. \quad (29,9)$$

Следовательно,

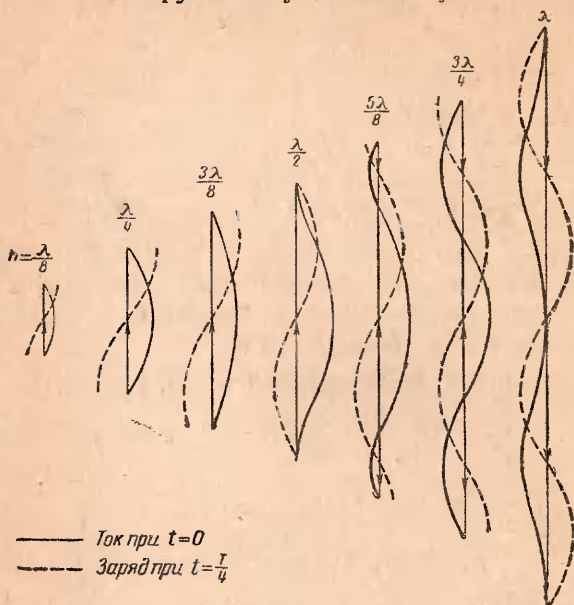
$$\bar{I}_{\text{макс}} = \bar{I}_0 \text{ и } \bar{Q}_{\text{макс}} = \bar{Q}_h. \quad (29,10)$$

Функции распределения (29,1) и (29,2) для некоторых значений  $h$  приведены на фиг. 29,2 и их следует сравнить с соответствующими распределениями вдоль передающей антенны такой же длины (фиг. 8,2).

То обстоятельство, что  $\bar{I}_z$  становится равным бесконечности в приемной антенне при  $\cos \beta h = 0$  или в возбужденной антенне при  $\sin \beta h = 0$ , является следствием того, что в функции распределения приняты во внимание только основные члены. Полное решение приводит к большому току, но не к бесконечности, — это было уже рассмотрено для возбуждаемой антенны (раздел 9). Аналогичные условия существуют и в приемной антенне, но они здесь не приводятся. Однако можно видеть, что в ненагруженной антенне ток имеет максимум (но не бесконечность) вблизи  $\cos \beta h = 0$

или  $h = \lambda/4$ . Условие для максимума тока—это наличие связанной нагрузки, которая получает лишь ничтожную мощность. Условие максимума мощности в нагрузке не совпадает, как это показано в разделе 32, с условием максимума тока.

**30. Распределение тока вдоль хорошо проводящей симметричной нагруженной антенны чрезвычайно малого радиуса.** При нормальных условиях работы приемная антенна подсоединяется или непосредственно или с помощью передающей линии к нагрузочному импедансу в виде комплекса



Фиг. 29,2. Распределения тока и заряда в ненагруженной приемной антенне в параллельном ей электрическом поле. Амплитуды для последовательных антенн показаны не в масштабе.

настраивающихся цепей. В некоторых случаях необходимо или желательно спроектировать нагрузку и антенну таким образом, чтобы от удаленного передатчика в нагрузке получалась максимальная мощность. В других случаях сам приемник делается настолько чувствительным, что он рассеивает в виде тепла только незначительную часть энергии, а всю принимаемую антенной мощность он практически вновь излучает. Это имеет приблизительно место в случае ненагруженной антенны.

Рассмотрим общий случай (фиг. 30,1) приемной антенны, расположенной параллельно электрическому полю  $\vec{E}$  удаленного передатчика. Нагрузочный импеданс  $Z_n$  (который

может быть входным импедансом нагруженной на выходном конце передающей линии) подключается к двум зажимам, в центре антенны. Предполагается, что зажимы достаточно близки друг к другу, так что по отношению друг к другу они находятся в ближней зоне. С помощью теорем о замещениях анализ этой цепи может быть сведен математически к анализу эквивалентной цепи, состоящей из ненагруженной приемной антенны с безимпедансным генератором в ее центре. Согласно этой теореме в-який импеданс  $Z_n$  с током  $\bar{I}_0$  в нем может быть заменен безимпедансным генератором с э. д. с.  $\bar{E}_n$ , равной падению потенциала на зажимах  $Z_n$ , т. е.

$$\bar{E}_n = \bar{I}_0 Z_n. \quad (30,1)$$

Если сделать такую замену [по уравнению (30,1)], то цепь фиг. 30,1a будет эквивалентна цепи фиг. 30,1b. Непосредственное применение принципа суперпозиции дает, что полный ток  $\bar{I}_0$  представляет собой результат тока  $\bar{I}_{0E}$ , вызванного генератором, и тока  $\bar{I}_0\mathfrak{E}$ , вызванного действием отдаленного передатчика и выраженного через электрическое поле  $\mathfrak{E}$ , т. е.

$$\bar{I}_0 = \bar{I}_0\mathfrak{E} + \bar{I}_{0E}. \quad (30,2)$$

Ток  $\bar{I}_{0E}$ , обусловленный безимпедансным генератором, определяется так, как и ток в возбуждаемой антенне, т. е.

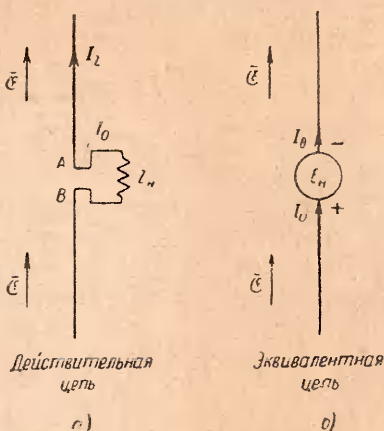
$$\bar{I}_{0E} = \frac{\bar{E}_n}{Z_0} = \bar{I}_0 \frac{Z_n}{Z_0}, \quad (30,3)$$

где  $Z_0$  — собственный импеданс возбуждаемой в центре антенны, имеющей такие же размеры, как и рассматриваемая приемная антенна. Для очень тонкой антенны основной член большей частью определяется уравнением (10,4), т. е.

$$Z_0 = jX_0 \approx -j60 \Omega \operatorname{ctg} \beta h. \quad (30,4)$$

Пользуясь уравнениями (30,1) и (30,3), уравнение (30,2) можно написать в виде

$$I_{0\mathfrak{E}} = \bar{I}_0 + \bar{I}_{0E} = \bar{E}_n \left( \frac{1}{Z_n} + \frac{1}{Z_0} \right). \quad (30,5)$$



Фиг. 30,1. Нагруженная приемная антенна.

В любой точке  $z$  вдоль антенны ток  $\bar{I}_z$  согласно принципу суперпозиции представляет алгебраическую сумму отдельных токов, вызванных электрическим полем и генератором, т. е.

$$\bar{I}_z = \bar{I}_{z\mathcal{E}} - \bar{I}_{zE} = \bar{I}_0 f_{\mathcal{E}}(z) - \bar{I}_{0E} f_E(z), \quad (30,6)$$

где  $f_{\mathcal{E}}(z)$  и  $f_E(z)$  — функции распределения для ненагруженной приемной антенны ( $Z_n = 0$ ) и возбуждаемой антенны. В случае чрезвычайно тонкой антенны основными членами являются:

$$f_{\mathcal{E}}(z) = \frac{\cos \beta z - \cos \beta h}{1 - \cos \beta h} \quad (\beta h \text{ не близко к } 2\pi), \quad (30,7)$$

$$f_E(z) = \frac{\sin \beta (h - |z|)}{\sin \beta h} \quad (\beta h \text{ не близко к } \pi). \quad (30,8)$$

Они являются грубым приближением для тонких антенн, если только их длины не делают знаменатели в уравнениях (30,7) и (30,8) очень малыми величинами. С помощью уравнений (30,3) и (30,5) уравнение (30,6) можно представить в виде

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \left[ \left( 1 + \frac{Z_n}{Z_0} \right) f_{\mathcal{E}}(z) - \frac{Z_n}{Z_0} f_E(z) \right]. \quad (30,9)$$

Для тонкой антенны приблизительное распределение тока определяется уравнением

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \left[ \left( 1 + \frac{Z_n}{Z_0} \right) \frac{\cos \beta z - \cos \beta h}{1 - \cos \beta h} - \frac{Z_n}{Z_0} \frac{\sin \beta (h - |z|)}{\sin \beta h} \right], \quad (30,10)$$

где

$$\bar{I}_0 = \frac{j \mathcal{E}}{30 \beta \Omega} \left( \frac{1 - \cos \beta h}{\cos \beta h} \right) \frac{Z_0}{Z_0 + Z_n}. \quad (30,11)$$

Вообще это выражение — сложная функция, так как  $Z_n$  может быть комплексным.

Важным и простым специальным случаем является антенна, половина длины которой равна  $\lambda/4$ . Тогда уравнение (30,10) принимает вид

$$\bar{I}_z = \bar{I}_0 \cos \beta z \quad (30,12)$$

для любой нагрузки.

Если  $Z_n$  равно бесконечности, то  $\bar{I}_0$  в уравнении (30,11) равно нулю.

**31. Эквивалентная цепь для приемной антенны в удаленной от передатчика зоне.** Соотношение (30,5) для компонент  $\bar{I}_{0\mathcal{E}}$  и  $\bar{I}_{0E}$  полного тока  $\bar{I}_0$  может быть переписано с помощью уравнения (30,3) в виде

$$\bar{I}_{0\mathcal{E}} Z_0 = \bar{I}_0 (Z_n + Z_0), \quad (31,1)$$



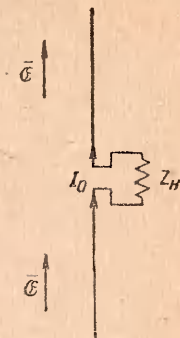
Это уравнение определяет истинную амплитуду тока  $\bar{I}_0$ , проходящего по нагрузке  $Z_H$ , включенной в центре симметричной приемной антенны, расположенной параллельно электрическому полю  $\vec{E}$  удаленного передатчика (фиг. 31,1a). Однако в действительности уравнение (31,1) представляет уравнение той же самой антенны с той же нагрузкой в ее центре при возбуждении ее безимпедансным генератором (фиг. 31,1b). Электродвижущая сила генератора равна

$$\bar{E}_g = \bar{I}_0 \vec{E} Z_0. \quad (31,2)$$

Таким образом, силы, действующие на заряды, распределенные вдоль приемной антенны в действительной цепи, заменяются в „эквивалентной“ цепи силами, вызванными безимпедансным генератором, действующим как сконцентрированная э. д. с. в центре антенны.

Эти две цепи эквивалентны с точки зрения определения тока  $\bar{I}_0$ , но они не эквивалентны в других отношениях. Например, распределение тока вдоль чрезвычайно тонкой приемной антенны дается приблизительно уравнением (30,9), в то время как распределение его вдоль антенны в эквивалентной цепи дается с некоторым приближением уравнением (29,6). Эти два распределения в общем не одинаковы и ведут к совершенно разным электромагнитным полям, т. е. мощность, излучаемая „эквивалентом“ возбуждаемой антенны и поглощаемая различными частями окружающего пространства, отличается от мощности, излучаемой действительной антенной. Тогда как фиктивная э. д. с. по уравнению (31,2) выбирается так, чтобы ток  $\bar{I}_0$  был одинаковым и в действительной и в „эквивалентной“ цепях, полная мощность, излучаемая возбуждаемой антенной „эквивалентной“ цепи, не равна мощности, обратно излучаемой приемной антенной. Но с точки зрения поглощаемой в нагрузке  $Z_H$  мощности это не существенно, и поэтому эти две цепи эквивалентны.

Электродвижущую силу эквивалентной цепи фиг. 31,1b для достаточно тонкой антенны легко подсчитать, если  $\bar{I}_0 \vec{E}$  определяется приблизительно уравнением (29,3) и  $Z_0$  — при-



Фиг. 31,1a. Нагруженная приемная антенна, параллельная электрическому полю.



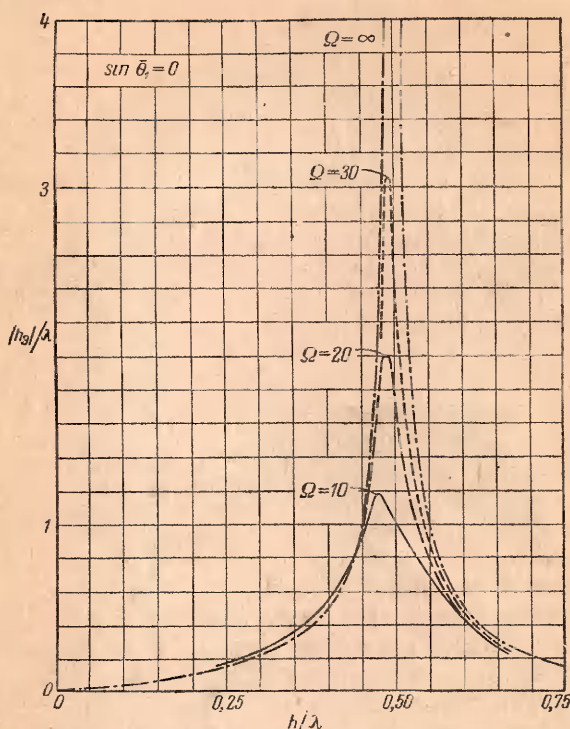
Фиг. 31,1b. Эквивалентная (a) цепь с точки зрения тока в нагрузке.

близительно уравнением (30,4). Подставляя уравнения (29,3) и (30,4) в уравнение (31,2) и принимая  $\beta h = H$ , получаем:

$$\bar{E}_s = \frac{j\bar{\mathcal{E}}}{30\beta\Omega} \left( \frac{1 - \cos H}{\cos H} \right) (-j60\Omega \operatorname{ctg} H) \quad (31,3)$$

или

$$\bar{E}_s = \frac{2\bar{\mathcal{E}}}{\beta} \operatorname{tg} \frac{H}{2}. \quad (31,4)$$



Фиг. 31,2. Значения  $|h_s|/\lambda$  для антенны, параллельной электрическому полю.

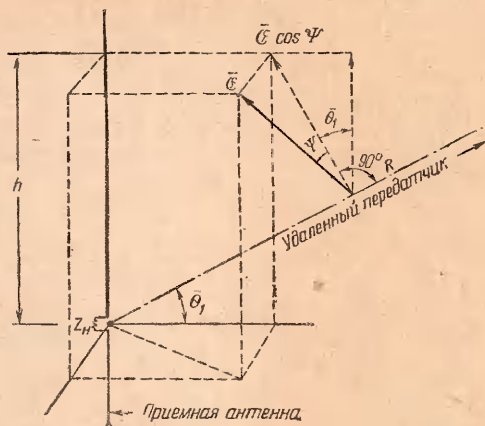
Величина 
$$2h_s = \frac{2}{\beta} \operatorname{tg} \frac{H}{2} = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tg} \frac{H}{2} \quad (31,5)$$

называется эффективной длиной или высотой „эквивалентной“ антенны длиной  $2h$ . (Для приемной антенны длины  $h$ , поставленной вертикально над идеально проводящей горизонтальной плоскостью, к которой подключен один конец  $Z_n$ , эффективная длина „эквивалентной“ антенны равна  $h_s$ .) Следовательно, э. д. с. в центре „эквивалентной“ цепи приемной антенны длины  $2h$  равна

$$\bar{E}_s = 2h_s \bar{\mathcal{E}}. \quad (31,6)$$

Она может быть определена экспериментально с помощью соответствующего измерителя напряженности поля, дающего  $\bar{E}$  в месте нахождения приемной антенны (но при убранной антенне), если известна эффективная высота ее. Эта высота или длина может быть приблизительно рассчитана по формуле (31,5) для очень тонкой антенны при  $h$  значительно меньшем, чем  $\lambda/2$ . Если антенна не очень тонка или если  $h$  приближается или превосходит  $\lambda/2$ , то для определения  $h_e$  могут быть использованы кривые фиг. 31,2. Они рассчитаны

Фиг. 31,3. Приемная антенна в электрическом поле. Вектор, представляющий поле, показан на диаграмме на некотором расстоянии от антенны. Поле, использованное в расчете, является полем в центре антенны.



по действительному распределению тока для антенн указанной толщины. Кривая, помеченная  $\Omega = \infty$ , вычислена по уравнению (31,5). Интересно отметить, что кривая для бесконечно тонких антенн дает очень хорошее совпадение и для толстых антенн, если только  $h$  значительно ниже  $\lambda/2$ .

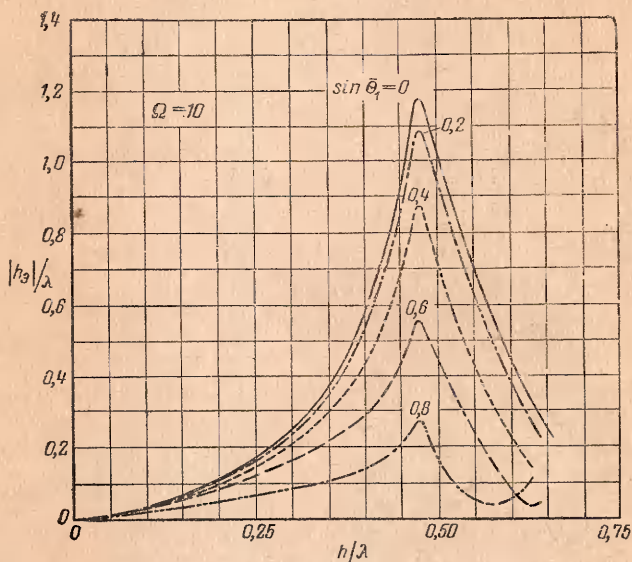
Если антенна не параллельна электрическому полю, но лежит в плоскости постоянной фазы электрического поля, т. е. перпендикулярна линии, соединяющей приемную антенну с отдаленным передатчиком (на фиг. 31,3  $\theta_1 = 0$ ), то указанный анализ приложим полностью, если в уравнения (31,3) и (31,6) вместо  $\bar{E}$  подставить компоненту электрического поля, параллельную антенне, т. е.  $\bar{E} \cos \psi$ . Значение  $h_e$  при этом не меняется. Таким образом, для приемной антенны в плоскости электрического поля имеет место соотношение

$$\bar{E}_e = 2h_e \bar{E} \cos \psi, \quad (31,7)$$

где  $h_e$  определяется из графика фиг. 31,2.

Если же приемная антенна не параллельна и не лежит в плоскости электрического поля, а ориентирована, как показано на фиг. 31,3, то неправильно применять в урав-

нениях (31,3) и (31,6) только компоненту электрического поля, параллельную антенне, т. е.  $\bar{E} \cos \bar{\theta}_1 \cos \psi$ . Так как при  $\bar{\theta}_1 \neq 0$  один конец антенны направлен к передатчику, а другой — от передатчика, то в различных точках вдоль приемной антенны фаза электрического поля не остается одинаковой в любой момент времени. Поле, действующее на конец антенны, более близкий к передатчику, обусловлено токами в отдаленном передатчике более поздними, чем поле, действующее в этот момент на более удаленный конец антенны. Одно только проектирование  $\bar{E}$  на антенну не учитывает этой разницы по времени, так как в этом случае предполагается, что электри-



Фиг. 31,4. Значения  $|h_z|/\lambda$  для антенн, наклоненных под разными углами к электрическому полю;  $\Omega = 2\ln \frac{2h}{a} = 10$ .

ческое поле во всех точках приемной антенны вызывается током одного и того же мгновения в отдаленном передатчике. Только в случае совершенно короткой антенны  $\left(h < \frac{\lambda}{4}\right)$

и при угле  $\bar{\theta}_1$ , не превосходящем  $10^\circ$ , получится еще сравнительно допустимое приближение, если в уравнениях (31,3) и (31,6) вместо  $\bar{E}$  подставить  $\bar{E} \cos \bar{\theta}_1 \cos \psi$ .

Когда приемная антенна составляет с плоскостью электрического поля значительный угол  $\bar{\theta}_1$ , то эффективная длина



$2h_s$  для бесконечно тонкой антенны длиной  $2h$  определяется соотношением

$$2h_s = \frac{\lambda}{\pi} \left[ \frac{\cos(H \sin \bar{\theta}_1) - \cos H}{\sin H \cos \bar{\theta}_1} \right], \quad (31,8)$$

которое обращается в уравнение (31,5) при  $\bar{\theta}_1 = 0$ .

Для практических антенн  $h_s$  — половина эффективной длины — может быть найдена по кривым фиг. 31,4—31,6. На этих фигурах  $h_s/\lambda$  дано в функции  $h/\lambda$  для трех антенн различной толщины ( $\Omega = 10, 20, 30$ ) и для углов, соответствующих  $\sin \bar{\theta}_1 = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8$  или  $\bar{\theta}_1 = 11,^\circ 5; 23^\circ, 6; 36^\circ, 9; 53,^\circ 1$ . Для произвольно ориентированной приемной антенны найденные из этих кривых значения  $h_s$  можно подставлять в уравнение (31,6), взяв вместо  $\bar{\epsilon}$  его проекцию  $\bar{\epsilon} \cos \psi$ , т. е. при  $h_s$ , найденном для соответствующих значений  $\bar{\theta}_1$  и  $\Omega$  из кривых фиг. 31,4—31,6  $\bar{E}_s$  определяется уравнением (31,7). Легко могут быть найдены и промежуточные значения.

Существенно отметить, что половина эффективной длины  $h_s$  на всех трех фигурах представляет величину комплексного выражения. Фазовые углы не оказывают существенного значения, если рассматривается только одно поле. С другой стороны, если представляет интерес эффект одновременного действия и отдаленного передатчика и отражения от ионосферы или произвольно ориентированного эллиптически поляризованного электрического поля, то без учета фазовых углов ток в нагрузке приемной антенны не может быть определен<sup>1</sup>.

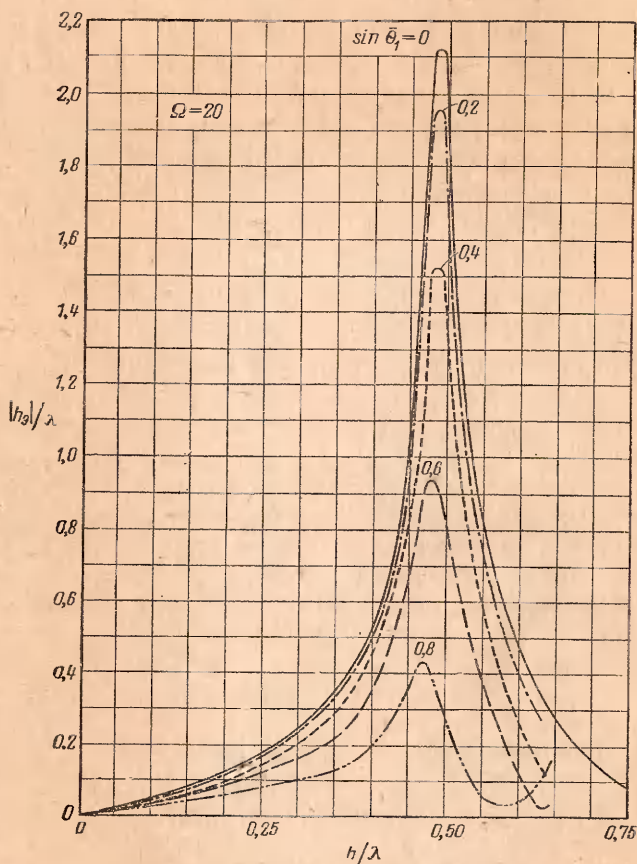
Если на приемную антенну действует другая антенна, не находящаяся в удаленной зоне, то ток в нагрузке  $Z_n$  приемной антенны может быть определен с помощью теоремы Тевенина, примененной к зажимам  $A, B$  антенны. Таким образом

$$\bar{I}_0 = \frac{\bar{U}_{AB \text{ размкн}}}{Z_n + Z_{AB}}, \quad (31,9)$$

где  $\bar{U}_{AB \text{ размкн}}$  — напряжение на зажимах разомкнутой антенны, а  $Z_{AB}$  — входной импеданс приемной антенны в присутствии других антенн, у которых все генераторы заменены их внутренними импедансами. Вообще расчет  $\bar{U}_{AB \text{ размкн}}$  и  $Z_{AB}$  не сложен. Если приемная антенна удалена от всех других

<sup>1</sup> Charles W. Harrison Jr. and Ronold King. Proc. Inst. Radio Engrs., т. 32, стр. 35—49, январь, 1944.

антенн, то только что данный расчет совершенно точен, и в нем  $Z_{AB}$  принимает значение  $Z_0$  и  $\bar{U}_{AB \text{ разл. ант.}}$  — то же самое, что и  $\bar{E}_3$  в уравнении (31,6). В случае двух параллельных антенн — см. раздел 43.



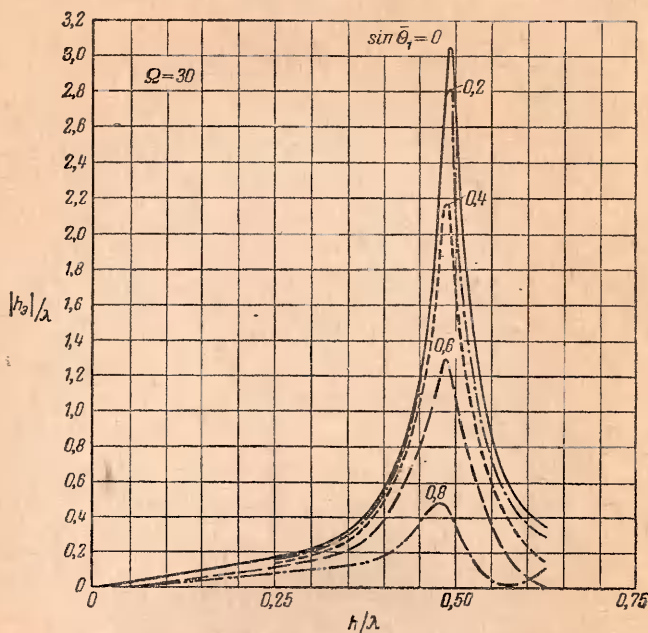
Фиг. 31,5 То же, что и фиг. 31,4, но  $\Omega = 20$ .

**32. Максимальная мощность, передаваемая в нагрузку.** Мощность, передаваемая в нагрузку  $Z_n$  (фиг. 31,1b), имеет максимум, если  $Z_n$  согласовано с входным собственным импедансом  $Z_0$  антенны, вычисленным по уравнению (10,4) или найденным из приведенных там кривых. Мощность, передаваемая согласованной нагрузке ( $R_n = R_0$ ;  $X_n = -X_0$ ) тонкой антенны, равна половине всей подводимой мощности.

Полная подводимая мощность определяется выражением  $\frac{|\bar{E}_g|^2}{4R_H}$ . Мощность, отдаваемая в нагрузку, равна

$$P_H = \frac{|\bar{E}_g|^2}{8R_H} = \frac{|\bar{\mathcal{E}}2h_g|^2}{8R_H} = \frac{|\bar{\mathcal{E}}h_g|^2}{2R_H}, \quad (32,1)$$

где  $\bar{E}_g$  — э. д. с. генератора „эквивалентной“ цепи. Эффективная длина  $2h_g$  тонкой антенны длиной  $2h$  определяется



Фиг. 31,6. То же, что и фиг. 31,4, но  $\Omega = 30$ .

уравнением (31,5). Подставляя эту длину и  $\bar{\mathcal{E}} = \mathcal{E}\sqrt{2}$ , получаем:

$$P_H = \left(\frac{\mathcal{E}}{\beta}\right)^2 \frac{\operatorname{tg}^2 \frac{H}{2}}{R_0}. \quad (32,2)$$

Вместо  $R_0$  введем сопротивление излучения  $R_{m\text{ изл}}$ , отнесенное к максимуму тока [согласно уравнению (17,9) и графику на фиг. 17,1] соответственно с уравнениями:

$$R_{m\text{ изл}} = R_0 \sin^2 H, \quad (32,3)$$

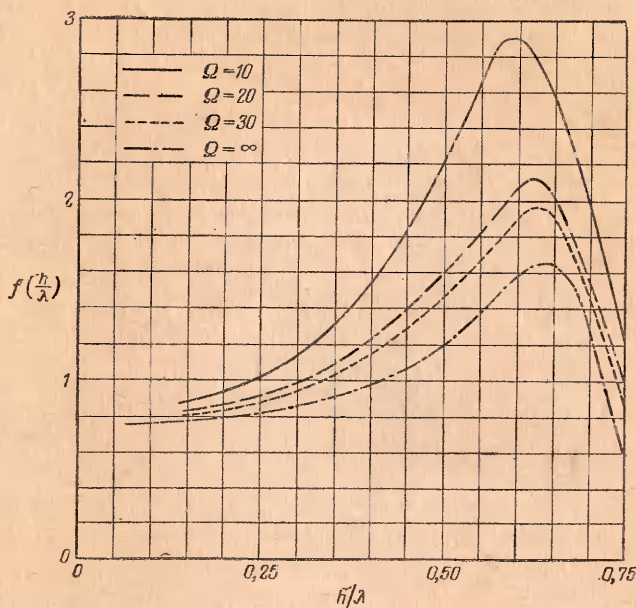
$$\frac{1}{R_0} \operatorname{tg}^2 \frac{H}{2} = \frac{\sin^2 H}{R_{m\text{ изл}}} \left( \frac{1 - \cos H}{\sin H} \right)^2 = \frac{(1 - \cos H)^2}{R_{m\text{ изл}}}. \quad (32,4)$$

Подставляя уравнение (32,4) в уравнение (32,2) и заменяя  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ , найдем: (32,5)

$$P_n = \frac{(\mathcal{E}\lambda)^2}{(2\pi)^2} \frac{(1 - \cos H)^2}{R_{m \text{ изл}}} = \frac{(\mathcal{E}\lambda)^2}{240 \pi^2} f\left(\frac{h}{\lambda}\right). \quad (32,5)$$

Функция

$$f\left(\frac{h}{\lambda}\right) = \frac{60 (1 - \cos H)^2}{R_{m \text{ изл}}}; \quad H = \frac{2\pi h}{\lambda} \quad (32,6)$$



Фиг. 32,1. Функция  $f(h/\lambda)$  для приемных антенн, расположенных параллельно электрическому полю и с согласованной нагрузкой.

для кривой  $\Omega = \infty$  нанесена на фиг. 32,1. Там же приведены соответствующие кривые и для  $\Omega = 10, 20, 30$ .

Фиг. 32,1 показывает, что при бесконечно тонкой антенне  $P_{n \text{ макс}}$  получается при

$$\frac{h}{\lambda} = 0,637; \quad f\left(\frac{h}{\lambda}\right) = 1,65. \quad (32,7)$$

Таким образом,

$$P_{n \text{ макс}} = 1,65 \frac{(\mathcal{E}\lambda)^2}{240 \pi^2} = 0,7 \cdot 10^{-3} |\mathcal{E}\lambda|^2 \text{ вт.} \quad (32,8)$$

Это значение примерно в 2 раза больше значения при согласованной нагрузке с антенной, половина длины которой равна  $\lambda/4$ . Подобные же результаты получаются для антенн



не исчезающе малого радиуса, при максимальном значении  $h/\lambda$  только немного меньше, чем 0,637.

Если электрическое поле не параллельно приемной антенне, то оно может быть представлено согласно фиг. 31,3. При подобной ориентации электрического поля

$$P_{н макс} = \frac{(\mathcal{E}\lambda)^2}{240\pi^2} \cos^2 \psi f\left(\bar{\theta}_1, \frac{h}{\lambda}\right)^2, \quad (32,9)$$

где

$$f\left(\bar{\theta}_1, \frac{h}{\lambda}\right) = \frac{60}{R_{т изл}} \left[ \frac{\cos(H \sin \bar{\theta}_1) - \cos H}{\cos \bar{\theta}_1} \right]^2, \quad (32,10)$$

Для  $h/\lambda$  меньше, чем примерно 0,7, максимальная мощность получается всегда в антенне, параллельной электрическому вектору. Для антенн длиннее 1,4 $\lambda$  это уже неверно; в согласованной нагрузке максимум мощности получается даже в том случае, если антенна наклонена к электрическому полю под большим углом.

**33. Максимальный ток в нагрузке.** Максимальная разность потенциалов на зажимах нагрузки. Среднеквадратичное значение тока в нагрузке определяется уравнением

$$I_0 = \frac{E_g}{Z_0 + Z_n} \quad (33,1)$$

и имеет максимум относительно  $X_n$ , если

$$X_n = -X_0. \quad (33,2)$$

В этом случае

$$I_0 = \frac{E_g}{R_0 + R_n}. \quad (33,3)$$

Если антенна параллельна электрическому полю, то  $E_g$  может изменяться только с изменением длины антенны, что влечет за собой и изменение  $R_0$ , притом в довольно сложном соотношении. При данном значении  $R_n$  максимальное значение  $I_0$  и удовлетворяющее ему  $h$  могут быть легко определены построением величины  $I_0$  по уравнению (33,3) в функции  $h$ , используя значения  $h_g$  и  $R_0$ , полученные из приближенных кривых. В частном случае, когда

$$Z_n = 0, \quad (33,4)$$

$$I_0 = \frac{E_g}{Z_0} = I_{0\mathcal{E}}. \quad (33,5)$$

Ток достигает своего максимального значения практически при резонансе.

Напряжение на зажимах нагрузки  $Z_n$  равно

$$U_n = I_0 Z_n = \frac{E_0}{1 + Z_0/Z_n} \quad (33,6)$$

и достигает наибольшего значения при  $Z_n$ , очень большом по сравнению с  $Z_0$ , т. е. при

$$|Z_0| \ll |Z_n|; \quad U_n \approx E_0. \quad (33,7)$$

Если антенна параллельна электрическому полю, то  $E_0$  будет максимальным, когда длина подобрана для антирезонанса, т. е. в случае, когда половина длины  $h$  несколько меньше  $\lambda/2$  на величину, зависящую от толщины антенны.

#### У. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ АНТЕНН И ИХ СИСТЕМ

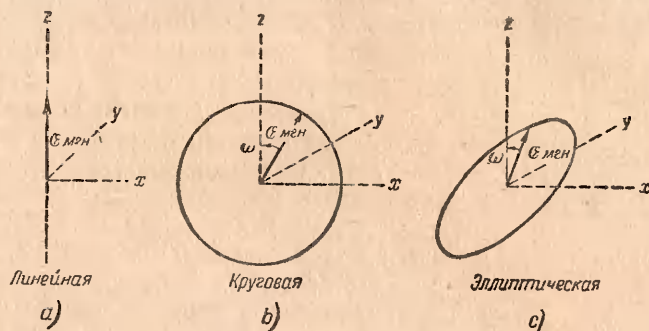
##### 34. Векторы и комплексные числа. Общие определения.

Раньше, чем перейти к рассмотрению электрических полей, которые могут быть рассчитаны для различных антенн или систем антенн, нужно постараться разъяснить возможный источник недоразумений. Это касается различия между векторами в пространстве и комплексными числами, которые изображаются тоже векторами, вращающимися в комплексной плоскости.

Пространственный вектор—это величина, имеющая и направление и численное значение. Для того, чтобы определить три взаимно перпендикулярные составляющие вектора, необходимы три пространственные координаты: прямоугольные, цилиндрические, сферические или эллиптические. Математическая функция, определяющая вектор в каждой точке данного пространства, называется функцией вектора-точки. Вектор  $\mathcal{E}$  электрического поля и вектор  $\mathcal{H}$  магнитного поля являются функциями вектора-точки, которыми вектор  $\mathcal{E}$  и вектор  $\mathcal{H}$  определяются в каждой точке пространства. Такой вектор может быть постоянен и по величине и по направлению, как это имеет место в электростатике или магнетостатике, или может изменяться по величине или по направлению или и по величине и по направлению в одно и то же время.

Направление вектора часто определяется его поляризацией. Если, например электрический вектор периодически меняется по величине, но всегда направлен вдоль определенной линии, например оси  $z$ , то говорят, что он поляризован линейно (фиг. 34,1,а). Если вектор постоянен по величине, но вращается в пространстве в определенной плоскости, например в плоскости  $zx$ , и притом с постоянной угловой скоростью  $\omega$ , то такой вектор поляризован по кругу (фиг. 34,1,б). Если и величина и направление вектора меняются периодически, например в полости  $xz$ ,

то такой вектор поляризован эллиптически в этой плоскости (фиг. 34,1,с). Эллиптическая поляризация является общей формой поляризации, тогда как линейная и круговая поляризации являются ее частными случаями. Удаленное поле одиночной прямолинейной антенны поляризовано ли-



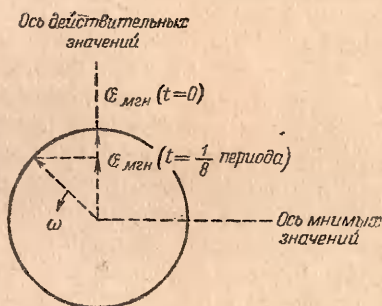
Фиг. 34,1. Поляризация вектора.

нейно, как поле двух скрещенных антенн с токами равных амплитуд и одинаковой фазы. Если токи двух скрещенных антенн, лежащих вдоль осей  $x$  и  $z$ , равны по величине, но отличаются по фазе на четверть периода, то удаленное поле в точках вдоль оси  $y$  поляризовано по кругу. Если токи имеют разные амплитуды и произвольные отношения фаз, то удаленное поле поляризовано эллиптически. Если электрический вектор линейно поляризован вдоль оси, перпендикулярной к поверхности земли, то говорят, что он поляризован вертикально; если же он параллелен поверхности земли, то—поляризован горизонтально.

Линейно поляризованный вектор  $\mathcal{E}$ , изменяющийся периодически во времени, может быть представлен в виде

$$\mathcal{E}_{\text{мгн}} = \bar{\mathcal{E}} \cos \omega t = \text{действительная часть } \bar{\mathcal{E}} e^{j\omega t}, \quad (34,1)$$

где  $\bar{\mathcal{E}}$  — фиксированный в пространстве вектор в направлении максимума  $\mathcal{E}_{\text{мгн}}$  при  $t=0$  (фиг. 34,2). С течением времени длина вектора уменьшается и в момент  $\omega t = \frac{\pi}{2}$  становится



Фиг. 34,2. Комплексное число  $\mathcal{E} e^{j\omega t}$ , действительная часть которого представляет величину мгновенного пространственного вектора  $\mathcal{E}_{\text{мгн}}$ .

равной нулю. Затем он увеличивается в обратном направлении вплоть до  $\omega t = \pi$ , когда он опять имеет максимальное значение. Мгновенное значение вектора может рассматриваться как проекция на ось поляризации фиктивного „вектора“ постоянной величины  $|\vec{E}|$ , вращающегося с угловой скоростью  $\omega$ . Этот фиктивный вращающийся вектор является графическим изображением комплексного числа  $\vec{E} e^{j\omega t}$ , у которого в настоящем случае имеет физический смысл только его действительная часть. Нужно быть очень внимательным, чтобы не спутать поляризованного по кругу вектора, т. е. вектора, который действительно вращается в реальной плоскости в пространстве, с фиктивным „вращающимся вектором“, применяемым для нахождения величины линейно поляризованного вектора, меняющегося периодически во времени. Этот фиктивный вращающийся вектор определяется в комплексной плоскости, так что он не является пространственным вектором. В теории переменных токов векторами часто называют комплексные числа, так как они могут быть представлены графически в комплексной плоскости направленной величиной. В настоящей главе этой последней терминологией мы пользоваться не будем. Необходимо отметить, что линейно поляризованный комплексный пространственный вектор не есть вращающийся „вектор“ и вращающийся пространственный вектор не является комплексом. В дальнейшем мы будем называть векторами только пространственные векторы.

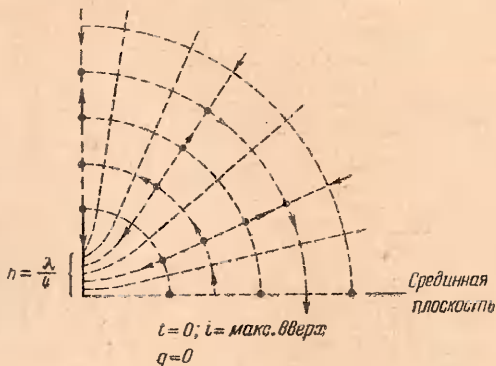
**35. Основной член выражения для мгновенного электромагнитного поля тонкой возбуждаемой в центре антенны, близкой к резонансу.** Рассчитать электромагнитное поле антенны конечного радиуса чрезвычайно трудно ввиду сложности распределения тока и заряда, которым оно определяется. Но с другой стороны, если сохранить в распределении тока только основной член, то задача сводится к идеализированному случаю бесконечно тонкой проводящей нитки с синусоидальным распределением по ней тока. Это же позволяет получить изумительно простое и весьма поучительное решение для электромагнитного поля, которое дает достаточно точное описание с качественной и количественной стороны многих случаев электромагнитного поля, вызванного током, оживляющим тонкую антенну, близкую к резонансу.

Электромагнитное поле может быть математически выражено поверхностью простой геометрической формы, на всех точках которой соответственно выбранные компоненты электрического или магнитного полей имеют одинаковую фазу. Такая поверхность называется эквифазовой поверхностью. Когда эта поверхность перемещается с конечной скоростью, то она называется фронтом волны. Для прово-



дающей нитки длиной  $2h = \lambda/2$  эквифазовые поверхности представляют эллипсоиды вращения с фокусами на концах антенны. На каждом вычерченном около этих двух фокусов эллипсоиде полное электромагнитное поле состоит из трех взаимно перпендикулярных компонент: двух электрических векторов и одного магнитного вектора. Две компоненты электрического вектора суть: компонента  $\mathcal{E}_e$ , касательная к эллипсу, который, вращаясь около антенны, как оси, образует эквифазовый эллипсоид вращения, и компонента  $\mathcal{E}_h$ , перпендикулярная к этому эллипсу (касательная к ортогональной гиперболе). Все магнитное поле представляется

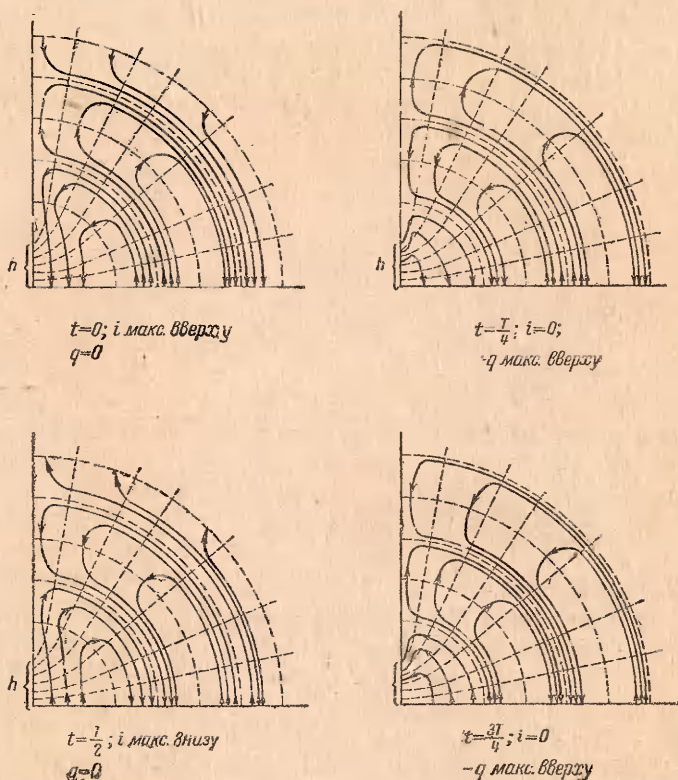
Фиг. 35,1. Мгновенные направления и относительные величины электрического поля возбуждаемой в центре антенны исчезающе малого радиуса и с половиной длины  $h = \lambda/4$ . Представлена только верхняя половина антенны и поле в одном квадранте.



вектором  $\mathcal{H}_\phi$ , который касателен к кругам вокруг проходящей через антенну оси  $z$ , следовательно, касателен к тем же эллипсоидам вращения, как и  $\mathcal{E}_e$ , но в направлении, перпендикулярном к  $\mathcal{E}_e$ . Компоненты  $\mathcal{E}_e$  и  $\mathcal{H}_\phi$  в любой точке находятся всегда в фазе. Компонента  $\mathcal{E}_h$  в той же точке пространства всегда отстает по времени на четверть периода от  $\mathcal{E}_e$ . Все три компоненты  $\mathcal{E}_e$ ,  $\mathcal{E}_h$  и  $\mathcal{H}_\phi$  могут быть выражены в простой форме в конфокальных (эллипсоидально-гиперболических) функциях. Для настоящего, главным образом описательного, изложения достаточно изобразить их графически—см. фиг. 35,1, где стрелками показаны мгновенные направления и относительные величины двух компонент  $\mathcal{E}$  (длины стрелок показывают, что эти компоненты уменьшаются в правильной последовательности, но изображение дано не в масштабе). На фигуре изображен момент:  $t = 0$  с  $i_0 = I_0 \cos \omega t$ .

На фиг. 35,2 мгновенные направления электрического поля показаны контурами для моментов  $t = 0, t = \frac{T}{4}, t = \frac{T}{2}, t = \frac{3T}{4}$ , где  $T$ —период. Величина  $\mathcal{E}$  не постоянна вдоль по контуру. Так как электрическое поле в каждой точке состоит из двух компонент  $\mathcal{E}_e$  и  $\mathcal{E}_h$ , взаимно перпендикулярных и отличающихся

друг от друга по фазе на четверть периода ( $\mathcal{E}_h$  отстает от  $\mathcal{E}_e$ ), то результирующий электрический вектор поляризован эллиптически. Плоскостью поляризации в любой точке всегда служит плоскость, содержащая эту точку и антенну. Так как здесь существует полная симметрия вращения, то любая такая

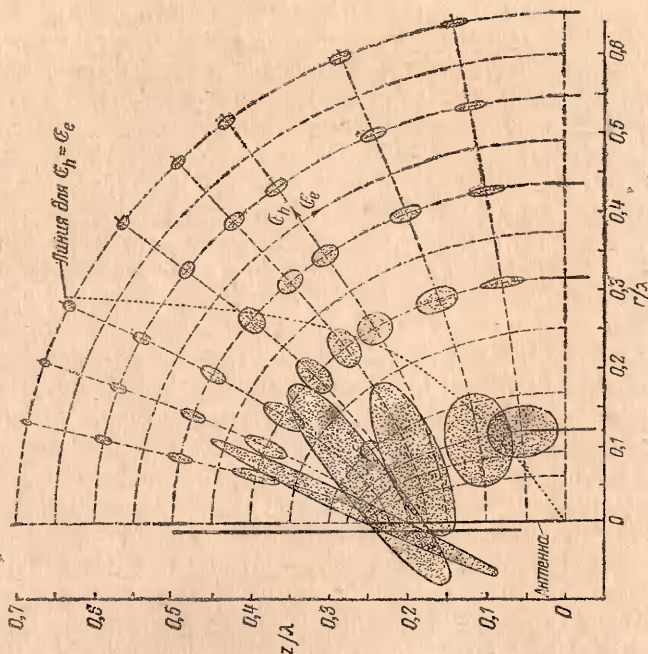


Фиг. 35,2. Мгновенные направления электрического поля возбуждаемой в центре антенны исчезающе малого радиуса и половины длины  $h = \lambda/4$ . Показана только верхняя половина антенны и поле в одном квадранте.

плоскость типична. На фиг. 35,3 вычерчены эллипсы, соответствующие геометрическим местам концов векторов в разных фиксированных точках пространства. Они лежат в плоскости, проходящей через антенну, и перпендикулярны к эллипсоидальным поверхностям постоянной фазы. Эллипсы вычерчены в масштабе так, что относительные значения  $\mathcal{E}_e$  и  $\mathcal{E}_h$  в какой-нибудь точке определяются большей или меньшей полуосью эллипса.  $\mathcal{E}_h$  больше, чем  $\mathcal{E}_e$  вблизи оси  $z$ ;  $\mathcal{E}_e$  больше, чем  $\mathcal{E}_h$  вблизи срединной плоскости. Линия поляри-

зации по кругу, вдоль которой  $\mathcal{E}_e$  и  $\mathcal{E}_h$  имеют одинаковую величину, показаны на фиг. 35,3 точками.

Фактором первостепенной важности является то, что электрическое поле, даже очень близкое к антенне, не может быть выражено через мгновенное электростатическое поле. Что это действительно невозможно, может быть легче всего замечено из сравнения электри-



Фиг. 35, 3. Эллипсы конца точек эллиптически поляризованного электрического вектора  $\mathcal{E}$  в различных фиксированных точках пространства около исчезающе тонкой антенны с половиной длины  $h = \lambda/4$ . Представлена только верхняя половина возбуждаемой в центре антенны и поле в одном квадранте.

ческого поля вблизи верхнего конца антенны, длиной  $2h = \lambda/2$ , в момент, когда этот конец заряжен положительно, а нижний конец — отрицательно, с электрическим полем диэлектрического прутка, который всегда имеет такое же распределение заряда, как и антенна в рассматриваемый момент. Тогда как электростатическое поле вблизи верхнего конца заряженного диэлектрического прутка рассчитывается по положительному заряду вверх и отрицательному заряду вниз, электрическое поле антенны должно рассчитываться по распределению заряда вдоль антенны в более раннее время. Таким об-

разом, поле вблизи верхнего конца (в момент, когда он имеет максимальный положительный заряд), вызванное крайним нижним концом антенны (за вычетом половины длины волны), должно рассчитываться не по максимальному отрицательному заряду, который действительно существует здесь в данный момент, а по заряду, который был здесь на полпериода раньше, — это был максимальный положительный заряд. Для других точек должны быть использованы заряды, соответствующие времени запаздывания. Следовательно, электрическое поле антенны совершенно отличается от электростатического поля заряженного диэлектрического прутка, даже несмотря на то, что в данный момент распределение зарядов на них в точности одинаково. И это потому только, что поле антенны нигде не определяется распределением заряда исключительно в данный момент. Необходимо учитывать распределение заряда вдоль антенны в разных точках и в разное время.

**36. Фазовая и групповая скорости. Длина волны. Эллипсоидальные, сферические и плоские волны.** Если сосредоточить внимание на какой-нибудь одной из эллипсоидальных поверхностей, на которой в данный момент компоненты электромагнитного поля  $\mathcal{E}_e$  и  $\mathcal{H}_\phi$  (от возбуждаемой в центре антенны ничтожно малого радиуса) имеют максимальные значения, в то время как компонента  $\mathcal{E}_n$  равна нулю, то можно заметить следующее. Прежде всего в данный момент существует бесконечное семейство конфокальных эллипсоидальных поверхностей, на каждой из которых  $\mathcal{E}_e$  и  $\mathcal{H}_\phi$  имеют одновременно максимальные значения, в то время как  $\mathcal{E}_n$  равно нулю. Эти эллипсоиды отличаются по размерам и притом так, что расстояние между последовательными эллипсоидами, измеренное вдоль оси  $z$ , в точности равно длине волны  $\lambda$ , определяемой соотношением

$$\lambda = \frac{v_0}{f}. \quad (36,1)$$

Радиальное расстояние между ними, измеренное вдоль срединной плоскости, не может оставаться постоянным. Очень близко к антенне, т. е. в пределах нескольких длин волн, радиальные расстояния вдоль срединной плоскости между последовательными эллипсоидами значительно больше, чем  $\lambda$ . При все больших и больших расстояниях от антенны эти интервалы асимптотически приближаются к  $\lambda$ .

После того, как мы отметили существование семейства конфокальных эллипсоидальных поверхностей, на каждой из которых в данный момент  $\mathcal{E}_e$  и  $\mathcal{H}_\phi$  имеет максимальные значения, а  $\mathcal{E}_n$  равно нулю, проследим поведение этих поверх-



ностей в последовательные моменты. С течением времени эти поверхности расширяются таким образом, что их точки пересечения с осью  $z$  все движутся наружу в направлении оси  $z$  с постоянной скоростью  $v_0 = 3 \cdot 10^8$  м/сек. Так как эллипсоидальные поверхности по мере расширения все больше приближаются к сферическим, то направленная наружу скорость (вдоль гиперболоида) в какой-нибудь точке, неперемещающейся вдоль оси  $z$ , должна превосходить  $v_0$ . Наибольшая скорость имеет место вдоль любой радиальной линии в срединной плоскости. Так как описанная здесь скорость представляет собой скорость индивидуальной фазы в непрерывном периодическом явлении (для удобства сейчас была выбрана фаза максимальных  $\mathcal{E}_e$  и  $\mathcal{H}_\phi$  и нулевого значения  $\mathcal{E}_h$ ), то эта скорость называется фазовой скоростью  $v_\phi$ .

Эллипсоидальные поверхности, связанные с постоянными фазами компонент электромагнитного поля, называются расходящимися электромагнитными волнами. Они могут рассматриваться как математические огибающие, передвигающиеся в пространстве вместе с их индивидуальными фазами и компонентами электромагнитных векторов. Вблизи антенны волны эллипсоидальны; на больших расстояниях (в удаленной зоне) они становятся практически сферическими. На какой-нибудь достаточно малой части эллипсоидальной или сферической поверхности электромагнитные волны могут рассматриваться приблизительно как плоские. В удаленной зоне длина приемной антенны является хордой достаточно малой дуги, и поэтому проходящие через антенну сферические электромагнитные волны могут рассматриваться как волны плоские.

Чтобы передать сигнал в виде изменений тока, наблюдаемых в громкоговорителе удаленного приемника, необходимо изменять индуктированный в приемной антенне ток. Так как этот ток пропорционален тангенциальным силам электрического поля, которое в свою очередь зависит от тока в передающей антенне, то необходимо производить изменения в передающем токе, т. е. постоянство переносимой энергии должно известным образом модулироваться.

Время запаздывания, по прошествии которого в приемнике наблюдается последовательность модуляции (например, в виде изменения амплитуды) после того, как она была осуществлена на передатчике, не обязательно должно быть таким же, как время запаздывания, вычисленное для данной фазы несущих энергию волн. Подобно тому, как какой-нибудь отдельный гребень ряда круговых небольших волн, вызванных брошенным в спокойный пруд камнем, движется и замирает быстрее, чем группа волн в целом, так и данная фаза серии несущих электромагнитных волн антенны может распростра-

няться быстрее, чем огибающая волн при модуляции. Скорость такой огибающей кривой называется групповой скоростью и обозначается  $v_z$ . Для антенны длиной  $2h = \lambda/2$  фазовая и групповая скорости вдоль оси  $z$  в свободном пространстве одинаковы и равны:

$$(v_\phi)_z = (v_z)_z = v_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек.} \quad (36,2)$$

С другой стороны, вдоль срединной плоскости

$$(v_z)_r = \frac{v_0}{\sqrt{1 + h^2/r^2}}, \quad (36,3)$$

$$(v_\phi)_r = v_0 \sqrt{1 + h^2/r^2}, \quad (36,4)$$

так что

$$v_\phi v_z = v_0^2. \quad (36,5)$$

Здесь  $r$  — радиальное расстояние от центра антенны. Отметим, что в уравнениях (36,3) и (36,4)  $h = v_0/4f$ . Таким образом, как  $(v_\phi)_z$ , так и  $(v_z)_z$  приближаются асимптотически к  $v_0$ : первое — от значений больших, а второе — от малых по мере уменьшения с расстоянием величины  $(h/r)^2$ . Членом  $(h/r)^2$  на расстояниях от антенны больше нескольких волн обычно можно пренебречь.

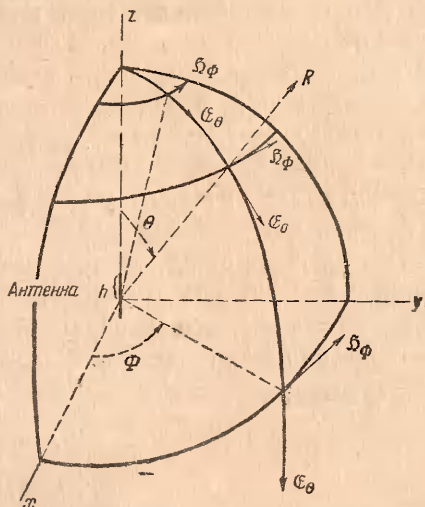
Электромагнитное поле возбуждаемой у основания антенны, поставленной вертикально над хорошо проводящим полупространством (раздел 12), в верхней полусфере такое же, как и поле верхней половины симметричной возбуждаемой в центре антенны, идентичной с антенной, возбуждаемой у основания. Например, на фиг. 35,3 нижней половиной антенны (не показанной) можно пренебречь, и все пространство ниже срединной плоскости предположить заполненным хорошим проводником. Вдоль этого проводника электрическое поле перпендикулярно, а магнитное — тангенциально к его поверхности. Прилагая соответствующие граничные условия [глава третья, уравнения (5,4) и (5,5)], можно найти, что существуют радиально расходящиеся поверхностные концентрации зарядов в тех местах, где имеется в наличии перпендикулярное электрическое поле  $\mathcal{E}_z$  и тангенциальное магнитное поле  $\mathcal{H}_\phi$ . Каждое такое кольцо сконцентрированных на поверхности зарядов движется вовне с такой же фазовой скоростью, как и само поле непосредственно над поверхностью. Кольца положительного заряда образуют радиальные направленные наружу поверхностные токи и чередуются с кольцами отрицательного заряда, образующими радиальные поверхностные токи, направленные внутрь. Радиально расширяющиеся круги постоянной фазы для поверхностных тока и заряда называются расходящимися волнами поверх-

ностных тока и заряда или поверхностными волнами. На достаточно больших от антенны расстояниях и на идеально проводящей поверхности их радиальная фазовая скорость равна  $v_0 = 3 \cdot 10^8$  м/сек и расстояние между последовательными кругами постоянной фазы равно  $\lambda$ . Вблизи антенны фазовая скорость  $v_\phi$  превосходит  $v_0$ , и постоянная длины волны определена быть не может.

**37. Основной член удаленного поля тонкой, возбуждаемой в центре, антенны, близкой к резонансу.** Удаленная зона относительно передающей антенны может быть определена соотношениями:

$$\beta R \gg 1, \quad \frac{h}{R} \ll 1, \quad (37,1)$$

где  $h$  — половина длины антенны и  $R$  — расстояние от центра антенны до точки в удаленной зоне. Если эти условия удовлетворяются, то эллипсоиды вращения фиг. 35,1—35,3 практически превращаются в сферы и гиперболоиды переходят в радиальные линии конической поверхности. Конфокальная система координат приближается к сферической системе  $R, \theta, \Phi$  (фиг. 37,1) и  $\mathcal{E}_e$  и  $\mathcal{E}_h$  приближаются к  $\mathcal{E}_\theta$  и  $\mathcal{E}_R$ . Тогда формулы поля для антенны  $h = \lambda/4$  переходят в следующие простые соотношения:



Фиг. 37,1. Компоненты  $\mathcal{E}_\theta$  и  $\mathcal{H}_\phi$  удаленного поля возбуждаемого в центре линейного излучателя; полярные координаты  $R, \theta, \Phi$ .

$$i_0 = \bar{I}_0 \cos \omega t, \quad (37,2)$$

$$(\mathcal{E}_\theta)_{\text{мгн}} = \Re_0 (\mathcal{H}_\phi)_{\text{мгн}} = -\frac{60 \bar{I}_0}{R} \frac{\cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right)}{\sin \theta} \sin (\omega t - \beta R), \quad (37,3)$$

$$(\mathcal{E}_R)_{\text{мгн}} = \frac{60 \bar{I}_0 h}{R^2} \frac{\sin \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right)}{\sin \theta} \cos (\omega t - \beta R). \quad (37,4)$$

Числовой коэффициент 60 является приближенным значением выражения

$$\frac{\Re_0}{2\pi} = \frac{376.7}{2\pi} = 59,96 \text{ ом}. \quad (37,5)$$

Исключая очень малые или исчезающие значения  $\theta$  или значения, близкие к  $\pi$  (вблизи оси  $z$ ), где  $\mathcal{E}_\theta$  становится малым или действительно нулем, и пользуясь вторым из соотношений (37,1), мы можем считать для большей части диапазона  $\theta$  между 0 и  $\pi$ :

$$\bar{\mathcal{E}}_R \ll \bar{\mathcal{E}}_\theta. \quad (37,6)$$

Чем больше становится  $R$  по сравнению с  $h$ , тем больше область для  $\theta$ , где справедливо условие (37,6). При очень больших расстояниях (при которых  $h/R \ll 1$ ) обычно допустимо пренебрегать  $\mathcal{E}_R$ . (Когда вблизи  $\theta=0$   $\mathcal{E}_\theta$  становится так же мало, как  $\mathcal{E}_R$ , то величиною  $\mathcal{E}_R$  также можно пренебрегать.) В этом важном и полезном случае все удаленное электромагнитное поле определяется простой формулой (37,3). При экспериментальной проверке этой формулы важно помнить, что уравнение (37,3) для  $\mathcal{E}_\theta$  правильно только при условии, когда  $h^2 \ll R^2$  [вместо условия (37,1)] и когда  $\mathcal{E}_R$  не является величиной, которой можно пренебрегать. Но если приемная антенна ориентирована так, чтобы отзываться только на  $\mathcal{E}_\theta$ , то совершенно несущественно, будет ли  $\mathcal{E}_R$  исчезающе мало или нет.

Функция

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad (37,7)$$

называется „вертикальной характеристикой или фактором“ поля, причем „вертикальное“ направление всегда берется вдоль оси антенны, независимо от того, как она ориентирована в пространстве. Функция  $F(\theta)$  для значений  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$  нанесена в полярных координатах на фиг. 37,2. Нижняя половина ее от  $\theta = \frac{\pi}{2}$  до  $\theta = \pi$  не показана, так как она

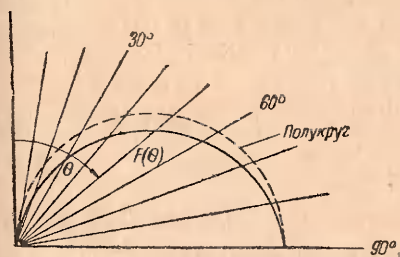
представляет зеркальное изображение верхней половины. Так как антенна обладает симметрией вращения относительно своей оси, то эта диаграмма правильна для всех значений  $\Phi$ , и диаграмма „горизонтального“ поля представляет собой круг.

Если антенна с высотой  $h$  поставлена вертикально над идеально проводящим полупространством, то диаграмма фиг. 37,2 приложима непосредственно. Если же нижнее полупространство не является идеальным проводником, то диаграмма поля искажается (фиг. 37,3). Физическое значение диаграмм поля наглядно следует из фиг. 37,2 и 37,3. Рассмотрим прямолинейную приемную антенну, расположенную на большом расстоянии от передатчика, и осью, параллельной удаленному электрическому полю  $\mathcal{E}_\theta$  возбуждаемой антенны,



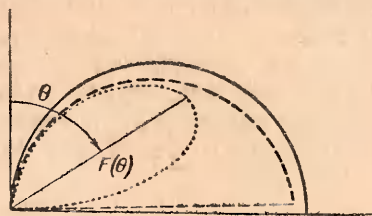
т. е. касательной к меридиану большой сферы, проведенной вокруг возбуждаемой антенны. Пусть приемная антенна перемещается все время касательно к меридиану, начинающемуся в точке непосредственно над антенной ( $\theta=0$ ) и проходящему через угол в  $90^\circ$  до срединной плоскости. Ток, индуцируемый в этой антенне, когда она расположена под каким-нибудь углом  $\theta$ , пропорционален длине радиальной линии, проведенной под углом  $\theta$  из начала координат фиг. 37,2 или 37,3 до пересечения с кривой. Для фиг. 37,2, например, индуцированный ток возрастает от нуля, когда приемная антенна находится непосредственно над возбуждаемой антенной, до

$\theta=90^\circ$



Фиг. 37,2. Полярное изображение множителя „вертикального“ поля

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \quad \text{для одного квадрата.}$$



Фиг. 37,3. Диаграмма „вертикального“ поля бесконечно тонкой антенны длиной  $h=\lambda/4$  над различными проводящими землями: сплошная линия—идеальный проводник; пунктирная линия—хороший проводник; точечная линия—плохой проводник.

максимума, когда она параллельна ей в срединной плоскости. Пользуясь удобным комплексным обозначением, в котором

$$i_0 = \bar{I}_0 e^{j\omega t}, \quad (37,8)$$

но помня, что только действительная часть этого выражения имеет физический смысл, можно определять мгновенное электрическое поле в удаленной зоне действительной частью выражения

$$(\mathcal{E}_\theta)_{\text{мгн}} = \bar{\mathcal{E}}_\theta e^{j\omega t}, \quad (37,9)$$

где

$$\bar{\mathcal{E}}_\theta = j \frac{60 \bar{I}_0}{R} F(\theta) e^{-j\beta R}. \quad (37,10)$$

**38. Направленность и усиление.** Диаграммы поля на фиг. 37,2 и 37,3 показывают, что степень связи между очень тонкой передающей антенной, для которой  $h \approx \lambda/4$ , и удаленной приемной антенной, расположенной параллельно электрическому полю передающей антенны, зависит от сферической координаты  $\theta$ , измеренной вдоль какого-нибудь меридиана. Передающая антенна обладает такими свойствами направлен-

ности, что индуктированное в приемной антенне напряжение не остается одним и тем же, когда она последовательно перемещается так, что  $\theta$  принимает разные значения, хотя все другие возможные переменные поддерживаются при этом неизменными. (В антенне другого типа, не обладающей симметрией вращения, степень связи между передатчиком и удаленной приемной антенной зависит как от угла  $\Phi$ , так и от угла  $\theta$ .) Характеристика направленности антенны имеет громадное практическое значение. Действительно, назначение большинства антенных систем заключается в модификации и использовании их так, чтобы приемные антенны принимали в одном или в нескольких направлениях сильные сигналы, в то время как во всех остальных направлениях они были бы вовсе неспособны отзываться на сигналы или в крайнем случае могли отзываться только очень слабо. Числовой мерой свойств направленности антенны является абсолютная направленность  $D$ , которая определяется выражением

$$D = \frac{P_N}{P}, \quad (38,1)$$

где  $P$  — мощность, излученная антенной (направленности  $D$ ), когда она создает электрическое поле амплитуды  $(\bar{E}_\theta)_{\max}$  на большом расстоянии  $R$  в том частном направлении, в котором  $(\bar{E}_\theta)$  и является максимальным. (Это направление определяется сферической координатой  $\theta_M$  или в общем случае двумя координатами  $\theta_M$  и  $\Phi_M$ . На фиг. 37,2  $\theta_M = 90^\circ$ , на фиг. 37,3  $\theta_M$  равно приблизительно  $60^\circ$  для антенны над плохо проводящей землей.)  $P_N$  — мощность, которая излучалась бы физически фиктивной всесторонне направленной антенной, которая создала бы электрическое поле такой же амплитуды  $(\bar{E}_\theta)_{\max}$  на таком расстоянии  $R$ , как и действительная антенна, но во всех направлениях, т. е. для всех возможных значений  $\theta$  и  $\Phi$ . Простой способ расчета абсолютной направленности антенны в единицах ее удаленного электромагнитного поля изложен в разделе 44. Направленность диполя, для которого

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

равна 1,64 при  $\theta_M = 90^\circ$ . Если мы пренебрежем мощностью, теряемой на нагрев антенны, последнее соотношение будет означать, что к совершенно ненаправленной антенне нужно было бы подвести мощность в 1,64 раза большую, чем действительно подводится к диполю, если желательно получить то же самое поле  $\bar{E}_\theta$  в направлении  $\theta = \frac{\pi}{2}$ .

При сравнении свойств направленности антенн и систем антенн часто удобно пользоваться в качестве стандарта для сравнения простым полуволновым диполем (тонкая возбуждаемая в центре антенна,  $h = \lambda/4$ ). Тогда направленность определяется относительной направленностью, где

$$D_0 = \frac{D}{1,64}. \quad (38,2)$$

Усиление (в децибелах) антенны абсолютной направленности  $D$ , отнесенное к полуволновому диполю, равно

$$D_a(\text{дб}) = 10 \lg D_0. \quad (38,3)$$

**39. Удаленное поле** (поле дальней зоны) **линейных излучателей**<sup>1</sup>. Если очень тонкая возбуждаемая в центре антенна, половина длины которой равна  $h$  (или возбуждаемая у основания антенна с полной длиной  $h$ , поставленная вертикально над идеально проводящей плоскостью), возбуждается так, что для  $h$  и  $\lambda$  могут быть разные значения, а не только  $h \approx \frac{\lambda}{4}$ , то основной член электромагнитного поля отличается от выражения (37,3) только функцией  $F(\theta)$ . Таким образом,

$$(\mathcal{E}_\theta)_{\text{мгн}} = \Re_0 (\mathcal{E}_\Phi)_{\text{мгн}} = -\frac{60 \bar{I}_0}{R} F_0(\theta) \sin(\omega t - \beta R), \quad (39,1)$$

$$F_0(\theta) = \frac{\cos(H \cos \theta) - \cos H}{\sin \theta \sin H}, \quad (39,2)$$

и  $H = \beta h = 2\pi h/\lambda$ . Формула (39,2) приводится к формуле (37,7), если  $H \approx \pi/2$ . Так как и  $\bar{I}_0$  и  $\sin H$  при  $H = n\pi$  обращаются в нуль, то в результате получаются неопределенные выражения. Это происходит потому, что нами был оставлен только основной член распределения тока. Но это затруднение можно обойти введением максимальной амплитуды  $I_M$ , определяемой выражением

$$\bar{I}_M = \frac{I_0}{\sin H}, \quad (39,3)$$

и переписав уравнения (39,1) и (39,2) в виде:

$$(\mathcal{E}_\theta)_{\text{мгн}} = \Re_0 (\mathcal{E}_\Phi)_{\text{мгн}} = -\frac{60 \bar{I}_M}{R} F_M(\theta) \sin(\omega t - \beta R), \quad (39,4)$$

$$F_M(\theta) = F_0(\theta) \sin H = \frac{\cos(H \cos \theta) - \cos H}{\sin \theta}. \quad (39,5)$$

Функция  $F_M(\theta)$  нанесена на фиг. 39,1 для четырех значений  $h$ , включая  $\lambda/4$ . Пока  $h$  не превосходит  $\lambda/2$ , то диа-

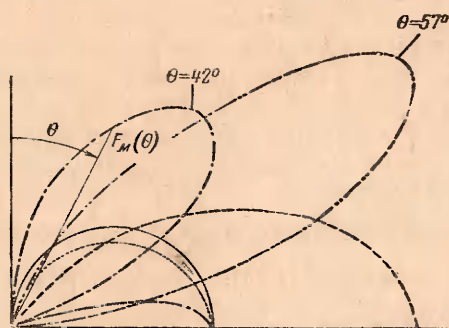
<sup>1</sup> Термин „удаленное“ (или „дальнее“) поле применяется нами параллельно термину „поле дальней зоны“, как логически и грамматически более стройный. — Прим. ред.

грамма поля содержит только один лепесток с его максимальным значением всегда при  $\theta = 90^\circ$ . Абсолютная направленность при  $h = \lambda/2$  для  $\theta_m = 90^\circ$  равна 2,41; относительная направленность, отнесенная к диполю  $h = \lambda/4$  как к стандарту, равна

$$D_0 = \frac{2,41}{1,64} = 1,47. \quad (39,6)$$

Усиление в децибелах, отнесенное к диполю ( $h = \lambda/4$ ), равно

$$D_a(\text{дб}) = 10 \lg D_0 = 1,67. \quad (39,7)$$



Фиг. 39,1. Множитель „вертикального“ поля  $F_m(\theta) = \frac{\cos(H \cos \theta) - \cos H}{\sin \theta}$ , где

$H = \frac{2\pi h}{\lambda}$  для следующих значений  $h$ :  $h = \lambda/4$  — точечная линия;  $h = \lambda/2$  — пунктирная линия;  $h = 3\lambda/4$  — линия точка — тире;  $h = \lambda$  — точка — тире. Кривая сплошной линией — полуокруг единичного диаметра (для сравнения).

Абсолютная направленность при  $h = 3\lambda/4$  для  $\theta_m = 42^\circ$  равна 2,11; относительная направленность равна 1,29 и усиление в децибелах по сравнению с диполем равно 1,1.

Если антенна очень коротка по сравнению с длиной волны, то уравнение (39,2) приводится к виду

$$F_0(\theta) = \frac{1}{2} H \sin \theta; \quad (H^2 \ll 1). \quad (39,8)$$

Это выражение применимо к короткой антенне с исчезающим током на концах и половина длины которой равна  $h$ . Если антенну нагрузить на

концах так, что ток по всей ее длине будет почти одинаков, то

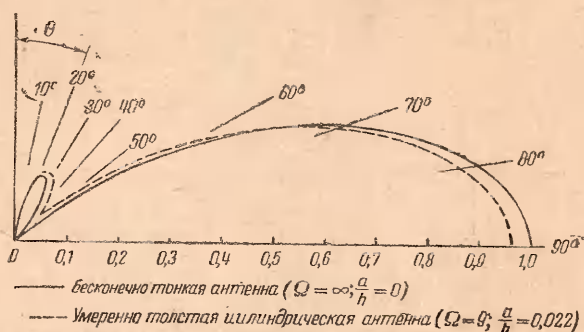
$$F_0(\theta) = H \sin \theta; \quad (H^2 \ll 1). \quad (39,9)$$

Абсолютная направленность в обоих случаях равна 1,5, каковое значение и используется иногда в качестве стандарта вместо 1,64 при определении относительной направленности.

Интересный случай получается при антенне с высотой  $h = 0,581\lambda$ . Приблизительно такое значение для половины длины антенны рекомендуется при ширококовечании, чтобы уменьшить поле в малых углах  $\theta$  и тем самым ослабить отражение от ионосферы. При  $h = 0,581\lambda$  главный лепесток при  $\theta = 90^\circ$  будет несколько более плоским, чем в случае  $h = \lambda/2$ , а второй лепесток все еще настолько мал, что его значение несущественно. Рассчитанная диаграмма поля показана



на фиг. 39,2 сплошной линией. Пока антенна достаточно тонка, так что в распределении тока можно ограничиться основным членом, вычерченная на фиг. 39,2 сплошной линией диаграмма дает прекрасное приближение. Для большинства практических антенн компонентой  $\bar{I}_z''$  (раздел 9) по сравнению с  $\bar{I}_z'$  нельзя полностью пренебрегать, как это видно из фиг. 9,3. Влияние этой компоненты на диаграмму поля в случае умеренно толстой цилиндрической антенны показано на фиг. 39,2. Главное влияние исчезающего радиуса сказывается в увеличении размеров второго лепестка и в то же время спадание к полному нулю между лепестками сглаживается. В случае еще более толстой антенны или эквивалентной башни-антенны поле в высоких углах возрастает настолько, что в этом



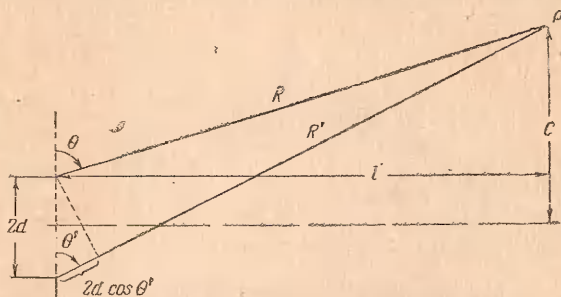
Фиг. 39,2. Диаграмма „вертикального“ поля, рассчитанная для антенны с половиной длины  $h=0,581 \lambda$ .

случае можно ожидать значительно более сильных отражений от ионосферы по сравнению с отражениями при тонких антеннах.

Если над идеально проводящей землей поставлена возбуждаемая у основания антенна полной длины  $h$ , то диаграммы поля на фиг. 39,1 или 39,2 загибаются к нулю вблизи  $\theta=90^\circ$  так же, как и в специальном случае на фиг. 37,3. К тому же сильно округляются и заостренные нулевые значения между лепестками, как это имеет место на фиг. 39,2. Это округление нулевых значений между лепестками обусловлено компонентой тока, сдвинутой по фазе на четверть периода по отношению к основной составляющей. В случае толстой антенны эта компонента  $\bar{I}_z''$  находится в самой антенне; в случае тонкой антенны над идеально проводящей землей внефазовая компонента находится в земле. Если толстая антенна поставлена над идеально проводящей землей, то внефазовые компоненты находятся и в земле и в антенне и обусловленные ими компоненты поля комбинируются таким образом, что еще более притупляют заостренные нулевые значения между

лестками по сравнению с тем, что дает бесконечно тонкая антенна над идеально проводящим полупространством.

**40. Удаленное поле коллинеарного расположения антенн. Вертикальная антенна над землей. Коллинеарный ряд антенн.** Удаленное поле двух возбуждаемых в центре антенн, находящихся одна над другой (фиг. 40,1), легко найти непосредственным сочетанием их индивидуальных полей, если принять в первом приближении, что распределение тока вдоль каждой единицы такое же, каким оно бывает, когда антенны находятся далеко друг от друга. Предположим, что точка  $P$ , для которой рассчитывается поле, настолько далека от обеих антенн, что вертикальное расстояние  $2d$  между центрами очень мало по сравнению с  $R$  и  $R'$ . При этом условии не



Фиг. 40,1. Коллинеарные антенны, отстоящие друг от друга на расстоянии  $2d$  между центрами.

получится большой ошибки, если принять, что  $\theta = \theta'$  и  $R = R'$ , исключая, конечно, фазовые коэффициенты  $\beta R$  и  $\beta R'$ . Хотя  $R' - R$  может быть ничтожно мало по сравнению с  $R$ , но  $\beta(R' - R)$  может составлять значительную часть  $2\pi$  и, следовательно, играть заметную роль. Соответственно с этим можем написать (в фазовых углах):

$$\beta R' \approx \beta(R + 2d \cos \theta). \quad (40,1)$$

Если предположить, что токи в двух идентичных антеннах равны по амплитуде и совпадают по фазе, то результирующее комплексное поле в удаленной точке определяется уравнением

$$\bar{\mathcal{E}}_{\theta} = j \frac{60 \bar{I}_0}{R} F(\theta) (1 + e^{-j2\beta d \cos \theta}) e^{-j\beta R} \quad (40,2)$$

или

$$\bar{\mathcal{E}}_{\theta} = j \frac{120 \bar{I}_0}{R} F(\theta) \cos(\beta d \cos \theta) e^{-j\beta(R + d \cos \theta)}. \quad (40,3)$$

Умножая обе части уравнения (40,3) на  $e^{j\omega t}$  и используя только действительную часть произведения, найдем, что

мгновенное значение удаленного поля, созданного обеими антеннами, равно:

$$(\mathcal{E}_\theta)_{\text{мгн}} = -\frac{120\bar{I}_0}{R} F(\theta) \cos(\beta d \cos \theta) \sin[\omega t - \beta(R + d \cos \theta)]. \quad (40,4)$$

Сравнивая уравнение (40,4) с уравнением (37,3) и используя уравнение (37,7), можно заметить, что амплитуда удаленного поля, вызванного обеими антеннами, отличается от поля одной антенны множителем

$$A(\theta) = 2 \cos(\beta d \cos \theta). \quad (40,5)$$

Более простое, но часто применяемое для  $A(\theta)$  выражение можно определить через высоту  $C$  (фиг. 40,1) точки  $P$  (где рассчитывается поле) над срединной плоскостью и через горизонтальное расстояние  $l$  вдоль срединной плоскости между точками непосредственно под антенной и под  $P$ . Вместо того чтобы писать  $(R' - R) \approx 2d \cos \theta$  (уравнение 40,1), можно написать:

$$R' - R = \sqrt{l^2 + (C + d)^2} - \sqrt{l^2 + (C - d)^2}. \quad (40,6)$$

Если удовлетворяется условие

$$l > (C + d), \quad (40,7)$$

то

$$R' - R \approx \left( \frac{2dC}{l} \right) \quad (40,8)$$

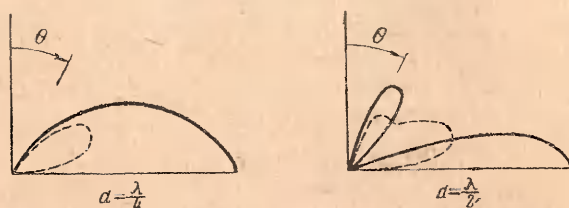
и

$$A(\theta) \approx 2 \cos \left( \frac{\beta d C}{l} \right). \quad (40,9)$$

Функция  $A(\theta)$  называется множителем двухантенного ряда. Диаграмма комбинированного вертикального поля определяется произведением  $F(\theta) A(\theta)$  вертикальной характеристики  $F(\theta)$  одиночной антенны и множителем ряда  $A(\theta)$  двух антенн. В зависимости от длины антенн  $F(\theta)$  может определяться уравнением (37,7) или в общем случае уравнением (39,5).

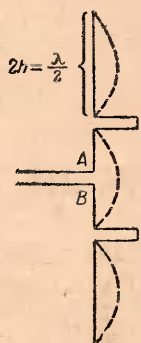
Важное применение анализа двух коллинеарных антенн заключается в приближенном определении удаленного поля вертикального линейного излучателя с его центром на высоте  $d$  (но не  $2d$ ) над поверхностью земли. Если частота не слишком высока и проводимость земли велика, то грубое приближение можно получить при рассмотрении земли как идеально проводящего полупространства, в каковом случае поле в точках над землей дается точно уравнением (40,4). Это верно потому, что идеально проводящее полупространство может быть всегда заменено зеркальным изображением

антенны с током, перевернутым в соответствующих изображениях точках. В случае вертикальной антенны это значит, что токи имеют одинаковое направление и в изображении и в антенне, так как точка на изображении, соответ-



Фиг. 40, 2. Диаграмма „вертикального“ поля вертикальной возбуждаемой в центре антенны с половиной длины  $h = \lambda/4$ , с центром ее на высоте  $d$  над проводящей землей. Сплошные линии — идеально проводящая земля; пунктирные линии — плохо проводящая земля.

ствующая верхней точке антенны, находится в самом низу изображения, и точка, соответствующая нижней точке антенны, приходится на вершине изображения. Диаграммы вертикального поля антенны на высоте  $d$  над идеально проводящим полупространством или для двух изолированных антенн с расстоянием в  $2d$  между их центрами показано на фиг. 40,2 сплошными линиями для двух значений  $d$ . Соответствующие диаграммы для тех же антенн, но над плохо проводящей землей, показаны на этих же фигурах пунктирными линиями.



Фиг. 40,3. Возбуждаемый в центре коллинеарный ряд с синусоидальным током (пунктирные линии). Фазообразующие секции показаны в виде закороченных на концах разомкнутых проводных шлейфов длиной  $\lambda/4$ .

Если вдоль общей оси расположено больше двух антенн, то их результирующее поле определяется, как и для двух антенн, непосредственным сочетанием. Особенно простое выражение получается для системы из  $N$  идентичных антенн, расположенных коллинеарно, конец к концу, вдоль общей оси, каждая длиной  $2h = \lambda/2$ . Пример дан на фиг. 40,3 для  $N=3$ . Построение такой системы подробно обсуждалось в разделах 22 и 23. Если вся система так идеально налажена, что каждая единица несет одинаковый по величине и фазе ток, то множитель ряда принимает вид

$$A(\theta) = \frac{\sin [N \pi/2 \cos \theta]}{\sin [\pi/2 \cos \theta]}. \quad (40,10)$$

Вдоль срединной плоскости,  $\theta = \pi/2$ , диаграмма одиночной антенны умножается на число единиц  $N$ ; в других направлениях она



не увеличивается пропорционально  $N$ , хотя и появляются малые острые лепестки. В результате получается значительное сплющивание диаграммы вертикального поля с соответствующим увеличением направленности при  $\theta_M = \pi/2$ . Типичные вертикальные характеристики показаны на фиг. 40,4 для  $N=1, 4, 8$ , в предположении, конечно, одинаковых амплитуд тока в каждой чрезвычайно тонкой единице независимо от их номера.

Так как входное сопротивление на зажимах  $A, B$  (фиг. 40,3) системы из  $N$  единиц больше, чем произведение из входного сопротивления одиночной антенны и их числа  $N$ , то больше чем в  $N$  раз должна подводиться к такой системе и мощность, чтобы получить в каждой единице одинаковый ток и тем самым обеспечить в  $N$  раз большую величину электромагнитного поля (для  $\theta = \pi/2$ ). Относительная направленность  $N$  единиц по отношению к одиночной антенне не равна  $N$ , но, грубо, только  $N/2$ . Коллинеарным рядом антенн можно получить большое увеличение „вертикальной“ направленности для  $\theta_M = 90^\circ$ . Заметим, что слово „вертикаль“ относится к оси системы независимо от ее ориентации в пространстве.



Фиг. 40,4. Полярное изображение произведения  $F(\theta) A(\theta)$  для коллинеарных рядов из  $N$  единиц каждый с половиной длины  $h = \lambda/4$ . Все единицы несут одинаковые токи в фазе.

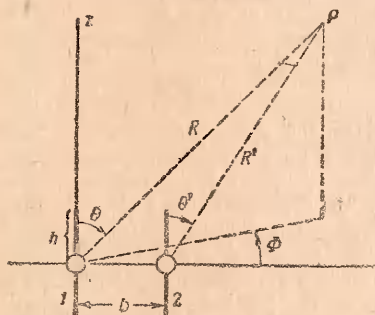
**41. Удаленное поле системы с параллельным расположением единиц.** — Все единицы возбуждаются. Если две идентичные возбуждаемые антенны параллельны друг другу (фиг. 41,1), то диаграммы и „вертикального“ и „горизонтального“ полей в общем отличаются от соответствующих диаграмм единичной антенны. Это является результатом прежде всего наложения полей, вызванных токами в двух единицах, также частично и результатом изменения распределения тока вдоль каждой антенны, поскольку они близки друг к другу и, следовательно, сильно связаны. Основным член распределения тока в каждой из двух антенн, когда они близко расположены друг к другу, является синусоидальным (в случае бесконечно тонкой изолированной антенны). Для расчета поля в удаленной зоне это простое приближение вполне пригодно для большинства целей и потому и будет здесь использовано.

Система фиг. 41,1 не обладает симметрией вращений (как клеточное или коллинеарное расположение) и удаленное электромагнитное поле должно, следовательно, зависеть от

обеих сферических координат  $\theta$  и  $\Phi$ . Угол  $\theta$  отсчитывается от „вертикальной“ оси вдоль какого-нибудь меридиана; угол  $\Phi$  отсчитывается в срединной плоскости от линии, проходящей через всю систему. В очень удаленной точке, как, например,  $P$ , где должно быть определено поле, можно приравнять  $\theta = \theta'$  и  $R = R'$  (за исключением фазовых углов), если только  $R$  и  $R'$  велики по сравнению с „горизонтальным“ разнесом антенн  $b$  и половинами длин  $h$  антенн. Для фазовых углов необходимо написать:

$$\beta R' = \beta (R - b \sin \theta \cos \Phi). \quad (41,1)$$

Если комплексный ток в центре антенны 2 фиг. 41,1, отнесенный к току в центре антенны 1, равен  $\bar{I}_{02} = \bar{I}_{01} k e^{-j\delta}$ , где  $k$  — произвольный амплитудный коэффициент и  $\delta$  — произвольный фазовый угол, то комплексная амплитуда удален-



Фиг. 41,1. Две параллельные антенны. Левая единица имеет центр в начале координат. ( $R$  и  $R'$  должны быть очень велики по сравнению с  $h$  и  $b$  для получения в точке  $P$  удаленной зоны правильных соотношений).

ного поля обеих антенн найдется из уравнения (37,10) и будет равна:

$$\bar{\mathcal{E}}_{\theta} = j \frac{60 \bar{I}_{01}}{R} F(\theta) e^{-j\beta R} [1 + k e^{-j(\delta - \beta b \sin \theta \cos \Phi)}]. \quad (41,2)$$

Если токи в обеих антеннах имеют одинаковую амплитуду, так что  $k=1$ , то уравнение (41,2) можно переписать в виде

$$\bar{\mathcal{E}}_{\theta} = j \frac{60 \bar{I}_{01}}{R} F(\theta) A(\theta, \Phi) e^{-j \left[ \beta \left( R - \frac{1}{2} b \sin \theta \cos \Phi \right) + \frac{\delta}{2} \right]}, \quad (41,3)$$

где множитель системы определяется соотношением

$$A(\theta, \Phi) = 2 \cos \left[ \frac{1}{2} (\delta - \beta b \sin \theta \cos \Phi) \right]. \quad (41,4)$$

Таким образом, чтобы найти общее характеристическое поле системы из двух параллельных антенн, нужно „вертикальную“ характеристику  $F(\theta)$  одиночной антенны умножить на  $A(\theta, \Phi)$ . Обычно представляет интерес множитель „горизонтального“ поля („горизонтальный множитель“), который получим из общего выражения  $F(\theta) A(\theta, \Phi)$ , полагая в нем

$\theta = \pi/2$ . Следовательно, „горизонтальный“ множитель поля двух антенн определяется как  $F\left(\frac{\pi}{2}\right) A(\pi/2, \Phi)$ .

При  $h = \lambda/4$  функция  $F(\pi/2) = 1$ , и „горизонтальный“ множитель становится равным

$$F(\pi/2) A(\pi/2, \Phi) = 2 \cos \left[ \frac{1}{2} (\delta - \beta b \cos \Phi) \right]. \quad (41,5)$$

„Вертикальный“ множитель поля для частного значения  $\Phi$ , при котором горизонтальный множитель имеет максимум, очень важен и дается выражением  $F(\theta) A(\theta, \Phi_M)$ .

Значение этих несколько общих формул иллюстрируется специальными случаями.

Случай 1. Система „broadside“ (бродсайд);  $\delta = 0$ ,  $\beta b = \pi^*$ . В так называемой broadside-системе токи в двух антеннах равны по фазе и амплитуде. Выбирая  $b = \lambda/2$  и  $\delta = 0$ , в общем виде функция поля для системы диполей (чрезвычайно тонких резонансных антенн с половиною длины  $h \approx \lambda/4$ ) равна

$$F(\theta) A(\theta, \Phi) = \frac{\cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right)}{\sin \theta} \times \\ \times 2 \cos \left( \frac{\pi}{2} \sin \theta \cos \Phi \right). \quad (41,6)$$

„Горизонтальный“ множитель при  $\theta = \pi/2$  равен

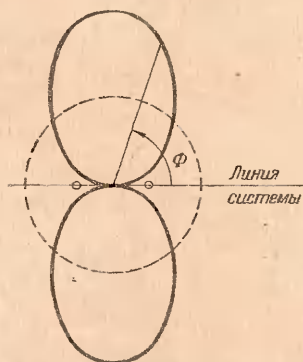
$$F\left(\frac{\pi}{2}\right) A\left(\frac{\pi}{2}, \Phi\right) = 2 \cos \left( \frac{\pi}{2} \cos \Phi \right) \quad (41,7)$$

и изображен на фиг. 41,2. Он имеет максимум при  $\Phi_M = \pm \frac{\pi}{2}$ , равный

$$F\left(\frac{\pi}{2}\right) A\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) = 2. \quad (41,8)$$

„Вертикальный“ множитель в направлении максимального горизонтального поля равен

$$F(\theta) A\left(\theta, \frac{\pi}{2}\right) = 2 \frac{\cos(\pi/2 \cos \theta)}{\sin \theta} = 2 F(\theta). \quad (41,9)$$



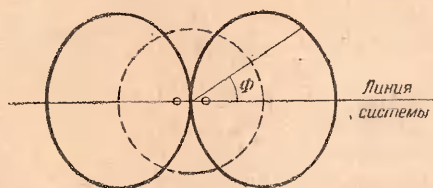
Фиг. 41,2. Диаграмма „горизонтального“ поля двух-элементной broadside-системы при расстоянии в полдлины волны. Пунктирный круг — „горизонтальная“ диаграмма одиночной антенны.

\* „Синфазная“ антенна. — Прим. ред.

Следовательно, в broadside-системе „вертикальный“ множитель поля в направлении  $\Phi_M$  имеет такую же форму, как и в случае одиночной антенны.

Случай 2. Double-end-fire-устройство<sup>1</sup>, (дабль-энд-файр-система), излучающее с обоих концов:  $\delta = \pi$ ,  $\beta b = \pi$ . Если сохранить все условия broadside-системы, за исключением того, что токи в обеих антеннах противоположны по фазе, то вместо  $\delta = 0$  получится  $\delta = \pi$  и общая характеристика ряда примет вид

$$F(\theta) A(\theta, \Phi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} 2 \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \cos \Phi\right). \quad (41,10)$$



Фиг. 41,3. Диаграмма „горизонтального“ поля двухэлементной double-end-fire-системы с расстоянием в полдлины волны. Пунктирный круг — линия „горизонтальной“ диаграммы одиночной антенны в центре.

„Горизонтальный“ множитель поля при  $\theta = \pi/2$  равен

$$F(\pi/2) A(\pi/2, \Phi) = 2 \sin(\pi/2 \cos \Phi) \quad (41,11)$$

и нанесен на фиг. 41,3. Он отличается от broadside-множителя, нанесенного на фиг. 41,2 тем, что его максимум повернут в пространстве на угол  $\Phi$  в  $90^\circ$ , фазы в двух антеннах противоположны и перемещены максимумы от двойного расположения broadside при  $\Phi = \pm \pi/2$  до double-end-fire-положения при  $\Phi = 0, \pi$ . Множитель вертикального поля в направлении максимально горизонтального поля одинаков по форме с множителем для одиночной антенны.

Случай 3. End-fire-система (энд-файр-система)<sup>2</sup>, излучающая с одного конца:  $\delta = \frac{\pi}{2}$ ,  $\beta b = \pi/2$ . Если две антенны отстоят друг от друга по горизонтали на  $b = \lambda/4$  и фазы подобраны так, что ток  $I_{02}$  в антенне 2 отстает от тока  $I_{01}$  в антенне 1 в начале координат на четверть периода, то в общем виде функция поля равна

$$F(\theta) A(\theta, \Phi) = \left[ \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right] \left\{ 2 \cos \left[ \frac{\pi}{4} (1 - \sin \theta \cos \Phi) \right] \right\}. \quad (41,12)$$

<sup>1</sup> „Пальба с двух концов“. У нас чаще применяется термин „переменнофазная“ антенна. Прим. ред.

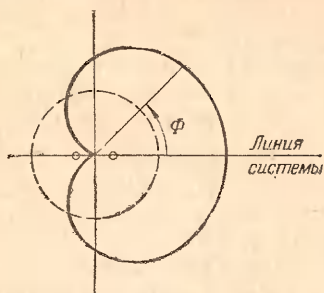
<sup>2</sup> Антенна с рефлектором. Прим. ред.



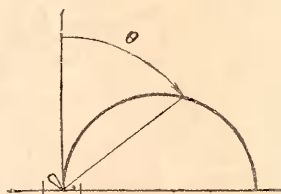
Диаграмма „горизонтального“ поля при  $\theta = \frac{\pi}{2}$  построена на фиг. 41,4 по уравнению

$$F\left(\frac{\pi}{2}\right)A\left(\frac{\pi}{2}, \Phi\right) = 2 \cos \left[ \frac{\pi}{4} (1 - \cos \Phi) \right]. \quad (41,13)$$

Из этой диаграммы видно, что она широко однонаправлена в том смысле, что имеется только один максимум в направлении  $\Phi = 0$  (в направлении от антенны с опережающим током к антенне с отстающим током) при нулевом значении в противоположном направлении, т. е. при  $\Phi = \pi$ .



Фиг. 41,4 Диаграмма „горизонтального“ поля двухэлементной end-fire-системы с расстоянием в четверть длины волны. Ток в правой единице отстает на четверть периода.



Фиг. 41,5. Верхняя половина диаграммы „вертикального“ поля ряда фиг. 41,4 вдоль линии ряда.  $\Phi = 0$  для правого;  $\Phi = \pi$  — для левого.

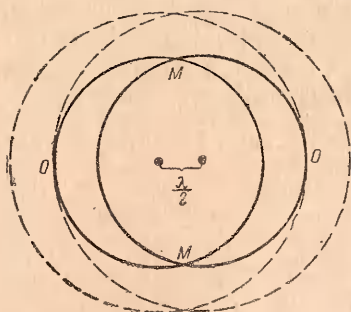
Диаграмма „вертикального“ поля в направлении  $\Phi = 0$ , в котором горизонтальный множитель имеет свой максимум, нанесена на фиг. 41,5 по уравнению

$$F(0)A(\theta, \pi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} 2 \cos \left[ \frac{\pi}{4} (1 - \sin \theta) \right]. \quad (41,14)$$

Она немногим отличается от „вертикальной“ диаграммы одиночной антенны, но совершенно отлична и имеет ничтожно малую величину в противоположном направлении ( $\Phi = \pi$ ).

Полученные аналитические выводы относительно диаграмм горизонтального поля для трех специальных случаев можно иллюстрировать графически, если вспомнить, что в удаленных точках поверхности постоянной фазы электрического или магнитного поля являются сферами, отличающимися по радиусу друг от друга на  $\lambda$ . (Это неверно вблизи антенны). Таким образом, в случае двух возбуждаемых антенн с синфазными токами и равными амплитудами два больших круга одинакового радиуса, вычерченные вокруг каждой антенны, представляют собой контуры, вдоль которых электрическое поле всюду

имеет одну и ту же фазу. Поэтому точки пересечения этих кругов являются точками, в которых вызванные двумя антеннами поля непосредственно складываются и дают максимум. Круги, вычерченные вокруг тех же антенн, радиусами, отличающимися от первой пары кругов на  $\pi/2$ , представляют контуры, вдоль которых электрическое поле противоположно по

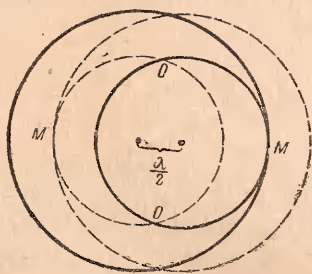


Фиг. 41,6. Круги постоянной фазы для broadside-системы. Поле на кругах пунктирной линии сдвинуто на  $180^\circ$  относительно поля на кругах сплошной линии.

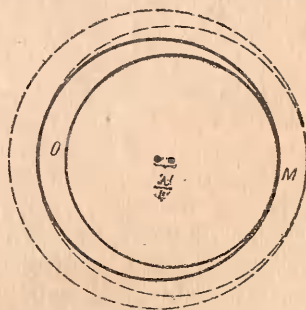
направлению и приблизительно равно по величине полю в первой паре кругов. Отсюда следует, что точки пересечения круга первой пары с кругом второй пары определяют местоположение точек почти полной компенсации поля. На фиг. 41,6 первая пара кругов вычерчена сплошными линиями и их пересечения определяют направление максимумов; касания кругов сплошных линий с кругами пунктирными линиями дают нули в точках  $O$ .

Если две антенны отстоят друг от друга на полволны ( $b = \lambda/2$ ) и возбуждаются токами с одинаковой амплитудой

и противоположными фазами, два круга одинакового радиуса, описанные вокруг этих антенн, должны быть вычерчены — один сплошной линией, а другой — пунктирной. Для нахождения местоположений максимумов и нулевых значений (фиг. 41,7) применяются те же правила, что и раньше.



Фиг. 41,7. Круги постоянной фазы для double-end-fire-системы.



Фиг. 41,8. Круги постоянной фазы для end-fire-системы с отстающим током вправо.

Если две антенны отстоят друг от друга на четверть длины волны ( $b = \lambda/4$ ) и токи их одинаковы по амплитуде, но ток правой антенны отстает от тока левой антенны на четверть периода, фазы электрического поля, вызванного

каждым током на двух кругах одного и того же радиуса  $R$ , описанных вокруг антенн, отличаются на четверть периода. С другой стороны, фаза поля на круге радиуса  $R + \lambda/4$ , начерченном вокруг левой антенны, та же, что и на круге радиуса  $R$ , начерченного вокруг правой, и точки пересечения этих двух кругов указывают направления максимума диаграммы „горизонтального“ поля ( $M$  на фиг. 41,8). Если же круги, начерченные пунктирными линиями, представляют местоположения полей, отличающихся на  $180^\circ$  от полей, представленных кругами сплошных линий, то точки встречи 0 сплошного круга с кругом пунктирным указывают на компенсацию полей двух антенн.

Свойства направленности broadside-и end-fire-устройств могут быть значительно усилены применением большего числа антенн. Предположим для простоты, что распределение тока вдоль каждой единицы в первом приближении таково, как и в случае, когда они изолированы друг от друга. Такое предположение, конечно, оправдывается в случае единиц, у которых половина длины  $h \approx \lambda/4$ .

Характеристика системы из  $N$  параллельных идентичных антенн с равными токами, но с фазами, отличающимися последовательно на величину  $\delta$ , определяется выражением

$$A(\theta, \Phi) = \frac{\sin \left[ \frac{1}{2} N (\delta - \beta b \sin \theta \cos \Phi) \right]}{\sin \left[ \frac{1}{2} (\delta - \beta b \sin \theta \cos \Phi) \right]}. \quad (41,15)$$

Главный максимум величины  $N$  лежит в направлениях, для которых и числитель и знаменатель уравнения (41,15) исчезают. Нулевые значения лежат в направлениях, для которых исчезает только числитель уравнения (41,15), а знаменатель остается конечным. Меньшие максимумы в плоскости горизонта ( $\theta = \pi/2$ ) получаются для  $\Phi$  приблизительно посредине между углами, определяющими нулевое значение поля, за исключением случая, когда здесь приходится главный максимум. Общая формула (41,15) принимает вид  $\frac{\sin N\chi}{N \sin \chi}$ ,

где  $\chi = \frac{1}{2} (\delta - \beta b \sin \theta \cos \Phi)$ , и для ряда значений  $\chi$  ее величина дана в табл. 41,1. В специальном случае broadside-системы, в которой все точки имеют одинаковые фазы и одинаковые амплитуды, полагаем  $\delta = 0$ , и тогда

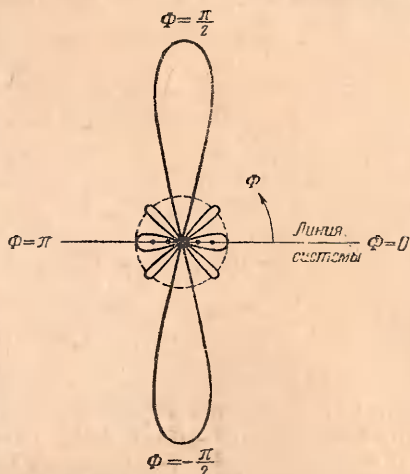
$$A_B(\theta, \Phi) = \frac{\sin \left( \frac{1}{2} N \beta b \sin \theta \cos \Phi \right)}{\sin \left( \frac{1}{2} \beta b \sin \theta \cos \Phi \right)}. \quad (41,16)$$

$$\frac{\sin N\chi}{N \sin \chi}$$

$\chi$		N							
Радианы	Градусы	2	3	4	5	6	8	10	12
0	0,0	1,0000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
$\pi/24$	7,5	0,9914	0,9778	0,9578	0,9502	0,9027	0,8298	0,7402	0,6383
$\pi/20$	9,0				0,9040			0,6393	0,5067
$\pi/12$	15,0	0,9659	0,9107	0,8268	0,7465	0,6441	0,4184	0,1932	0,000
$\pi/10$	18,0				0,6472			0,000	-0,1585
$3\pi/24$	22,5	0,9239	0,8048	0,6532	0,4829	0,3078	0,0000	0,1847	-0,2177
$3\pi/20$	27,0				0,3114			-0,2202	-0,1485
$\pi/6$	30,0	0,8660	0,6667	0,4280	0,2000	0,0000	-0,2166	-0,1732	0,0000
$\pi/5$	36,0				0,0000			0,0000	0,1348
$5\pi/24$	37,0	0,7934	0,5059	0,2053	-0,0429	-0,1934	-0,1778	0,0425	0,1369
$\pi/4$	45,0	0,7071	0,3333	0,000	-0,2000	-0,2358	0,000	0,1414	0,000
$7\pi/24$	52,5	0,6088	0,1608	-0,1575	-0,2509	-0,1485	0,1365	0,0326	-0,1050
$3\pi/10$	54,0				-0,2472			0,000	-0,0980
$\pi/3$	60,0	0,5000	0,000	-0,2471	-0,2000	0,000	0,1251	-0,10000	0,000
$7\pi/20$	63,0				-0,1586			-0,1122	0,0757
$9\pi/24$	67,5	0,3827	-0,1381	-0,2705	-0,0828	0,1275	0,000	-0,0765	0,0902
$2\pi/5$	72,0				0,000			0,000	0,0515
$5\pi/12$	75,0	0,2588	-0,2440	-0,2215	0,0536	0,1725	-0,1121	0,0518	0,000
$9\pi/20$	81,0				0,1432			0,1012	-0,0802
$11\pi/24$	82,5	0,1305	-0,3107	-0,1261	0,1600	0,1188	-0,1092	0,0974	-0,0840
$\pi/2$	90,0	0,0000	-0,3333	0,000	0,2000	0,000	0,000	0,000	0,000
$13\pi/24$	97,5	-0,1305	-0,3107	0,1261	0,1600	-0,1188	0,1092	0,0974	0,0840
$11\pi/20$	99,0				0,1432			-0,1012	0,0802
$7\pi/12$	105,0	-0,2588	-0,2440	0,2215	0,0536	-0,1725	0,1121	-0,0518	0,000
$3\pi/5$	108,0				0,0000			0,000	-0,0515
$15\pi/24$	112,5	-0,3827	-0,1381	0,2705	-0,0828	-0,1275	0,000	0,0765	-0,0902
$13\pi/20$	117,0				-0,1586			0,1122	0,0757
$2\pi/3$	120,0	-0,5,00	0,0000	0,2471	-0,2000	0,0000	-0,1251	0,1000	0,0000
$7\pi/10$	126,0				0,2472			0,0000	0,0980
$17\pi/24$	127,5	-0,6088	0,1608	0,1575	-0,2509	0,1485	-0,1365	-0,0326	0,1050
$3\pi/4$	135,0	-0,7071	0,3333	0,0000	-0,2000	0,2358	0,000	-0,1414	0,000
$19\pi/24$	142,5	-0,7934	0,5059	-0,2053	-0,429	0,1934	0,1778	-0,0425	-0,1369
$4\pi/5$	144,0				0,000			0,0000	-0,1348
$5\pi/6$	150,0	-0,8660	0,6667	-0,4280	0,2000	0,0000	0,2166	0,1732	0,0000
$17\pi/20$	153,0				0,3114			0,2202	0,1485
$21\pi/24$	157,5	-0,9239	0,8048	-0,6532	0,4829	-0,3078	0,0000	0,1847	0,1763
$9\pi/10$	162,0				0,6472			0,0000	0,1585
$11\pi/12$	165,0	-0,9659	0,9107	-0,8268	0,7465	-0,6441	-0,4184	-0,1932	0,000
$19\pi/20$	171,0				0,9040			-0,6393	-0,5067
$23\pi/24$	172,5	-0,9914	0,9778	-0,9578	0,9502	-0,9027	-0,8298	-0,7407	-0,6383
$\pi$	180,0	-1,000	1,000	-1,000	1,000	-1,000	-1,000	-1,000	-1,000



Типичная диаграмма „горизонтального“ поля при  $\theta = \frac{\pi}{2}$  и  $\beta b < 2\pi$  показана на фиг. 41,9. (Если  $\beta b$  приближается или превосходит  $2\pi$ , некоторые из меньших лепестков увеличиваются, и система перестает быть направленной.) Максимальное значение уравнения (41,16) при  $\theta = \pi/2$ ,  $\Phi = \pm \pi/2$  равно  $N$ . Так как входное сопротивление каждой антенны в присутствии других антенн, возбуждаемых синфазно одним и тем же входным током, несколько меньше, чем входное со-



Фиг. 41,9. Диаграмма „горизонтального“ поля broadside-системы из пяти единиц, отстоящих друг от друга на полдлины волны. Круг пунктиром представляет „горизонтальную“ диаграмму только одной центральной единицы с тем же самым током.

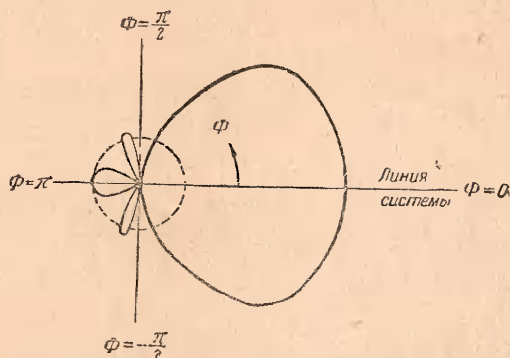
противление изолированной антенны, то мощность, необходимая для создания поля в направлениях  $\theta = \pi/2$ ,  $\Phi = \pm \frac{\pi}{2}$  в  $N$  раз большего, чем поле одиночной антенны, не будет больше в  $N$  раз мощности одиночной антенны. Оптимальное расстояние между единицами не является строго фиксированным и лежит в пределах между  $\lambda/2$  и  $3\lambda/4$ .

Общая характеристика end-fire-системы из  $N$  единиц, возбуждаемых равными токами, но по фазе, если идти по ряду слева направо, отстающими последовательно на угол  $\delta$ , при  $\delta = \beta b$  определяется уравнением

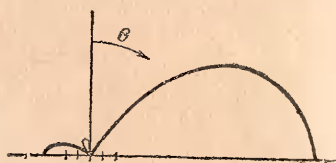
$$A_E(\theta, \Phi) = \frac{\sin \left[ \frac{1}{2} N \beta b (1 - \sin \theta \cos \Phi) \right]}{\sin \left[ \frac{1}{2} \beta b (1 - \sin \theta \cos \Phi) \right]}. \quad (41,17)$$

Типичная горизонтальная диаграмма для  $\theta = \frac{\pi}{2}$  и  $\beta b < 2\pi$  показана на фиг. 41,10. Вертикальная диаграмма в направлении  $\Phi = 0$  показана на фиг. 41,11. Правильная end-fire-характеристика с одним только направлением, в котором поле достигает максимума, сравнимого с  $N$ , получается только при

расстояниях между элементами во всяком случае меньших  $\lambda/2$ , и это оптимальное расстояние лежит между  $\lambda/4$  и  $3\lambda/8$ . Если  $b$  приближается к  $\lambda/2$ , то диаграмма принимает вид диаграммы double-end-fire-системы (переменной фазной системы). Относительная направленность end-fire-системы из  $N$  единиц с оптимальным расстоянием между элементами несколько меньше, чем  $N$ . Диаграмма „вертикального“ поля end-fire-системы в направлении  $\Phi_M$  в котором горизонтальное поле имеет максимум при  $N$  большом, напоминает „горизонталь-



Фиг. 41,10. Диаграмма „горизонтального“ поля end-fire-системы из пяти единиц, отстоящих друг от друга на четверть длины волны, с отстоящим током направо.



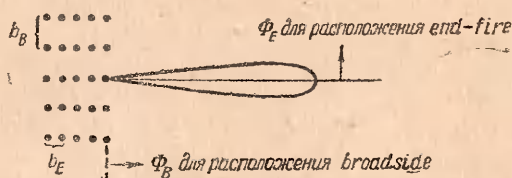
Фиг. 41,11. Верхняя половина диаграммы „вертикального“ поля ряда фиг. 41,10 в вертикальной плоскости, содержащей этот ряд.

ную“ диаграмму. При малых значениях  $N$  „вертикальная“ диаграмма направлена несколько более остро, чем „горизонтальная“ диаграмма, как это можно видеть из сравнения фиг. 41,4 и 41,5 для двух единиц или сравнения фиг. 41,10 и 41,11 для пяти единиц.

Удаленное поле антенны, расположенной горизонтально на высоте  $b/2$  над хорошо проводящим полупространством, весьма приближается к удаленному полю этой антенны и зеркального ее изображения, несущего ток, противоположенный току антенны. Изображение антенны находится на расстоянии  $b$  ниже действительной антенны. Удаленное поле антенны с ее изображением представляет собой просто поле двух параллельных антенн, возбуждаемых в сдвинутой на  $180^\circ$  фазе. Разница только в том, что эти антенны расположены горизонтально, а не вертикально. При этом изменении ориентации поле горизонтальной антенны над проводящей плоскостью может быть получено непосредственно из поля двух параллельных антенн. При  $b = \lambda/2$ , т. е. антенне, расположенной горизонтально над проводящей землей на высоте  $\lambda/4$ , диаграмма всего поля представляет собою приблизительно диаграмму сферы, лежащей на земле прямо под центром антенны. По мере увеличения подъема антенны вид диаграммы зна-

чительно изменяется, при высотах в  $\lambda/2$  или больше появляется несколько лепестков. Но при всех высотах значение поля на поверхности земли исчезающе мало.

Составляя системы из антенных систем при помощи комбинаций broadside, end-fire и коллинеарных рядов, можно получить резкие однонаправленные поля сигарообразной формы, как это показано для горизонтальной плоскости на фиг. 41,12. Здесь каждая точка изображает коллинеарный ряд нескольких диполей в полволны, снабженных соответствующими фазообращающими секциями. Каждый отнесенный на большое расстояние ряд (расстояние  $b_B$ ) соответствует broadside-



Фиг. 41,12. Сложная антенна, состоящая из пяти broadside-рядов коллинеарных антенн end-fire. Показаны горизонтальная плоскость и главный лепесток диаграммы горизонтального поля.

антеннам; каждый более близко расположенный ряд (расстояние  $b_E$ ) под прямым углом к broadside-рядам соответствует end-fire-антеннам с отстающими токами (при движении вправо). Приблизительные расстояния:  $b_B = \lambda/2$ ,  $b_E = \lambda/4$ . Характеристика луча этой системы получается перемножением характеристик broadside, end-fire и коллинеарного ряда систем. Так как угол  $\Phi$  во всех параллельных системах измеряется от линии антенн, то угол  $\Phi_B$  для broadside-системы на фиг. 41,12 отличается от  $\Phi_E$  для end-fire-системы на  $\pi/2$  или  $90^\circ$ . Соответственно, если дается только один угол  $\Phi_E$  для end-fire-системы, то  $\Phi$  в уравнении (41,16) для broadside-системы должно быть заменено через  $\Phi_E - \pi/2$ . Характеристика луча системы равна

$$A_A(\theta, \Phi) = A_K(\theta) A_B\left(\theta, \Phi_E - \frac{\pi}{2}\right) A_E(\theta, \Phi_E), \quad (41,18)$$

Так как  $\cos \Phi_B = \cos(\Phi_E - \pi/2) = \sin \Phi_E$ , то в уравнение (41,16), чтобы его использовать как множитель в общей формуле, применяющей угол  $\Phi_E$ , нужно только вместо  $\cos \Phi_B$  подставить  $\sin \Phi_E$ .

Для идентичных элементов длиной  $\lambda/4$  уравнение (41,18) принимает вид

$$A_A(\theta, \Phi) = \frac{\sin \left[ N_K \frac{\pi}{2} \cos \theta \right] \sin \left( \frac{1}{2} N_B \beta b_B \sin \theta \sin \Phi_E \right)}{\sin \left( \frac{\pi}{2} \cos \theta \right) \sin \left( \frac{1}{2} \beta b_B \sin \theta \sin \Phi_E \right)} \times \\ \times \frac{\sin \left[ \frac{1}{2} N_E \beta b_E (1 - \sin \theta \cos \Phi_E) \right]}{\sin \left[ \frac{1}{2} \beta b_E (1 - \sin \theta \cos \Phi_E) \right]}. \quad (41,19)$$

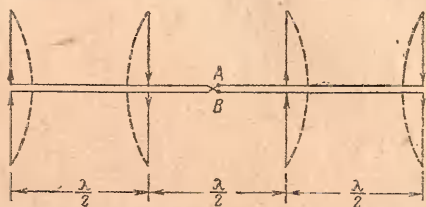
Индексы  $K, B, E$  относятся к системам коллинеарным, broadside и end-fire; индекс  $A$  относится ко всей сложной системе. Величина удаленного поля всей этой сложной системы получается умножением величины, полученной из уравнения (37,10) для одного элемента, на  $A_A(\theta, \Phi)$ .

Задача осуществить возбуждение всех антенн системы так, чтобы относительные амплитуды и фазы токов имели надлежащие значения, отнюдь не является простой с практической точки зрения. Теоретически, конечно, возможно возбуждать все элементы от одного генератора, если предусмотреть индивидуальные линии передач и усилители. Если согласующие секции для каждой антенны подобраны так, что все линии будут нерезонирующими, то относительные фазы их могут быть фиксированы относительными длинами фидеров, а амплитуды могут быть обеспечены с помощью усилителей. Так как большинство систем требует одинаковых токов в отдельных элементах, то усилители не являются необходимыми, если только линии не сильно отличаются по длине. При очень высоких частотах очень трудно обеспечить нужное усиление. Для broadside-системы все нерезонирующие фидеры должны иметь одинаковую длину: для end-fire-системы они должны отличаться по длине на такую же часть волны, на какую часть периода отличаются по фазе токи; к элементам с опережающим током должны подходить укороченные линии. Если применяются коаксиальные фидеры, то их легко свернуть в катушку, если их надлежащая длина, обусловленная необходимостью фазирования, превосходит необходимую физическую длину. Двух- и четырехпроводные разомкнутые линии могут быть зигзагообразными. Практически встречаются затруднения из-за наличия изоляторов, которые всегда уменьшают действительную длину линии по сравнению с ее электрической длиной на величину, трудно определимую и изменяющуюся в зависимости от влажности. Кроме того, могут иметь место заметные антенные токи на наружной поверхности коаксиальной линии или налагающиеся на линейные токи открытой линии. Следовательно, если вся система пере-

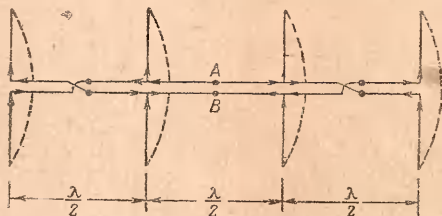


дающих линий не составляет части антенной системы, то необходимы расстраивающие муфты или шлейфы.

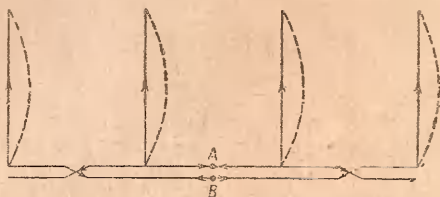
Вместо применения для отдельных антенн индивидуальных нерезонирующих линий можно антенны разместить как нагрузки вдоль резонирующей линии. Это наиболее легко осуществить при расстройке с половной между антеннами с разностью фаз между ними в полпериода (фиг. 41,13) или (при транспозиции линии) с синфазными антеннами (фиг. 41,14). При изгибах, свертывании в катушку или зигзаге полуволновых секций линии расстояние между антеннами может быть уменьшено. Входные зажимы должны находиться в центре и должны быть снабжены согласующим устройством для длинной линии, заканчивающейся соответствующим образом. Одиночные питаемые с конца элементы (подобно двум вертикальным элементам на фиг. 22,5,6) могут быть оборудованы разомкнутой или коаксиальной линией (фиг. 41,15 и 41,16). Заметим, что резонирующая линия, связанная с резонансными антеннами, образует сложную сеть сильно связанных цепей. Все антенны связаны друг с другом и вследствие нагрузки (излучения) обладают низкой добротностью  $Q$  цепей. Секции линии передачи обладают высоким  $Q$ . Системы антенн могут быть построены также и в виде длинной антенны с соответствующим изгибанием или расположением зигзагов; одно из возможных устройств broadside показано на фиг. 41,17. Такое устройство



Фиг. 41,13. Возбуждаемые в центре резонансные антенны double-end-fire. Пунктирными линиями показано приблизительное распределение тока.  $A, B$  — высокоимпедансные зажимы.



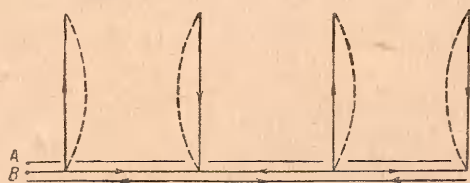
Фиг. 41,14. Возбуждаемые в центре резонансные антенны broadside-системы. Пунктирными линиями показано приблизительное распределение тока.  $A, B$  — высокоимпедансные зажимы.



Фиг. 41,15. Broadside-система из возбуждаемых с концов единиц.

образует сложную сеть сильно связанных цепей. Все антенны связаны друг с другом и вследствие нагрузки (излучения) обладают низкой добротностью  $Q$  цепей. Секции линии передачи обладают высоким  $Q$ . Системы антенн могут быть построены также и в виде длинной антенны с соответствующим изгибанием или расположением зигзагов; одно из возможных устройств broadside показано на фиг. 41,17. Такое устройство

известно под названием Брюсе (Брюс)-системы. Распределение тока в этом случае не остается таким же, каким оно было бы при прямолинейном проводе, так как силы, действующие на заряды в отдельных частях провода, изменились.

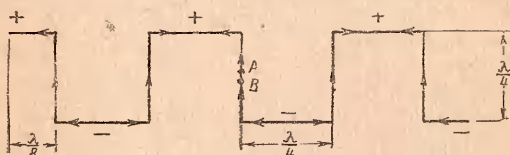


Фиг. 41,16. Double-end-fire-система антенн, возбуждаемых коаксиальной линией с концов. (Broadside-система получена пропуском каждой второй единицы и свертыванием линии таким образом, чтобы остающиеся единицы отстояли бы друг от друга на  $\lambda/2$ ).

Очень грубое приближение при достаточно тонких проводах дается уравнением (8,3) при  $z$  и  $h$ , измеряемых вдоль всего провода. Если ряд является длинным, то имеет место очень большая компонента тока, соответствующая  $I'_z$  в уравнении (9,1), даже в случае применения самого тонкого провода.

Соответственно с этим и удаленное поле, рассчитанное в предположении синусоидального тока, будет только грубо приближенно. Основная часть поля создается токами в вертикальных элементах фиг. 41,17; токи в горизонтальных элементах малы и противоположны по направлению в половинах каждого элемента.

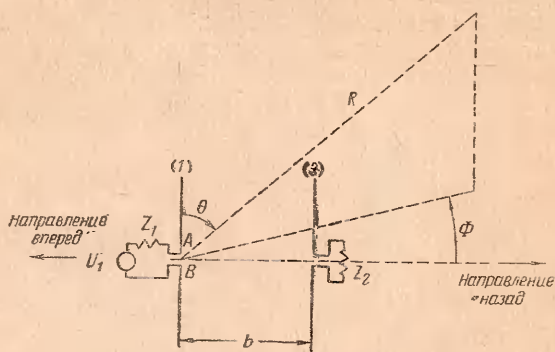
**42. Удаленное поле ряда параллельных антенн с косвенно возбуждаемыми (пассивными) элементами. Рефлекторы.** Описанные в предыдущих разделах системы параллельных антенн



Фиг. 41,17. Broadside (Bruce)-система из пяти вертикальных единиц, каждая длиной  $\lambda/4$ . Максимальные токи — в центрах вертикальных элементов. Положение максимума заряда — на четверть периода после максимума направленного вверх тока — указано (+) и (-).  $A, B$  — низкоимпедансные зажимы.

целиком состоит из элементов, возбуждаемых таким образом, что каждый из них подключен к генератору или непосредственно или через передающую линию. В таких системах как амплитуда, так и фаза входного тока в каждой единице устанавливается нужной величины индивидуально. Соответствующим подбором относительных амплитуд и фаз отдельных единиц, а также и расстояний между ними, можно получить диаграммы поля различной направленности.

В косвенно возбуждаемых системах антенны генератором возбуждается непосредственно только одна из антенн и вся мощность подводится к ней. Все остальные антенны не имеют генератора и имеют минимальную нагрузку. Они расположены достаточно близко к возбуждаемой единице и друг к другу, чтобы силы, индуктирующие в них токи, были велики. Удаленное поле обуславливается всеми токами как в непосредственно, так и косвенно возбуждаемых (пассивных) единицах. Так как расстояние между антеннами в системе не настолько мало, чтобы удовлетворить условию ближней зоны, и не настолько велико, чтобы они находились друг относительно друга в удаленной зоне, то между ними имеет место общая



Фиг. 42,1. Возбуждаемая в центре антенна (1) с параллельной пассивной антенной (2).

электромагнитная связь. Так как относительные амплитуды и фазы токов в косвенно возбуждаемых элементах не могут изменяться индивидуально в каждом элементе регулировкой возбуждающего напряжения, как ток в единицах непосредственно возбуждаемой системы, то разновидность пригодных диаграмм удаленного поля в данном случае гораздо более ограничена, если только не применять для регулировки других средств.

Если все антенны в системе имеют одинаковую длину и если косвенно возбуждаемые элементы состоят только из прямолинейных проводников, то переменным является только расстояние. Амплитуды и фазы токов целиком определяются расстоянием и относительным расположением элементов. Если, с другой стороны, длина пассивных элементов может регулироваться или если они снабжены в их центрах переменными реактансами, то получается добавочный параметр, пригодный для регулировки фаз токов. Подбором расстояния или длины или настройки реактанса (который при очень высоких частотах может состоять из короткой секции линии

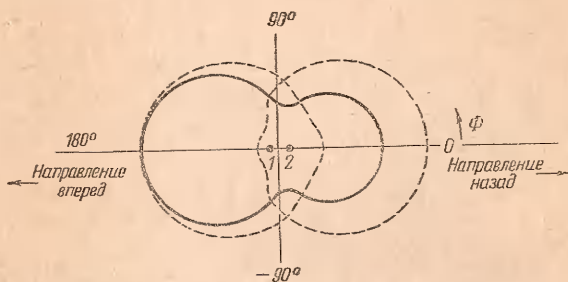
переменной длины) можно получить разнообразные диаграммы направленного поля.

Одиночная косвенно возбуждаемая антенна, параллельная возбуждающей антенне (фиг. 42,1), может быть анализирована с помощью уравнений (18,5) и (18,6) для двух связанных антенн:

$$U_1 = I_{01}Z_{11} + I_{02}Z_{12}, \quad (42,1)$$

$$0 = I_{01}Z_{21} + I_{02}Z_{22}, \quad (42,2)$$

где  $Z_{11} = Z_1 + Z_{s1}$ ,  $Z_{22} = Z_2 + Z_{s2}$ ,  $Z_{s1}$  и  $Z_{s2}$  — входные собственные импедансы прямо и косвенно возбуждаемых антенн при действительных распределениях тока;  $Z_{12}$  и  $Z_{21}$  соответствующие взаимные импедансы, равные между собой, если антенны помещены в среду с постоянными  $\mu$  и  $\epsilon$ , как



Фиг. 42,2 Диаграмма возможного „горизонтального“ поля возбуждаемой антенны с одиночной пассивной антенной. Обе антенны предполагаются бесконечно тонкими.

сплошная линия — теоретическая горизонтальная диаграмма для антенны 1 возбуждаемой и антенны 2 пассивной; длинный пунктир — пассивная антенна 2 используется как директор; короткий пунктир — пассивная антенна 1 используется как рефлектор.

это обычно и имеет место. Если предположить, что обе антенны имеют одинаковый радиус и длину, то

$$Z_{s1} = Z_{s2} \quad (42,3)$$

и они определяются из кривых фиг. 19,2 — 19,5; при бесконечно тонких антеннах  $Z_{s1} = Z_0$  и  $Z_{12}$  при  $h = \lambda/4$  определяется по кривым фиг. 19,1. Решая уравнение (42,2) для тока в центре пассивной антенны, имеем:

$$\bar{I}_{02} = -\bar{I}_{01} \frac{Z_{21}}{Z_{22}} = -\bar{I}_{01} \frac{|Z_{21}|}{|Z_{22}|} e^{-j(\theta_{22} - \theta_{21})} \quad (42,4)$$

где  $\theta_{22} = \arctg \frac{X_{22}}{R_{22}}$  и  $\theta_{21} = \arctg \frac{X_{21}}{R_{21}}$ . (42,5)



Используя обозначения уравнения (41,2), находим:

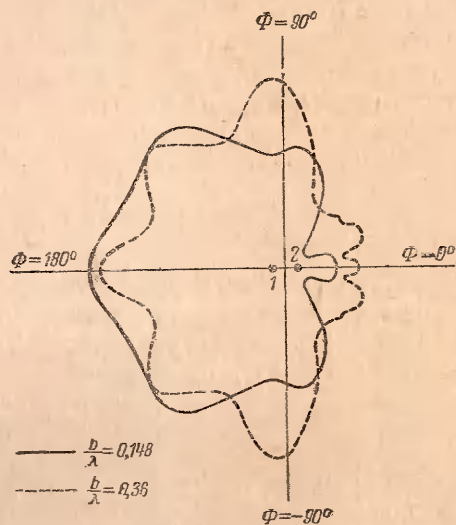
$$k = -\frac{|Z_{21}|}{|Z_{22}|}, \quad \delta = \theta_{22} - \theta_{21}. \quad (42,6)$$

Удаленное поле двух параллельных антенн определяем по уравнению (41,2), используя уравнение (42,5) и функцию  $F(\theta)$ , определяемую уравнением (37,7). Таким образом получаем:

$$\bar{E}_\theta = j \frac{60 \bar{I}_{01}}{R} F(\theta) e^{-j\beta R} \left[ 1 - \frac{|Z_{12}|}{|Z_{22}|} e^{-j(\theta_{22} - \theta_{21} - \beta b \sin \theta \cos \Phi)} \right]. \quad (42,7)$$

Уравнение (42,7) дает приближенное общее выражение для удаленного поля непосредственно возбуждаемой в центре антенны, находящейся на расстоянии  $b$  от параллельной пассивной антенны. Оно приближенно потому, что  $F(\theta)$  в точности применимо только к бесконечно тонкой антенне. Множитель „горизонтального“ поля определяется условием  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . На

фиг. 42,2 приведены три типичных, определенных теоретически, диаграммы для бесконечно тонких антенн с  $h = \lambda/4$ . Возможно и много других типов диаграмм. Две экспериментально определенных горизонтальных диаграммы для толстых антенн с  $h = \lambda/4$  показаны на фиг. 42,3. Диаграмма „вертикального“ поля в „прямом“ направлении, т. е.



Фиг. 42,3. Экспериментальная диаграмма „горизонтального“ поля возбуждаемой антенны 1 с одиночной параллельной пассивной антенной 2. Для обеих антенн  $h = \lambda/4$ .

от пассивной к возбуждающей антенне, получится, если положить  $\Phi = \pi$  или  $180^\circ$ . Диаграмма „вертикального“ поля в „обратном“ направлении, т. е. от возбуждающей к пассивной антенне, получится, если положить  $\Phi = 0$ . Практически обычно важно увеличивать отношение прямого поля к обратному или отношение обратного поля к прямому. Если отношение прямого поля к обратному возрастает, пассивная антенна называется рефлектором; если возрастает отношение обратного поля к прямому, пассивная антенна называется директором.

Поле в прямом направлении ( $\Phi = \pi$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2}$ ) равно

$$\bar{\mathcal{E}}_0 = j \frac{60 \bar{I}_{01}}{R} e^{-j\beta R} \left[ 1 - \frac{|Z_{12}|}{|Z_{22}|} e^{-j(\theta_{22} - \theta_{21} + \beta b)} \right] \quad (42,8)$$

Поле в обратном направлении ( $\Phi = 0$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2}$ ) равно

$$\bar{\mathcal{E}}_0 = j \frac{60 \bar{I}_{01}}{R} e^{-j\beta R} \left[ 1 - \frac{|Z_{12}|}{|Z_{22}|} e^{-j(\theta_{22} - \theta_{21} - \beta b)} \right] \quad (42,9)$$

Так как в эти выражения входит несколько параметров и несколько переменных, то эти выражения можно численно увеличить разными способами при одном или нескольких постоянных параметрах. Самое обычное переменное — это расстояние  $b$ . Так как входной импеданс непосредственно возбуждаемой антенны изменяется с изменением расстояния  $b$ , то входной ток  $\bar{I}_{01}$  сам по себе также является функцией расстояния при постоянной мощности  $P_1$ , подводимой к возбуждаемой антенне, а следовательно, и ко всей системе. Таким образом,

$$|\bar{I}_{01}| = \sqrt{\frac{2P_1}{R_{AB}}}, \quad (42,10)$$

где  $R_{AB}$  — входное сопротивление возбужденной антенны в присутствии пассивной антенны; оно определяется уравнением (18,12). Если уравнение (42,10) подставить в величину уравнения (42,7), то

$$|\bar{\mathcal{E}}_0| = \frac{60 F(\theta)}{R} \times \\ \times \left\{ \frac{2P_1}{R_{AB}} \left[ 1 + \frac{|Z_{12}|^2}{|Z_{22}|^2} - 2 \frac{|Z_{12}|}{|Z_{22}|} \cos(\theta_{22} - \theta_{21} - \beta b \sin \theta \cos \Phi) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (42,11)$$

Соответствующее выражение для величины поля, вызванного только одной возбуждаемой изолированной антенной, питаемой той же самой мощностью, будет равно

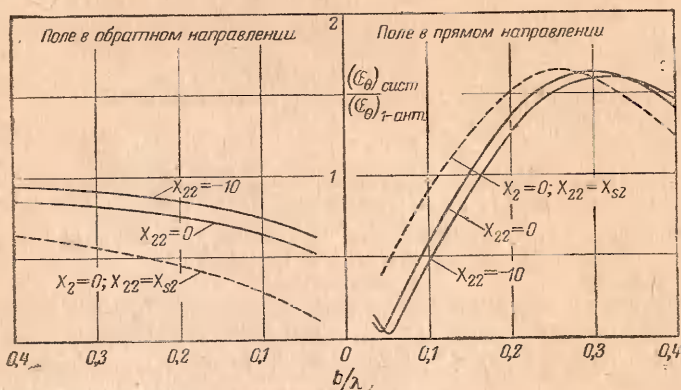
$$|\bar{\mathcal{E}}_0|_{\text{ант}} = \frac{60 F(\theta)}{R} \sqrt{\frac{2P_1}{R_0}}, \quad (42,12)$$

где  $R_0$  — собственное сопротивление изолированной антенны. Отношение уравнения (42,11) к уравнению (42,12) равно

$$\frac{|\bar{\mathcal{E}}_0 \text{ сист}}{|\bar{\mathcal{E}}_0 \text{ ант}} = \\ = \left\{ \frac{R_0}{R_{AB}} \left[ 1 + \frac{|Z_{12}|^2}{|Z_{22}|^2} - 2 \frac{|Z_{12}|}{|Z_{22}|} \cos(\theta_{22} - \theta_{21} - \beta b \sin \theta \cos \Phi) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (42,13)$$

В срединной плоскости  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , в прямом направлении  $\Phi = \pi$ , в обратном направлении  $\Phi = 0$ . Отношение прямого поля к обратному равно

$$\frac{|\mathcal{E}_\theta(\Phi=\pi)|}{|\mathcal{E}_\theta(\Phi=0)|} = \left[ \frac{1 + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right|^2 - 2 \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| \cos(\theta_{22} - \theta_{21} - \beta b)}{1 + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right|^2 - 2 \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| \cos(\theta_{22} - \theta_{21} - \beta b)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (42,14)$$

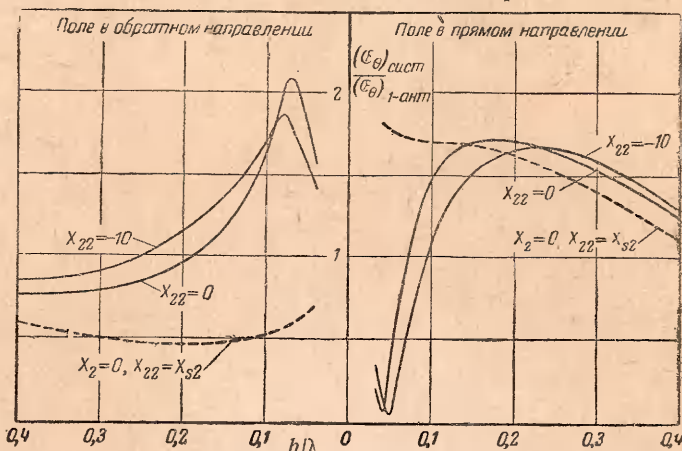


Фиг. 42,4а. Расчетное отношение  $b/\lambda$  величины поля удаленной зоны пассивного ряда из двух антенн к полю одиночной антенны с постоянным током в возбуждаемой единице. Для каждой единицы  $h = \lambda/4$ ;  $\Omega = 20$ .

Это отношение не зависит от подводимой мощности или тока в возбуждаемой антенне. Для тонких антенн с  $h = \lambda/4$  максимум прямого поля при постоянной мощности в возбуждаемой антенне получается при  $b \approx 0,15\lambda$  и  $X_{22} \approx +10$  ом. Максимум прямого поля при постоянном токе в возбуждаемой антенне получается при  $b$  между  $0,25\lambda$  и  $0,3\lambda$  и  $|X_{22}|$  малом. Максимум обратного поля при постоянной мощности получается при  $b$  между  $0,05\lambda$  и  $0,1\lambda$  и  $X_{22}$  между 0 и  $-10$  ом. В обратном поле при постоянном токе в возбуждаемой антенне при малых расстояниях максимума не получается. Прямое и обратное поля при постоянном токе и при постоянной мощности в возбужденной антенне, вычисленные для двух антенн (у каждой половина длины  $h = \lambda/4$ ) с  $\Omega = 20$  показаны на фиг. 42,4 а и б. Кривые отношения прямого поля к обратному показаны на фиг. 42,5.

Так как реактанс  $X_{22} = X_{s2} + X_2$  цепи пассивной антенны с ее настраивающимся реактансом несколько отличается от нуля при максимуме отношения прямого поля к обратному или обратного к прямому, то необходимые действительные значения легко получаются без внешнего настраивающегося

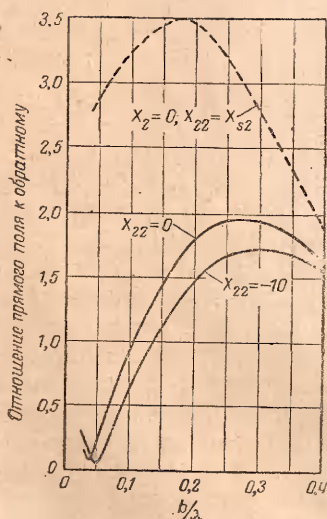
реактанса, т. е. с  $X_2=0$ , путем подбора длины пассивной антенны. Хотя взаимный импеданс, даже при незначительных



Фиг. 42,4б. То же, что и 42,4а, но с постоянной мощностью в возбуждаемой единице.

изменениях в длине, значительно изменяется по сравнению с импедансом при  $h=\lambda/4$ , то импедансы, приведенные на фиг. 19,1—19,5, здесь не приложимы, но все же можно, конечно

только качественно, сделать следующие выводы. Пассивная антенна, используемая в качестве рефлектора для увеличения прямого поля путем изменения длины и расстояния (без применения вспомогательного настраивающегося реактанса) должна иметь половину длины  $h$ , несколько большую, чем собственная резонансная половина длины, получаемая из фиг. 10,14, но обыкновенно меньше, чем  $\lambda/4$ . У пассивной антенны, используемой таким же образом в качестве директора для увеличения обратного излучения, половина длины  $h$  должна быть несколько короче, чем собственная резонансная половина длины, и, следовательно, значительно короче, чем  $\lambda/4$ , для всех практических случаев, включающих и антенны небольшой толщины.

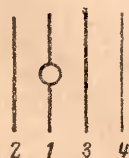


Фиг. 42,5. Отношение прямого поля к обратному для возбуждаемой антенны с одной пассивной антенной. Для каждой единицы  $h=\lambda/4$ ;  $\Omega=20$ .



Одиночный ряд пассивных рефлекторов часто применяется с broadside-системой возбуждаемых антенн (рефлектор позади каждой возбуждаемой антенны), для того чтобы сделать систему однонаправленной.

«Горизонтальная» направленность возбужденной антенны с одиночным пассивным директором или рефлектором может быть значительно увеличена одновременным применением и директора и рефлектора или нескольких директоров и рефлекторов. Они могут быть расположены в одну линию, как на фиг. 42,6; рефлекторы могут быть расположены по поверхности слегка сжатого параболического цилиндра с возбуждаемой антенной вблизи его фокуса (фиг. 42,7,а); вместо параллельных пассивных антенн может быть также использован и параболический металлический лист (фиг. 42,7,б). Такое устройство грубо соответствует однонаправленной broadside-системе с длиной, равной ширине отверстия параболы. Парабола должна быть слегка сжатой, для того чтобы уже на небольшом расстоянии впереди системы рефлекторов получилось электромагнитное поле с плоской поверхностью постоянной фазы, так как возбуждаемая антенна помещается слишком близко ко всем частям параболы и ее расширяющаяся эллипсоидальная поверхность постоянной фазы не успевает обратиться в сферическую форму и приобрести фазовую скорость  $v_0$ . Это показано на фиг. 35,3. Если парабола сделана достаточно большой, так что расстояние от фокуса до ближайшей части отражающей системы настолько велико, что поверхности постоянной фазы, расходящиеся от возбуждаемого элемента, практически станут уже сферическими, то отражающую параболу сжимать не нужно и возбуждающая антенна может быть расположена в фокусе параболы. Это ясно из рассмотрения фиг. 35,3, где приблизительно сферические эквифазовые поверхности получаются даже на таких коротких расстояниях от центра полуволнового диполя как  $\lambda/2$  — расстоянии, далеко не соответствующем удаленной зоне.



Фиг. 42,6. Боковой вид возбуждаемой антенны 1 с одним рефлектором 2 и двумя директорами 3, 4 при максимуме поля вправо. Если не применяются настраивающие реактансы, антенна 2 должна быть длиннее, 3, 4 короче, чем антенна 1.



Фиг. 42,7. Разрез по ряду, состоящему из возбуждаемой антенны. а — с пассивными антеннами, размещенными по слегка приплюсненной параболе; б — приплюсненный параболический цилиндр из металлического листа.

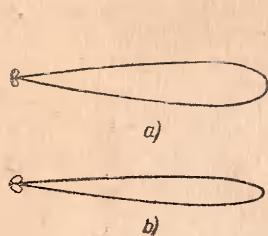
Для волн, длина которых превышает несколько метров, такая большая цилиндрическая парабола неудобна, и должны поэтому применяться относительно меньшие параболы. Они могут быть или сжатыми, или в случае системы фиг. 42,7,а можно фазы токов в наружных элементах установить или изменением их длины или применением настраивающихся реактансов. Для некоторых целей имеют преимущество более плоские или глубокие устройства, которые вблизи антенны не обеспечивают плоских поверхностей постоянной фазы.

Вертикальная направленность какой-нибудь косвенно возбуждаемой системы параллельных элементов может быть увеличена группировкой нескольких идентичных систем, располагая их коллинеарными рядами.

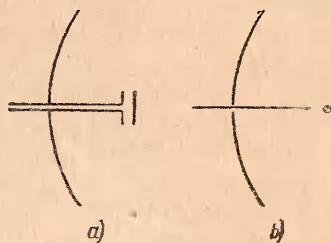
Можно получить большую направленность в горизонтальной и вертикальной плоскостях, если применить вместо цилиндрической параболы металлический параболоидальный рефлектор (параболоид вращения). Для эффективной работы диаметр параболоида должен приближаться примерно к 10 длинам волн и, следовательно, будет непрактичен для применения за исключением только очень высоких частот. (Длина цилиндрической параболы должна равняться только половине длины волны). Возбуждаемая антенна помещается в оптимальной точке параболоида; она отличается только немного от оптического фокуса, если фокальное расстояние параболоида значительно больше, чем длина полуволны. Диаграмма экспериментально определенного поля показана на фиг. 42,8. Добавочный пассивный рефлектор перед возбуждаемой антенной, расположенный так, что он уменьшает прямое непосредственное поле возбуждаемой антенны, увеличивает направленность еще больше. Такой рефлектор может состоять из прямого провода, более длинного, чем собственная резонансная длина (для этой частоты), и расположенного параллельно возбуждаемой антенне на расстоянии примерно  $0,15 \lambda$  (фиг. 42,9), или может состоять из меньшего параболоида, повернутого в сторону большего.

Удаленное поле устройства, подобного устройству на фиг. 42,9, является следствием почти исключительно тока, проходящего в поверхностном слое на внутренней стороне параболоида. Если параболоид вытянут настолько, что ось антенны будет пересекать его в двух точках, то ток в этих точках, вызванный полем антенны, равен нулю, так как магнитное поле от антенны здесь исчезает. Если предположить, что эти точки являются центрами максимальной плотности зарядов противоположного знака, то поверхностный ток можно представить идущим от одной из этих точек к другой с максимальной амплитудой на эквидистантной для обеих точек линии. Этот ток движется в основном вверх и вниз (если антенна вертикальна, как на фиг. 42,9,а), и его эффект на удаленную

точку напоминает эффект параллельного ряда вертикальных антенн. Если рефлектор будет совершенно параболическим и достаточно большим по сравнению с длиной волны, то все токи в эквивалентной системе антенн будут в фазе, и поверхности постоянной фазы электромагнитного поля тотчас же вне рефлектора будут плоскими. Если, с другой стороны, рефлектор будет более плоским, то токи в средних единицах эквивалентной системы антенн будут опережать по фазе ток в других единицах, благодаря чему поверхность постоянной фазы сейчас же за рефлектором будет выпуклой наружу. Если



Фиг. 42,8. Диаграмма „вертикального“ (а) и „горизонтального“ (b) поля возбуждаемой антенны с параболидальным рефлектором.



Фиг. 42,9.

а—разрез по параболидальному рефлектору из металлического листа с возбуждаемой вертикальной антенной, расположенной вблизи фокуса, и одной пассивной антенны в качестве рефлектора; б—сечение с горизонтальной антенной.

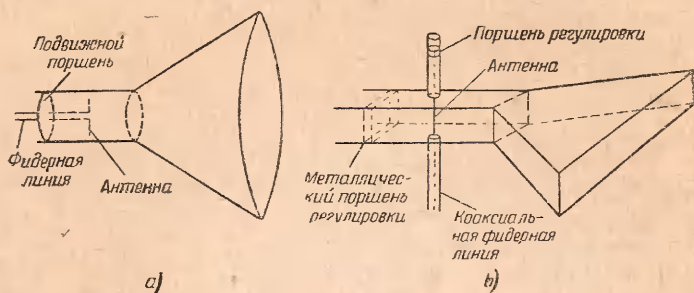
рефлектор сделать более вогнутым, чем парабола, то эквивалентный ряд антенн будет иметь в центральных единицах отстающий ток, так как поверхность постоянной фазы должна быть вогнутой снаружи. Таким образом, подбором кривизны рефлектора можно менять форму диаграммы и относительные величины меньших лепестков.

Металлические рефлекторы могут быть и другой формы, чем цилиндрическая парабола и параболоиды, и поверхностный ток или заряды, разделенные заметной частью длины волны, могут вызываться другими методами, а не только антенной, расположенной впереди рефлектора. Антенна может быть расположена, например, внутри раструба конического и рупорного рефлектора, так называемого электромагнитного рупора (фиг. 42,10,а), если только диаметр этого раструба не очень мал (это детально рассмотрено в главе третьей). При соответствующем выборе положения антенны и поршня позади ее можно получить на внутренних стенках рупорного рефлектора и его раструба большие резонансные токи. Эти токи имеют на боковых стенках рупора большие компоненты, параллельные антенне, и создают концентрацию переменных положительных и отрицательных



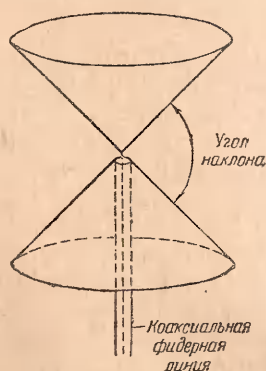
зарядов на верхних и нижних гранях рупора (фиг. 42,10,*a*). Если эти заряды раздвинуть на расстояние, составляющее заметную часть длины волны, то создается в одном направлении удаленное поле, похожее на поле ряда синфазных антенн.

Второй метод возбуждения антенны с рефлектором и рупором прямоугольного, а не кругового поперечного сечения



Фиг. 42,10. Электромагнитные рупоры.

показан на фиг. 42,10,*b*. Какова бы ни была форма рупора и его раструба, удаленное поле всегда является прежде всего следствием распределений по рупору тока и заряда. Здесь может быть некоторый ток на наружной поверхности позади отверстия рупора. Но этот ток не будет большим, если только на наружной стороне отсутствуют условия резонанса, появляющиеся в результате неудачного выбора размеров.



Фиг. 42,11 Двухконусный рупор.

Применяется также антенна, показанная на фиг. 42,11. Ширина ее характеристики может регулироваться с помощью изгиба и отворота назад внешнего проводника коаксиальной линии и растягивания внутреннего проводника в конус, размеры которого должны составлять значительную часть длины волны. Такое устройство называется двухконусным рупором. Если угол наклона поверхностей будет большим, то характеристика рупора несколько напоминает характеристику толстой антенны, возбужденной в центре. При малых углах наклона диаграмма поля похожа на диаграмму от ряда синфазных антенн, расположенных по кругу.

**43. Теорема взаимности Рэлея-Карсона.** Удаленное поле какой-нибудь системы, состоящей из одной возбуждаемой



непосредственно антенны и некоторого числа параллельных косвенно возбуждаемых антенн, может быть определено экспериментально таким перемещением приемника, чтобы его приемная антенна (которая предполагается нагруженной в центре и симметричной) была всегда касательной к меридиану большой сферы, описанной вокруг передающей системы как центра. „Вертикальная“ ось системы совпадает с радиусом при  $\theta = 0$ . Ток  $I''_1$  в нагрузке приемника пропорционален и, следовательно, является мерой электрического поля, вызванного передатчиком, когда он возбуждается э. д. с.  $E''_2$  в какой-нибудь точке  $\theta, \Phi$  сферы, и поэтому этот ток может быть использован для определения свойств направленности системы.

Пусть нагрузка в приемнике заменена генератором с таким же импедансом, как и нагрузка, и дающим э. д. с.  $E''_2$ . Пусть, далее, генератор одиночной непосредственно возбуждаемой антенны, входящей в передающую систему, заменен нагрузкой с таким же импедансом, как и у генератора. Ток в нагрузке  $I_2$ . Таким способом фиксированная передающая система может быть трансформирована в идентичную приемную систему, в то время как передвижной приемник может быть превращен в подобный же передвижной передатчик. Теорема Рэлея-Карсона о взаимности устанавливает следующее положение: если э. д. с.  $E'_1$  в системе 1 вызывает ток  $I'_2$  в системе 2 и если э. д. с.  $E''_2$  в системе 2 вызывает ток  $I''_1$  в системе 1, то имеет место следующее соотношение:

$$\frac{E'_1}{I'_2} = \frac{E''_2}{I''_1} \quad \text{или} \quad I''_1 E'_1 = I'_2 E''_2. \quad (43,1)$$

В частности, если в обоих случаях к передатчикам приложены одинаковые э. д. с., т. е.  $E'_1 = E''_2$ , то и токи в нагрузках получаются одинаковыми, т. е.  $I''_1 = I'_2$ , если только передвижная антенна находится в одном и том же положении относительно фиксированной системы. Следовательно, свойства направленности фиксированной системы одинаковы независимо от того, используется ли она как приемник или как передатчик. Соответственно свойства направленности, включая и величину тока в нагрузке приемной системы, могут быть легко выведены из свойств направленности (измеренных или рассчитанных) той же системы, используемой в качестве передатчика с нагрузкой, замененной генератором с таким же импедансом, как и нагрузка. Отсюда можно заключить, что параллельные директоры и рефлекторы, цилиндрические параболические рефлекторы, параболоиды и электромагнитные рупоры (раздел 42) одинаково пригодны и могут быть равным образом использованы и в качестве остро направленных приемников.

Используемая в качестве приемника однонаправленная система строго отвечает только на сигналы данного направления; используемая же в качестве передатчика та же система создает сильное электрическое поле только в этом же направлении.

В качестве специального примера применения теоремы взаимности рассмотрим свойства направленности как передатчика и как приемника системы, обозначенной цифрой 2, состоящей из симметричной центрально возбуждаемой или центрально нагруженной антенны с одной параллельной пассивной антенной. Одиночную центрально нагруженную или центрально возбуждаемую антенну обозначим цифрой 1. Когда она используется в качестве передатчика, пассивный ряд 2 возбуждается генератором с э. д. с.  $E''_2$ ; результирующий ток в нагрузке  $Z_{н1}$  антенны 1, используемой в качестве приемника в дальней зоне, равен  $I''_1$ . Когда генератор и нагрузка поменяются местами, э. д. с.  $E'_1$  в одиночной антенне вызовет ток  $I'_2$  в нагрузке  $Z_{н2}$  антенны 2, используемой в качестве приемника. Так как каждая система обладает одинаковым импедансом в цепи, независимо от того, используется ли она в качестве передатчика или в качестве приемника, то можно предположить, что импеданс генератора  $Z_2$  такой же, как и импеданс нагрузки  $Z_{н1}$ , так что

$$Z_{21} = Z_{22} = Z_{н1} = Z_{н2} = Z_{н1}. \quad (43,2)$$

Если эффективная длина антенны 1, используемой в качестве приемника, параллельного электрическому полю  $\bar{E}''_2$  в удаленной зоне, вызванному антенной 2, равна  $2h_{21}$ , то ток в нагрузке с э. д. с.  $E''_2$ , приложенной к системе 2, равен

$$\bar{I}''_1 = \frac{2h_{21}\bar{E}''_2}{Z_0 + Z_{н1}}, \quad (43,3)$$

где  $Z_0$  — собственный импеданс одиночной изолированной антенны [Чтобы получить уравнение (43,3), нужно в уравнение (31,1) подставить уравнения (31,2) и (31,6).] Электрическое поле  $\bar{E}''_2$  удаленной зоны, вызванное системой 2, определяется уравнением (42,7) (индекс  $\theta$  опущен), т. е.

$$\bar{E}''_2 = \frac{j 60 \bar{E}''_2}{Z_{AB} + Z_{н1}} F_2(\theta) \frac{e^{-j\beta R}}{R} \left[ 1 - \frac{|Z_{12}|}{|Z_{22}|} e^{-j(\theta_{22} - \theta_{21} - \beta b \sin \theta \cos \Phi)} \right], \quad (43,4)$$

где  $Z_{AB}$  — входной импеданс возбуждаемой антенны системы 2 при наличии пассивной антенны, как это указано в разделе 18. Для получения уравнения (43,4) из уравнения (42,7) сделана подстановка

$$\bar{I}''_2 = \frac{\bar{E}''_2}{Z_{AB} + Z_{н1}}. \quad (43,5)$$

Подставляя в уравнение (43,3) уравнение (43,4), получим:

$$\bar{I}'_1 = \bar{E}''_2 \frac{j 120 h_{e1} F_2(\theta)}{(Z_0 + Z_H)(Z_{AB} + Z_H)} \frac{e^{-j\beta R}}{R} \times \\ \times \left[ 1 - \frac{|Z_{12}|}{|Z_{22}|} e^{-j(\theta_{22} - \theta_{21} - \beta b \sin \theta \cos \Phi)} \right]. \quad (43,6)$$

Если к обеим антеннам приложить при возбуждении одну и ту же э. д. с., т. е.

$$\bar{E}_1 = \bar{E}_2, \quad (43,7)$$

то на основании теоремы взаимности можно написать

$$\bar{I}'_2 = \bar{I}''_1, \quad (43,8)$$

где  $\bar{I}''_1$  определяется уравнением (43,6).

Если в каждом случае и при всех ориентациях и расстояниях к возбуждаемой антенне подводится одна и та же мощность, то приложенное напряжение не будет оставаться одним и тем же, и тогда, следовательно, необходимо использовать теорему взаимности в более общей форме (уравнение 43,1). Приложенные э. д. с.  $\bar{E}'_1$  и  $\bar{E}'_2$  могут быть выражены через постоянную мощность и импеданс цепи.

Так как

$$P = \frac{1}{2} \left| \frac{\bar{E}'_2}{Z_{AB} + Z_H} \right|^2 R_{AB} = \frac{1}{2} \left| \frac{\bar{E}'_1}{Z_0 + Z_H} \right|^2 R_0, \quad (43,9)$$

то

$$|\bar{E}''| = |Z_{AB} + Z_H| \sqrt{\frac{2P}{R_{AB}}}, \quad (43,10)$$

$$|\bar{E}'_1| = |Z_0 + Z_H| \sqrt{\frac{2P}{R_0}}. \quad (43,11)$$

[Уравнение (43,11) получается, если в уравнение (43,4) подставить уравнение (43,10)].

После подстановки уравнений (43,10) и (43,11) в уравнение (43,1), написанное для абсолютных величин, т. е. в уравнение

$$|\bar{I}''_1| |\bar{E}'_1| = |\bar{I}'_2| |\bar{E}''_2|, \quad (43,12)$$

и решения его относительно  $|\bar{I}'_2|$  найдем;

$$|\bar{I}'_2| = |\bar{I}''_1| \left| \frac{Z_0 + Z_H}{Z_{AB} + Z_H} \right| \sqrt{\frac{R_{AB}}{R_0}}. \quad (43,13)$$

Если в уравнение (43,13) подставить уравнения (43,6) и (43,10), найдем:

$$|\bar{I}'_2| = \frac{120 h_{21} F_2(\theta)}{R |Z_{AB} + Z_n|} \times \\ \times \left\{ \frac{2P}{R_0} \left[ 1 + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right|^2 - 2 \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| \cos(\theta_{22} - \theta_{12} - \beta b \sin \theta \cos \Phi) \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (43,14)$$

Если всегда поддерживается согласование, так что

$$Z_n = Z_{AB}^* \text{ или } R_n = R_{AB} \text{ и } X_n = -X_{AB}, \quad (43,15)$$

то мощность в нагрузке  $Z_n$  пассивной системы 2, используемой в качестве приемника, определяется уравнением

$$P_n = \frac{1}{2} |\bar{I}'_2|^2 R_n = \frac{h_{21}^2}{R_0} \left( \frac{60 F_2(\theta)}{R} \right)^2 \left( \frac{P_0}{R_{AB}} \right) \times \\ \times \left[ 1 + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right|^2 - 2 \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| \cos(\theta_{22} - \theta_{21} - \beta b \sin \theta \cos \Phi) \right]. \quad (43,16)$$

Оно отличается от выражения для  $|\mathcal{E}_\theta|^2$ , полученного из уравнения (42,11), только постоянным множителем  $h_{21}^2/R_0$ . Это подтверждает—при специальных условиях уравнения (43,14)—общее положение о взаимности, именно, что диаграмма направленности  $|\mathcal{E}_\theta|^2$  для возбуждаемой системы 2 при постоянной мощности та же, что и выраженная через подводимую к нагрузке мощность диаграмма направленности этой же системы, используемой в качестве приемника. В частности кривые фиг. 42,4, *в* показывающие значение  $\mathcal{E}_\theta$  при постоянной мощности, дают правильное изменение  $\sqrt{P_n}$ , если эта же самая система используется для приема с нагрузкой, согласованной для каждого расстояния.

**44. Вектор Умова-Пойнтинга и эффективное поперечное сечение.** В общей части раздела 1 было отмечено, что ввиду сложности общего закона действия сил между движущимися зарядами в широко разнесенных проводниках, при расчете этих сил удобно пользоваться понятием «электромагнитное поле». Это понятие находит, например, специальное применение для определения в приемнике тока (или в более общей форме — сил, вызывающих отклонение стрелки амперметра) с помощью электрического поля, параллельного приемной антенне. Так как электромагнитное поле определяется во всех точках пространства непосредственно распределением движущихся зарядов в передающей и приемной антеннах, то перенос мощности от передающей антенны к антенне приемной или вообще в окружающее пространство математически можно выразить непосредственно с помощью электромагнит-



ного поля, вызванного токами передающей и приемной антенн. Действительно, количество энергии возможно выразить через электромагнитные векторы и по ним определить полный перенос энергии. Можно показать, что действительная часть интеграла по любой поверхности, полностью охватывающей передающую антенну, взятого по компоненте комплексного вектора  $\mathfrak{E}$ , перпендикулярной к этой поверхности, является мерой средней по времени мощности, переносимой от возбуждаемой антенны к антеннам вне поверхности и ко всему внешнему пространству (или, наоборот, от антенн и окружающего пространства к антенне внутри поверхности, если она является приемной антенной). Вектор  $\mathfrak{E}$  называется комплексным вектором Умова-Пойнтинга. Он всегда направлен перпендикулярно к плоскости, содержащей электрический и магнитный векторы, и в направлении движения винта с правой нарезкой при вращении его от  $\mathfrak{E}$  к  $\mathfrak{H}$  по самой короткой дуге. Комплексная величина этого вектора равна

$$\mathfrak{E} (вт/м^2) = \frac{1}{2} \mathfrak{E} \mathfrak{H}^* \sin \varphi, \quad (44,1)$$

где  $\mathfrak{H}^*$  — комплекс, сопряженный  $\mathfrak{H}$ , а  $\varphi$  — угол в пространстве между векторами  $\mathfrak{E}$  и  $\mathfrak{H}$ . Если замкнутая поверхность представляет большую сферу удаленной зоны вокруг возбужденной антенны, когда  $\mathfrak{E}$  и  $\mathfrak{H}$  имеют только составляющие  $\mathfrak{E}_\theta$  и  $\mathfrak{H}_\phi$ , взаимно перпендикулярные и в фазе и отличающиеся по величине только коэффициентом  $\mathfrak{N}_0$ , то вектор  $\mathfrak{E}$  действителен и направлен радиально вовне. Его величина  $\mathfrak{E}_R$  определяется выражением

$$\mathfrak{E}_R (вт/м^2) = \frac{1}{2} \overline{\mathfrak{E}_\theta} \overline{\mathfrak{H}_\phi} = \frac{\mathfrak{E}_\theta^2}{2\mathfrak{N}_0} = \frac{\mathfrak{E}_\theta^2}{\mathfrak{N}_0}. \quad (44,2)$$

Средняя излученная мощность (переносимая движущимися внутри сферы зарядами к зарядам на внешней стороне ее) равна

$$P (вт) = \int \mathfrak{E}_R d\sigma, \quad (44,3)$$

где  $d\sigma$  — элемент сферической поверхности,  $\mathfrak{E}_R$  — значение радиального вектора Умова-Пойнтинга на этом элементе. Отметим, что действительная часть интеграла нормальной компоненты комплексного вектора Умова-Пойнтинга  $\mathfrak{E}$  по поверхности большой сферы (или другой полностью замкнутой поверхности) правильно и однозначно определяет среднюю потерянную мощность движущихся зарядов на одной стороне и полученную движущимися зарядами на другой стороне поверхности. Но отсюда вовсе не следует, что действительная часть комплексного вектора Умова-Пойнтинга в некоторой точке на поверхности является сама по себе мерой части полной

мощности, переносимой через единицу площади в этой точке. В математическом анализе нет ничего, что могло бы оправдать это заключение, а экспериментальная проверка возможна только в отношении всей мощности, измеряемой полным интегралом. Действительно, аналитически возможно с одинаковой достоверностью определить различные функции течения энергии, совершенно отличные от вектора Умова-Пойнтинга. Каждая из этих функций дает различное значение мощности, передаваемой через единицу площади перпендикулярно к ней, но все они при интегрировании по той же замкнутой поверхности дают в точности одну и ту же полную мощность. Важен интеграл нормальной компоненты вектора Умова-Пойнтинга по замкнутой поверхности, а не самый вектор Умова-Пойнтинга. Таким образом, с помощью этого интеграла можно определить полную мощность, излученную сложной системой антенн, если приближенно задаться (синусоидальным) распределением тока вдоль каждого провода. Определив для этого распределения электрическое поле  $\mathcal{E}_0$  удаленной зоны, полную излученную мощность определим по уравнению

$$P (вт) = \frac{1}{\Re_0} \int_S \mathcal{E}_0^2 d\sigma. \quad (44,4)$$

Деля эту мощность на  $I_{\text{макс}}^2$ , получаем сопротивление излучения  $R_{\text{изл}}$  (уравнение 17,9), отнесенное к максимуму синусоидального тока. Этот расчет обычно проще, чем точный анализ распределения тока и определения по нему входного импеданса. Однако получаемый таким образом результат является только приближенным, так как в нем используется только грубо приближенное (предполагаемое) распределение тока. Если известно точное распределение тока, то известен также и ток на входных зажимах, а следовательно, и входной импеданс, и вопрос о числовом выражении интеграла нормальной компоненты вектора Умова-Пойнтинга уже не поднимается.

На практике часто считается (без аналитического или экспериментального подтверждения), что вектор Умова-Пойнтинга является среди всех возможных определимых функций движения энергии единственным в том смысле, что он дает действительное направление и величину потока энергии в пространстве, будучи более чем «только математически удобное промежуточное понятие»<sup>1</sup> в расчете полной потери мощности одной антенной или получения ее другой антенной. Некоторые вытекающие из такого предположения следствия рассмотрим в следующих примерах.

<sup>1</sup> Кавычки наши. См. примечание на стр. 94. Прим. ред.

Рассмотрим сначала передающую антенну с генератором в центре. Если предполагать, что вектор Умова-Пойнтинга правильно определяет направление течения энергии, то неизбежны следующие заключения. Первое: мощность не покидает антенну. Наоборот, небольшое количество мощности, рассеиваемой в антенне в виде тепла, поступает в нее радиально из пространства. Второе: вся излучаемая мощность плюс мощность, рассеиваемая в антенне в виде тепла, переходит от генератора в пространство непосредственно. Однако же, если в отсутствие антенны поддерживать на зажимах генератора то же самое напряжение, то мощность в пространство передаваться не будет. Трудно, кажется, согласовать заключение, что антенна не принимает непосредственного участия в излучении с первоначальным постулатом, что в антенне происходит движения зарядов, вызывающего неуравновешенные силы и тем самым, вероятно, приводящего в движение заряды во всем окружающем пространстве.

В качестве второго примера рассмотрим приемную антенну, параллельную электрическому полю передающей антенны в удаленной зоне. Антенна сама по себе является касательной к поверхности большой сферы, на которой вызванный полем передающей антенны вектор Умова-Пойнтинга направлен наружу. Если вектор Умова-Пойнтинга служит мерой полной энергии, передаваемой через единицу перпендикулярной к вектору площади, то вполне резонно предположить, что нормальная компонента вектора Умова-Пойнтинга, проинтегрированная по вырезанной из сферы около приемной антенны площади, равной длине антенны, умноженной на ее диаметр, будет мерой максимума полной энергии, которая могла бы быть перенесена к нагрузке приемной антенны. В действительности же эта площадь не имеет никакого отношения к этой энергии. Из уравнения (37,3) вытекает, что удаленное поле очень тонкой возбуждаемой в центре антенны 1, когда половина длины ее  $h \approx \lambda/4$ , имеет амплитуду в серединной плоскости ( $\theta = \pi/2$ )

$$\bar{\mathcal{G}}_{01}(\vartheta/\mathcal{M}) = \frac{60 \bar{I}_{01}}{R} = \frac{2 \bar{I}_{01}}{R} \frac{\Re_0}{4\pi}, \quad (44,5)$$

где  $R$  — расстояние между передатчиком и приемником;  $\Re_0 = 376,7 \text{ ом}$  и  $\bar{I}_0$  — входной ток возбуждаемой антенны. Если параллельно электрическому полю удаленной зоны, определяемому уравнением (44,5), расположить тонкую приемную антенну 2, половина длины которой  $h = \lambda/4$ , с нагрузкой  $R_n$  в ее центре, то выделяемую в нагрузке мощность можно рассчитать, рассматривая приемную антенну как антенну, возбуждаемую генератором с э. д. с.

$$\bar{E}_2 = 2 \bar{h}_s \bar{\mathcal{G}}_{01}, \quad (44,6)$$

включенным последовательно с нагрузкой и антенной. Если длина антенны подобрана так, что имеет место резонанс, как у возбуждаемой в центре антенны, а нагрузка  $R_n$  равна входному сопротивлению антенны, то полная мощность, передаваемая в нагрузку, равна

$$P_n(\text{вт}) = \frac{\left(\frac{1}{2} \bar{E}_2\right)^2}{2R_n} = \frac{(h_s \bar{\mathcal{E}}_{01})^2}{2R_n}. \quad (44,7)$$

Величина вектора Умова-Пойнтинга на приемной антенне согласно уравнению (44,2) равна

$$\mathcal{E}_R(\text{вт}/\text{м}^2) = \frac{\bar{\mathcal{E}}_{01}^2}{2\Re_0}. \quad (44,8)$$

Отношение  $P_n/\mathcal{E}_R$  равно площади  $C_s$  в  $\text{м}^2$ :

$$C_s = \frac{P_n}{\mathcal{E}_R} = \left(\frac{\Re_0}{R_n}\right) h_s^2. \quad (44,9)$$

Возьмем антенну, у которой половина длины  $h \approx \lambda/4$ ,

$$h_s = \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (44,10)$$

Для нее площадь  $C_s$  (в  $\text{м}^2$ ), определяемая уравнением (44,9), равна

$$C_s = \left(\frac{\Re_0}{R_n}\right) \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2. \quad (44,11)$$

Очевидно, что это не является площадью поперечного сечения антенны или чего-либо связанного с ней. Действительно, если антенна взята бесконечно тонкой, так что ее поперечное сечение исчезает, то

$$R_0 = R_n = 73,13 \text{ ом} \quad (44,12)$$

и

$$C_s = \left(\frac{376,7}{73,13}\right) \frac{\lambda^2}{4\pi^2} = 0,13\lambda^2 \quad (44,13)$$

или, грубо говоря,  $\lambda^2/8$ . Для практической антенны, для которой  $\Omega = 12$ , из фиг. 10, 10, 10, 13 и уравнения (31,5) следует, что

$$R_0 = R_n = 60, \beta h = 1,50, \beta h_s = 0,93 \quad (44,14)$$

и

$$C_s \approx 0,15\lambda^2. \quad (44,15)$$

Хотя мощность, принимаемая антенной, разумеется, не имеет ничего общего с ее действительным поперечным сечением, но, конечно, можно настаивать на утвердившемся произвольном предположении, что вектор Умова-Пойнтинга является мерой действительного потока мощности через единицу площади,



если ввести понятия воображаемого „эффективного поперечного сечения“. Такое „эффективное поперечное сечение“ для согласованной нагрузки в „эквивалентной“ цепи приемника определяется — если его надо определять — уравнением (44,9).

Часто для возбуждаемой в центре антенны с половиной длины  $h = \lambda/4$  применяется „эквивалент“, не обоснованный с точки зрения физики. Этот „эквивалент“ основывается на том неверном предположении, что такая антенна эквивалента физически невозможной антенне, имеющей половину длины  $h/2$ , с равномерным распределением тока по всей ее длине. Сопротивление излучения такой фиктивной антенны равно 80 ом; соответствующая площадь  $S_a$  равна

$$S_a = \left( \frac{376,7}{80} \right) \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 = \frac{3}{8\pi} \lambda^2 = 0,118 \lambda^2. \quad (44,16)$$

Хотя это выражение несколько и неверно по сравнению с уравнениями (44,13) и (44,15), но даваемое этим уравнением значение часто достаточно для технических целей. Различная нагрузка при одной и той же антенне требует нахождения различного „эффективного“ поперечного сечения для идентичной антенны<sup>1</sup>.

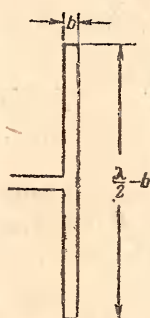
## VI. ЗАМКНУТЫЕ ЦЕПИ В КАЧЕСТВЕ АНТЕНН

**45. Рамочная или петлевая антенна для передачи.** Вовсе не обязательно, чтобы антенна или система антенн представляла бы прямолинейные и параллельные проводники, каждый из которых является разомкнутой цепью. Какой-нибудь замкнутый виток провода, не ограниченный ближней зоной и не несущий равных и противоположных, близких друг к другу токов, излучает по крайней мере часть подводимой к его зажимам мощности. Распределение тока по проводнику и, следовательно, входной импеданс на возбуждающих зажимах сильно меняются с размерами витка, его формой и толщиной провода. Точный анализ распределения тока и импеданса витка, не ограниченного по размерам и форме, не осуществим. Даже приближенный анализ, предполагающий синусоидальное распределение тока и применение метода вектора Умова-Пойнтинга, не приводит к простой интегрируемой формуле для сопротивления излучения, отнесенного к максимуму тока. Практически имеют значение две специальные формы

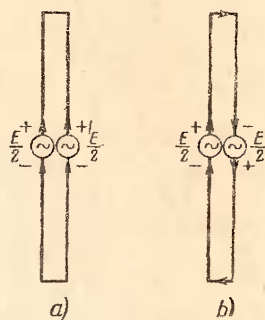
<sup>1</sup> Приводимые рассуждения являются грубо техническими. По существу они довольно примитивны и не верны. Взять хотя бы уравнение (44,2). Оно не может непосредственно применяться к приемной антенне, так как им не учитывается искажение поля вследствие токов в приемной антенне. Поле около приемной антенны (конечно, когда она работает) отнюдь не однородно и напоминает собой картину силовых линий около одной из двух противоположно заряженных точек или картину линий тока жидкости у одного из стоков. — Прим. ред.

рамок и обе они могут быть приближенно анализированы сравнительно простыми методами. Первая форма — это узкий прямоугольник, называемый «свернутым диполем»; вторая форма — виток любой формы, но малых размеров по сравнению с длиной волны. Рассмотрим их в последовательном порядке.

Свернутый диполь показан на фиг. 45,1. Он состоит из резонирующей секции двухпроводной передающей линии, возбуждаемой в центре одной из длинных сторон вместо того, чтобы возбуждаться у конца. Длина этой секции равна  $\lambda/2 - b$



Фиг. 45,1. Свернутый диполь, возбуждаемый двухпроводной линией.



Фиг. 45,2. Комбинированные цепи, эквивалентные свернутому диполю фиг. 45,1.

и расстояние между центрами двух составляющих проводов настолько мало, что его можно выразить только как

$$b \ll \ll \lambda. \quad (45,1)$$

Аналогично передающим линиям анализ этого диполя можно разбить на две части. Сначала рассмотрим цепь фиг. 45,2,а, в которой идентичные безимпедансные синфазные генераторы, с э. д. с.  $\frac{1}{2}E$  каждый, подключены к центрам длинных сторон. Исключая концов, эти стороны подобны параллельным идентичным синфазным антеннам с равными антенными токами одного и того же направления.

При идентичных сторонах  $Z_{s1} = Z_{s2}$ ,  $Z_{12} = Z_{21}$  и  $I_{02} = I_{01}$ . Отсюда уравнение (18,2) дает:

$$\frac{1}{2}E = I_{01}(Z_{s1} + Z_{12}), \quad (45,2)$$

$$I_{01} = \frac{E}{2(Z_{s1} + Z_{12})}, \quad (45,3)$$

где  $Z_{s1}$  и  $Z_{12}$  даны на фиг. 19,2.

Рассмотрим цепь фиг. 45,2, *b*, которая отличается от фиг. 45,2, *a* только тем, что один из генераторов перевернут так, что обе стороны имеют равные, но противоположно направленные линейные токи. В этом случае цепь эквивалентна двум генераторам, включенным последовательно с двумя чрезвычайно высокими импедансами в несколько сот тысяч ом. Соответственно с этим линейные токи малы по сравнению с антенными токами фиг. 45,2, *a*. Пусть две цепи фиг. 45,2, *a* и *b* скомбинированы так, что левая сторона содержит два включенных последовательно генератора с одинаковыми фазами, эквивалентных одному генератору с э. д. с.  $E$ , в то время как на правой стороне генераторы включены последовательно, но противоположно по фазе; они эквивалентны просто одному проводнику. По принципу суперпозиции каждая пара генераторов продолжает поддерживать свой ток, так что результирующий ток в центре каждой стороны состоит из антенного тока  $I_0$  по уравнению (45,3) и очень малых и противоположных линейных токов. Последние настолько малы, что ими можно пренебречь, и весь ток в центре каждой стороны, и, следовательно, входной ток на левой стороне, определяется уравнением (45,3). Нужно отметить, что тот факт, что линейные токи в центрах длинных сторон чрезвычайно малы, не означает, что они малы и в коротких сторонах. В то время, как антенные токи имеют их максимумы в центрах длинных сторон и исчезают в центрах коротких сторон, линейные токи — наименьшие в центрах длинных сторон и наибольшие в центрах коротких сторон. Излучение, вызываемое линейными токами, как это будет рассмотрено в разделе 48, мало. Импеданс, встречаемый в центре левой стороны одиночным генератором с э. д. с.  $E$ , равен

$$Z_{ex} = \frac{E}{I_{01}} = 2(Z_{s1} + Z_{12}). \quad (45,4)$$

Хотя фиг. 19,2 и не дает значений  $Z_{s1}$  и  $Z_{12}$  для таких малых значений  $b/\lambda$ , какие имеют место в свернутом диполе, исключая бесконечно тонкие проводники, но, несмотря на это, ясно, что для тонких проводников  $Z_{s1}$  и  $Z_{12}$  не сильно отличаются друг от друга или от  $Z_0$  — значения для изолированного возбуждаемого в центре диполя. Следовательно, как приближение имеем:

$$Z_{ex} \approx 4Z_0. \quad (45,5)$$

Таким образом, свернутый диполь имеет входной импеданс приблизительно в 4 раза больший, чем простой диполь, так что может быть сконструирован двухпроводный линейный фидер без согласующей секции. Соединением двух или более прямоугольников в параллель входной импеданс может умножаться на коэффициент больший 4. Удаленное поле свернутого диполя такое же, как и простого диполя, так как два

параллельных антенных тока эквивалентны в отношении удаленного поля одному току, равному их сумме.

Рамочная антенна малого размера по сравнению с длиной волны имеет значение в частности при низких частотах. Периметр витка рамки этого типа обычно составляет только очень малую часть длины волны, так что здесь анализ цепи ближней зоны и экспериментальная техника (которая предполагает ток одинаковой амплитуды во всех точках по витку) дают для входного импеданса хорошее приближение, и этот импеданс эквивалентен индуктивному реактансу, включенному последовательно с сопротивлением. Формулы для определения индуктивности рамок с одним или несколькими витками различных форм даны, например, в Bulletin 74 Бюро стандартов (США), Справочник по радиотехнике, Гинкина Г. Г., изд. Госэнергоиздат, 1948 г. Хотя входной импеданс, вычисленный по формулам для ближней зоны, дает для достаточно малых антенн хорошее приближение, но полученное таким образом значение не принимается и не может приниматься в расчет при определении излученной мощности. Когда, как это имеет место в данном случае, влияние излучения на распределение тока ничтожно, малое сопротивление излучения  $R_{изл}$  может быть вычислено независимо общими электромагнитными методами и просто добавлено к омическому сопротивлению. Таким образом это добавление к входному сопротивлению одновитковой рамки, имеющей во всех точках витка примерно одинаковый ток, имеет простую форму:

$$R_{изл} = 20 \beta^4 A^2, \quad (45,6)$$

где  $A$  — площадь, охватываемая витком, и  $\beta = 2\pi/\lambda$ .

Формула (45,6) дает хорошее приближение для рамки любой формы (которая охватывает только один раз связанную с ней площадь), удовлетворяющей неравенству

$$\beta l < 1. \quad (45,7)$$

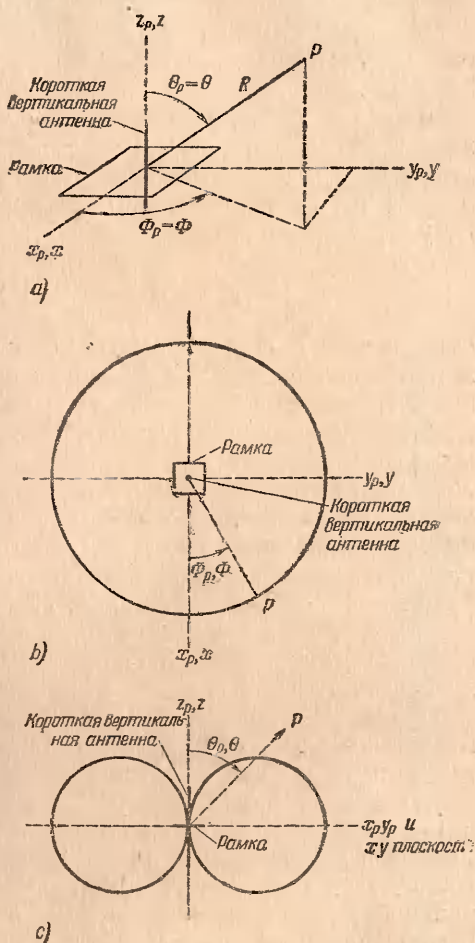
Если рамка возбуждается одной парой зажимов, то  $l$  представляет периметр витка; если же она возбуждается в нескольких точках вокруг ее периферии, то для  $l$  должна быть взята наибольшая длина вдоль провода между какой-нибудь парой зажимов. Если виток имеет  $N$  оборотов и одну пару зажимов, то  $l$  грубо равно полной длине провода. В специальном случае одновитковых рамок, обычно применяемых в воздушном флоте в качестве маяков на частотах в пределах 200—400 кГц,  $l$  может быть порядка 150 м, и, следовательно,  $\beta l$  получается порядка 0,6. Сопротивление излучения таких рамок может быть меньше 0,01 ом, и чтобы излучить заметную мощность, токи должны быть очень большие. Обычно больше энергии рассеивается в виде тепла, чем излучается, и очевидно, что рамочные антенны такого типа выбраны не потому, что они —



эффективные излучатели (каковыми они не являются), а в силу других их свойств, в частности в силу характеристики их направленности и конструктивных особенностей.

При использовании на ультравысоких частотах передающие рамки со значительно большим сопротивлением излучения могут быть сконструированы с помощью соответствующим образом размещенных фазообращающих шлейфов или использованием рамки одновременно как антенны и как колебательного контура лампового генератора с несколькими лампами, размещенными соответствующим образом вокруг ее периферии (т. е. по углам квадрата).

Дальнее поле прямоугольной рамки легко рассчитывается путем комбинирования четырех членов уравнения (37,10) для определения характеристики системы, состоящей из четырех прямолинейных антенн. Если длина каждой стороны прямоугольника составляет малую часть длины волны,  $F_0(\theta)$  для каждой из них имеет вид уравнения (39,5), умноженного на 2. Множитель 2 появляется потому, что на сторонах прямоугольника ток по концам не исчезает [как это предполагает уравнение (39,5)], но имеет приблизительно такое же значение, как и в центре. Таким образом, средняя амплитуда удваивается. Если системы полярных координат, примененные для отдельных сторон, перенести все на одну систему  $R, \theta_p, \Phi_p$  (фиг. 45,3) с началом в центре рамки и вертикальной осью, перпендикулярной к ее плоскости, электромагнитное поле



Фиг. 45,3.

*a*—координатные системы для горизонтального витка или рамочной антенны (индекс  $p$ ) и для короткой вертикальной антенны; *b*—диаграмма "горизонтального" поля для горизонтальной рамочной антенны; *c*—диаграмма "вертикального" поля для горизонтальной рамочной антенны.

удаленной зоны имеет следующую комплексную форму, действительную также для рамок других форм:

$$\overline{\mathcal{E}}_{\phi p} = -\Re_0 \mathfrak{H}_{\theta p} = \frac{\Re_0 \overline{I_p} \beta^2 A}{4\pi R} \sin \theta_p e^{-j\beta R}. \quad (45,8)$$

Индекс  $p$  будет применяться в тех случаях, где нужно отметить количества и координаты, относящиеся к рамочной антенне.

Формула (45,8) может быть сравнена с соответствующим выражением для короткой вертикальной антенны с половиной длины  $h \ll \lambda$ , даваемым уравнением (37,10) с применением уравнения (39,5). Антенна этого типа показана также на фиг. 45,3,а. Ее удаленное поле равно

$$\overline{\mathcal{E}}_0 = \Re_0 \mathfrak{H}_\phi = j \frac{\Re_0 \overline{I_0} H}{4\pi R} \sin \theta e^{-j\beta R}, \quad (45,9)$$

откуда видно, что электромагнитное поле в удаленной зоне для малой горизонтальной рамки и для короткой вертикальной антенны существенно отличается только тем, что меняются местами электрическое и магнитное поля. Таким образом, в случае рамки зона излучения электрического поля направлена вдоль большого круга в вертикальной плоскости. Если видоизменить фиг. 37,1 так, чтобы можно было применить ее вместо вертикальной антенны, расположенной вдоль оси  $z$ , к горизонтально-рамочной антенне, то нужно только написать  $\mathcal{E}_p$  вместо  $\mathfrak{H}$  и  $-\mathfrak{H}_p$  вместо  $\mathcal{E}$ . С другой стороны, так как электрическое и магнитное поля в зоне излучения отличаются в величине только постоянным коэффициентом, то формы диаграмм вертикального и горизонтального полей для малых горизонтальных рамок и для коротких вертикальных антенн идентичны (фиг. 45,3,с). Оба типа антенн имеют острые нули вдоль их осей.

Несколько рамочных антенн могут быть скомбинированы в направленные системы таким же способом, как комбинируются и прямолинейные антенны, если только оси, перпендикулярные к плоскостям рамок, ориентированы точно так же, как и оси прямолинейных антенн в описанных уже системах, и соотношения фаз и амплитуд в отдельных рамках подобраны надлежащим образом. В каждом случае имеет место соответствующая диаграмма поля, но только с переменной местами электрического и магнитного полей. Чтобы получить поле рамочной антенны, ориентированное любым образом над идеально проводящей плоскостью, надо построить точное геометрическое изображение рамки под плоскостью, но с переменной токов во всех проводах изображения, и затем рассчитать поле, вызванное и рамкой и ее изображением.

Рамочные антенны могут комбинироваться также в системы с прямолинейными антеннами. Интересная комбинация

часто применяется в пеленгаторных станциях; она состоит из рамочной антенны с осью, расположенной горизонтально, и прямолинейной антенны с осью, направленной вертикально (фиг. 45,4). Электрические поля, вызванные обеими антеннами, перпендикулярны к плоскости  $xu$  или  $y_p z_p$ . В этой плоскости  $\theta = \pi/2$  и  $\Phi = \pi \pm \theta_p$ . Если желательна однонаправленная горизонтальная диаграмма, необходимо потребовать, чтобы

$$I_p = j\tilde{I}_0, H = \beta^2 A. \quad (45,10)$$

Комбинируя уравнение (45,8) с уравнением (45,9) при условии уравнения (45,10), найдем результирующее электрическое поле в плоскости  $xu$ , которое равно

$$\vec{E}_z = j \frac{R_0 \tilde{I}_0 H}{4\pi R} e^{j\beta R} (1 + \sin \Phi). \quad (45,11)$$

Электрические векторы, обусловленные рамкой и прямолинейной антенной, показаны на фиг. 45,4. Горизонтальная характеристика такой системы определяется выражением

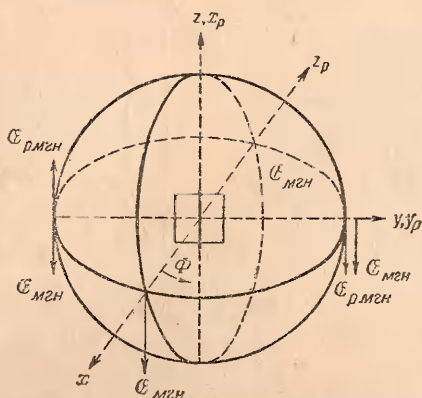
$$A(\Phi) = 1 + \sin \Phi, \quad (45,12)$$

т. е. кардиоидой, подобной на фиг. 41,4, но с перемещенной назад на  $90^\circ$  нулевой линией  $\Phi$ .

**46. Петлевая или рамочная антенна для приема.** Рамочная антенна может быть использована для приема так же, как и для передачи. Основное уравнение для нагруженной рамочной антенны, помещенной в электромагнитное поле, по форме такое же, как и для прямолинейной приемной антенны [уравнения (31,1) и (31,2)], т. е.

$$I_0 (Z_0 + Z_n) = E_s, \quad (46,1)$$

где  $I_0$  — входящий и оставляющий нагрузку  $Z_n$  ток;  $Z_0$  — собственный импеданс рамки;  $E_s$  — напряжение разомкнутой цепи на нагрузочных зажимах антенны. Для любых размеров рамки  $Z_0$  и  $E_s$  могут быть определены аналитически только для одновитковой круговой рамки в линейно поляризованном электрическом поле, но эти результаты не могут быть представлены в практически полезном виде. Для „малых рамок“, которые удовлетворяют условию уравнения (45,7),  $E_s$  легко



Фиг. 45,4. Координаты и направления электрического поля для витковой или рамочной антенны (индекс  $p$ ) и прямолинейной антенны.

получается простым анализом или применением теоремы о взаимности. Обращаясь к фиг. 46,1, можно написать

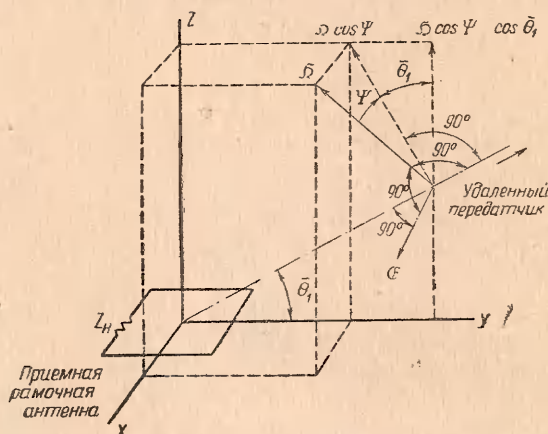
$$E_a = h_a \mathfrak{H}_0 \cos \psi = h_a \mathfrak{E} \cos (\psi + \pi/2), \quad (46,2)$$

где

$$h_a \equiv \beta^2 A \cos \theta_1. \quad (46,3)$$

$\mathfrak{E} \cos \psi$  — компонента магнитного поля в плоскости, содержащей ось рамки и линию, проведенную от центра рамки к передатчику (или линию, перпендикулярную к плоскости, содержащей векторы  $\mathfrak{E}$  и  $\mathfrak{H}$ ).

$h_a$  — эффективная длина рамки; она имеет точно такую же форму, как и эффективная длина короткой прямолинейной



Фиг. 46,1. Произвольно ориентированная горизонтальная рамочная антенна; линейно поляризованное магнитное поле  $\mathcal{H}$ .

антенны, поскольку имеется в виду тригонометрический множитель. Если ось рамки лежит в плоскости постоянной фазы для  $\mathfrak{E}$  и  $\mathfrak{H}$ ,  $\theta_1 = 0$  и

$$h_a = \beta^2 A. \quad (46,4)$$

Если рамка состоит из  $N$  витков вместо одного, то  $Z_0$  изменится. Кроме того,  $E_a$  и, следовательно,  $h_a$  нужно умножить на  $N$ .

Рамочная антенна обладает теми же характеристиками направленности для приемника, что и для передатчика. Они носят такие же пространственные зависимости относительно магнитной компоненты, какие существуют для короткой прямой антенны в отношении электрической компоненты плоско поляризованного электромагнитного поля.

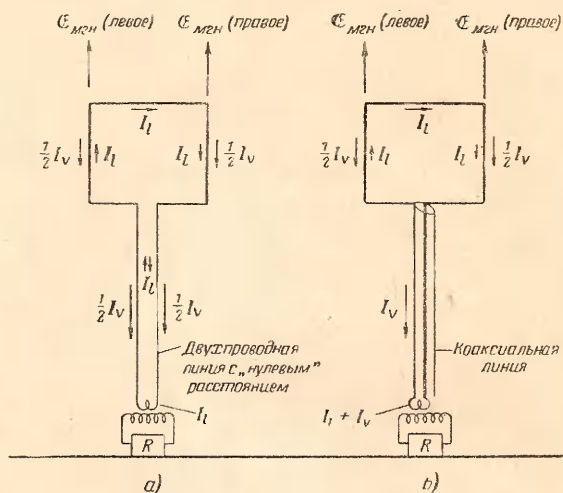
**47. Несбалансированная рамочная антенна. Экранировка.** С целью упрощения при описании свойств петлевой или ра-



мочной антенны для передачи и приема нами не рассматривались вопросы, связанные с конструкцией и размещением генератора или нагрузки, равно как и передающая линия, которая может быть подведена или к генераторам или к нагрузке. Соответственно с этим описанные выше передающие и приемные свойства рамочной антенны правильны только в том случае, если наличие генератора или нагрузки или подключение передающей линии не вызывает разбалансировки рамки. Это уже заведомо предполагает, что и сама рамка, равно как и подключенная линия, и нагрузка или генератор симметричны относительно плоскости, перпендикулярной к плоскости рамки и проходящей посередине между ее симметричными зажимами. Более того, если передающая или приемная рамка расположена близко к проводящей поверхности, например земле, эта поверхность должна быть перпендикулярна к плоскости симметрии рамки. Если все эти требования удовлетворяются, силы, действующие на заряды в рамке, распределены симметрично относительно входных или нагрузочных зажимов, и получаются описанные в предыдущих разделах идеальные условия и характеристики. Симметричную систему такого вида на практике не всегда легко осуществить, так что все несбалансированные элементы, как, например, коаксиальные линии, нагрузка или генераторы, несимметричные относительно центрального вывода (который может быть заземлен), не должны применяться. Если система несимметрична, появляются такие же затруднения, какие встречаются и в несбалансированной передающей линии. Например, в возбуждаемой рамке с горизонтальной осью, расположенной на определенной высоте над землей, и с коаксиальной линией подключения вся наружная поверхность системы может возбуждаться как одиночная вертикальная антенна с рамкой в качестве верхней нагрузки. Диаграмма получающегося поля является результатом наложения поля рамки и поля вертикальной антенны. Очевидно, что острые нули в удаленном поле рамки здесь уже наблюдаться не будут.

Если приемная рамка (с ее горизонтальной осью) расположена значительно выше поверхности земли и от нее к приемнику идет двухпроводная вертикальная линия (фиг. 47,1), то электромагнитное поле с горизонтальной магнитной и вертикальной электрической компонентами индуктирует в рамке и в линии токи, которые могут быть разложены на две части. Имеется циркулирующий в рамке ток, вызываемый малой разностью  $[E_{мгн} \text{ (справа)} - E_{мгн} \text{ (слева)}]$  значений электрического поля вдоль двух вертикальных сторон рамки, обусловленной разностью фаз, в свою очередь обусловленных разносом этих сторон в пространстве. Половину этой разности напряженности поля удобно рассматривать как действующую вниз слева, а половину — как действующую вверх

справа. Из остающихся компонент электрического поля на обеих сторонах рамки каждая равна  $\frac{1}{2}[\mathcal{E}_{\text{МЭН}}(\text{справа}) + \mathcal{E}_{\text{МЭН}}(\text{слева})]$  и направлена вверх. Они индуцируют равные и сонаправленные — вверх — вниз токи в обеих сторонах рамки. Если расстояние между проводами линии считается практически равным нулю, то то же самое поле  $\frac{1}{2}[\mathcal{E}_{\text{МЭН}}(\text{справа}) + \mathcal{E}_{\text{МЭН}}(\text{слева})]$  действует на оба проводника линии одновременно и индуцирует равные и сонаправленные токи в двух проводах, т. е. линия действует как одиночный проводник, нагруженный



Фиг. 47,1. *a*—симметричный рамочный приемник. Вертикальный антенный ток  $I_v$  не создает разности потенциалов на зажимах приемника  $R$ ; *b*—несимметричный рамочный приемник. Вертикально-антенный ток  $I_v$  создает на зажимах приемника  $R$  разность потенциалов, так как часть тока  $I_v$  проходит и через катушку связи. (Размеры рамки предполагаются малыми по сравнению с длиной волны.)

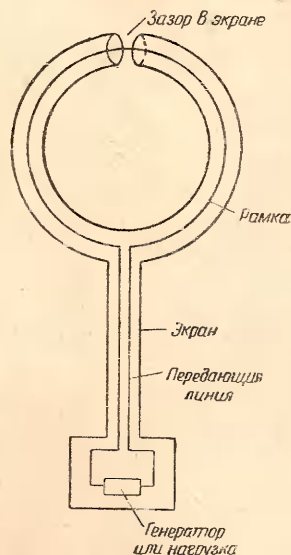
вверху рамкой. Если же расстояние между проводами линии не настолько мало по сравнению с длиной волны, чтобы его можно было принять равным нулю, то линия будет действовать как возбудитель рамки.

Циркулирующий вдоль по рамке ток — явление желательное. Он обуславливает появление в соединяющей линии истинного линейного тока и тем самым поддерживает на зажимах нагрузки необходимую разность потенциалов. С другой стороны, сонаправленные токи не вносят в работу рамки ничего полезного. Тем не менее совершенно избавиться от них нельзя. Если, однако, как это здесь рассматривается, они являются токами равными и одного направления в двух сторонах симметричной рамки и в линии, то хотя они и мо-

гут попеременно заряжать и разряжать концы линии, но на зажимах нагрузки разности потенциалов не создадут, если только эти нагрузки симметричны относительно зажимов рамки. Если нагрузка или линия, или рамка несимметричны или если линия подключена к стороне рамки, а не к ее низу, то токи этого второго вида могут в общем создать на зажимах нагрузки заметную разность потенциалов. Если же это так, то острые нули тока в рамке, когда она повернута параллельно магнитному полю, затемняются однообразным сигналом, не зависящим от правильно циркулирующих в рамке токов. Следовательно, если витковая или рамочная антенна со всеми ее вспомогательными, цепями несимметрична относительно плоскости, перпендикулярной к рамке и проходящей посредине между ее зажимами, то получаемые характеристики представляют комбинацию характеристик рамки и вертикальной антенны.

Возможно достигнуть полной структурной симметрии для передающей или приемной системы, применяя рамку, целиком помещенную в металлический экран, имеющий зазор только вверху (фиг. 47,2) или в некоторых установках только внизу.

В передающей рамке существенны в смысле создания заметного удаленного поля только токи на наружной стороне металлического экрана. Но эта наружная сторона поверхности возбуждается единственно полем в непосредственной близости к зазору. Это поле обуславливается разностью потенциалов, создаваемой на нем большими токами на внутренней поверхности экрана. Таким образом, получается полная симметрия и может возбуждаться только циркулирующий вокруг наружной поверхности кругового экрана ток; сонаправленного вверх — вниз тока не получается, и поэтому устанавливается правильное поле рамки. Начиная с генераторного конца, передающая система состоит из длинной экранированной пары, которая подключается к двум коаксиальным линиям. Нагрузка, состоящая из излучающей рамки, включена последовательно с двумя коаксиальными линиями. Интересно отметить, что ток в экране является результатом тока на наружной поверхности коаксиальной линии, — тока, совершенно нежелательного в коаксиальных фи-



Фиг. 47,2. Экранированная рамочная антенна.

дерах для линейных излучателей, так как он делает коаксиальную линию частью излучающей системы, но он абсолютно желателен в экранированной рамке. В первом случае коаксиальная линия вовсе не должна излучать, во втором случае она должна быть полноценным излучателем.

В приемной антенне нагрузка подключается к фидерной линии (фиг. 47,2). Разность потенциалов на зазоре почти целиком является результатом токов на наружной стороне экрана. В общем случае возбуждаются также и сонаправленные вверх — вниз токи, но они ничего существенного не вносят в разность потенциалов на зазоре, так как они заряжают края его одинаково зарядами одного и того же знака. При этих условиях токи на внутренней стороне коаксиальной линии, возбуждаемые электрическим полем зазора, появляются в результате только действительно циркулирующих токов на наружной стороне экрана. Следовательно, напряжение на зажимах нагрузки появляется в результате только этих токов; в итоге получается идеальная рамочная характеристика<sup>1</sup>.

**48. Излучение от передающих линий.** При рассмотрении в разделе I электрических токов и электромагнитного поля передающие линии были использованы в качестве демонстрации того, что равные и противоположные токи, параллельные и близкие друг к другу (по сравнению с длиной волны), создают в удаленной зоне электромагнитные поля, практически компенсирующие друг друга. Фактически полная компенсация для линий с равными и противоположными токами достигается только тогда, когда провода полностью совпадают, или в случае коаксиальной линии, когда оба конца полностью закорочены металлическими дисками<sup>2</sup>. Если этого нет, то удаленное поле не компенсируется. В линиях с открытыми проводами равные и противоположные токи в проводах не всегда бесконечно близки друг к другу, а также не всегда имеются равные и противоположные токи для компенсации полей, обусловленных часто широко разнесенными друг от друга токами в нагрузке и в генераторе.

Малое не исчезающее поле, когда концы коаксиальной линии не закорочены металлическими дисками, появляется прежде всего в результате отсутствия в этих дисках радиальных токов. Если диски удалены и линия остается открытой или подключенной к короткому прямолинейному проводу,

<sup>1</sup> Работа экранированной рамки популярно объяснялась на первых порах тем, что желательные рамочные токи являются результатом магнитного поля, а нежелательные, направленные вверх — вниз токи — в результате электрического поля, и утверждением, что через металлический экран электрическое поле проникнуть не может, а магнитное — проникает. Все эти утверждения с точки зрения основных электромагнитных принципов неверны.

<sup>2</sup> Строго говоря, все проводники должны были бы быть идеальными.

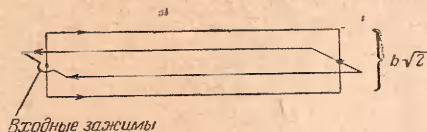


токи вдоль внутренней стороны линии сами собою перестраиваются по величине и фазе так, что вызываемое ими поле опять исчезает в металле проводящих стенок. Такое распределение вызывает небольшую разбалансировку, которая компенсируется малым, но все же заметным током на наружной стороне поверхности внешнего проводника. Небольшое несбалансированное поле в удаленных точках создается линейными токами на внутренней стороне, но только вблизи открытого или закороченного мостом конца, вместе с токами на наружной стороне поверхности и в оконечном проводе (если таковой имеется). Влияние на удаленное поле токов линии, питающей антенну, можно определить совершенно точно, если принять, что линия заканчивается прямолинейным проводом со сконцентрированной в центре провода нагрузкой, равной импедансу антенны. Так как соотношение амплитуды и фазы токов в линии зависит от этого импеданса, то влияние их на удаленное поле будет различно при различных нагрузках. Если для возбуждаемой в центре симметричной антенны используется коаксиальная линия, то действительная нагрузка включает не только собственно антенну, но также и наружную сторону поверхности коаксиальной линии (см. раздел 27).

Мощность, излучаемая замкнутой цепью, зависит от распределения тока и заряда по всей конфигурации цепи. Обычно невозможно указать, какая часть энергии излучается отдельными участками цепи ввиду сложной взаимной интерференции удаленных полей, вызываемых токами этих участков. Например, сопротивление излучения, отнесенное к максимуму тока, для резонирующей секции двухпроводной линии длиной  $\lambda/2$  и открытой с обоих концов равно  $30\beta^2 b^2$  ом в предположении синусоидального распределения тока. Сопротивление излучения резонирующей двухпроводной линии с открытыми концами и длиной в две, три или четыре полуволны не будет в 2,3 или 4 раза больше, чем  $30\beta^2 b^2$ . Оно действительно равно  $30\beta^2 b^2$  до тех пор, пока имеет силу приближенное синусоидальное распределение тока. Ясно, что нельзя установить, какая доля от  $30\beta^2 b^2 / I_{\text{макс}}^2$  излучена каждым отрезком линии длиной в полволны. Если та же самая двухпроводная линия шунтирована на каждом конце мостом из прямолинейного провода и подобрана по длине на резонанс (который имеет место приблизительно при длинах, кратных  $\lambda/2$  минус расстояние  $b$ ), то сопротивление излучения линии и заканчивающих шунтов, отнесенное к максимуму тока, равно также  $30\beta^2 b^2$ , если линия подобрана по длине так, чтобы быть в резонансе вблизи четного числа  $\lambda/2$ . С другой стороны, если этот резонанс наступает вблизи длин, равных нечетному числу  $\lambda/2$ , то получается более полная компенсация удаленного поля вследствие тока в линии и за-

канивающим мосте, так что сопротивление излучения пропорционально гораздо меньшей величине  $\beta^4 b^4$ , а не  $\beta^2 b^2$ . Сопротивление излучения коаксиальной линии с двумя открытыми концами и синусоидальным распределением тока пропорционально  $\beta^4 (b^2 - a^2)$ , где  $b$  — внутренний радиус внешнего проводника и  $a$  — радиус внутреннего проводника. Если коаксиальная линия закорочена на каждом конце мостом из прямолинейного куска провода длиной  $b - a$ , симметрия вращения системы по концам расстраивается, и излучение, обусловленное всей цепью, становится сравнимым с излучением двухпроводной линии с расстоянием между проводами, равным  $b - a$ .

Сопротивление излучения четырехпроводной линии с открытыми концами или с концами, симметрично закороченными мостами (фиг. 48,1), пропорционально  $\beta^4 b^4$ .



Фиг. 48,1. Разопанная четырехпроводная линия с симметрично шунтированными концами.

Еще не было произведено точного анализа вполне симметричной цепи, состоящей из передающей линии с малым, но неисчезающим расстоянием между проводами, возбуждаемой на одном конце генератором и заканчивающейся на другом конце

питаемой в центре антенной произвольной длины и радиуса. Однако кажется вполне резонным сделать заключение, что разница между мощностью, излученной такой полной системой, и мощностью, излучаемой антенной с генератором, подключенным к ней непосредственно без линии передачи, не превосходит по порядку величины  $KI_{\text{макс}}^2 \beta^2 b^2$  для двухпроводной линии и  $KI_{\text{макс}}^2 \beta^4 b^4$  для четырехпроводной линии с симметрично подключенными генератором и нагрузкой ( $K$  — числовой коэффициент, который можно считать меньшим 50). Эта разность почти во всех случаях настолько мала по сравнению с полной излученной антенной мощностью, что ею можно пренебречь. Возможные исключения — рамки и короткие прямолинейные антенны таких малых размеров по сравнению с длиной волны, что сопротивление излучения их ничтожно по сравнению с сопротивлением излучения двухпроводной линии.

Излучение коаксиальной линии, используемой для возбуждения антенны, определить нелегко, так как наружная сторона поверхности линии почти неизбежно составляет часть антенной системы, если только линия действительно не настолько зарыта в землю, что поверхность последней играет роль части антенны. Влияние на результирующее электрическое поле и на полную излученную мощность благодаря токам на наружной поверхности линии изменяется с величиной

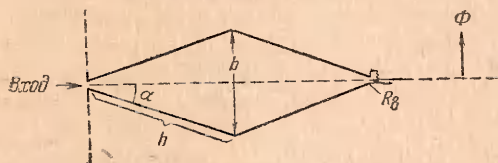
тока, а это, в свою очередь, зависит от многих факторов, особенно от симметрии системы и размеров внешней поверхности и всех подключенных к ней проводов. Только в том случае влияние токов внешней поверхности на поле удаленной зоны и на излученную мощность можно сделать ничтожным, если они достаточно малы.

Когда линии передачи используются для подключения приемной антенны к ее нагрузке, должны быть учтены и некоторые дополнительные условия. Хотя из теоремы о взаимности непосредственно следует, что приемные качества линии совпадают с ее передающими качествами, так что линия, создающая малое поле при возбуждении, будет слабо ловить или принимать сигналы, когда она подсоединена к приемнику, тем не менее мы не можем сделать вывода, что ничтожное влияние на излучаемую мощность (в случае возбуждения) автоматически означает ничтожную «ловлю» сигналов при приеме. Это будет верно в том случае, если рассматривать только электрическое поле, вызываемое одиночным удаленным передатчиком. Но если это и можно сделать, то только в очень редких случаях. Всегда имеются в приемной системе электрические поля, создаваемые не только удаленным передатчиком, сигнал которого мы должны принимать, но и бесчисленным количеством других движущихся зарядов в других антеннах, в атмосфере или где-нибудь еще вблизи или вдали. Приемные качества линии в таких интерферирующих полях могут быть вполне достаточными, чтобы создать на зажимах нагрузки различные нежелательные напряжения. Это явление может иметь место даже в том случае, если бы и удалось избежать всех моментов асимметрии (рассмотренных в связи с экранированной рамочной антенной). Отсюда следует, что линии с возможно малым сопротивлением излучения (а потому и эффективной высотой) и, как неизбежное следствие этого, полная симметрия установки являются основными условиями хорошего приема. Четырехпроводная линия удовлетворяет этим специфичным требованиям лучше, чем двухпроводная или коаксиальная, исключая случая антенны, нагруженной у своего основания и расположенной на проводящей земле, куда целиком закопана коаксиальная линия.

**49. Ромбическая антенна.** Выше неоднократно говорилось, что входное сопротивление секции передающей линии, заканчивающейся ее характеристическим импедансом, равно этому характеристическому импедансу и что амплитуда тока в линии уменьшается экспоненциально. Так как нагрузочный импеданс во всех практических случаях представляет чисто активное сопротивление, которое может быть сделано достаточно независимым от частоты в очень большом ее диапазоне,



то входной импеданс линии также почти не будет зависеть от частоты. Если отрезок передающей линии протяженностью примерно в 12 длин волн растянуть в середине так, чтобы образовался ромб (фиг. 49,1) с более короткой диагональю, приблизительно равной его стороне (в данном случае шести длинам волн), то основные свойства передающей линии, т. е. равные, противоположные и близкие друг к другу токи, нарушаются. Разнесенные на большие расстояния друг от друга токи в ромбе оказывают большие влияния на заряды в удаленных проводниках, т. е. благодаря изменению конфигурации параллельных проводов с равномерным и небольшим расстоянием между ними и превращением их в ромб с расстоянием в середине порядка нескольких длин волн двухпроводная линия передачи превращается в ромбическую антенну. Распределение тока и входной импеданс ромбической антенны не равны импедансу двухпроводной линии, так как конфигурация проводников стала иной и добавилась нагрузка вследствие связи с окружающим пространством. Однако, хотя



Фиг. 49,1. Ромбическая антенна.

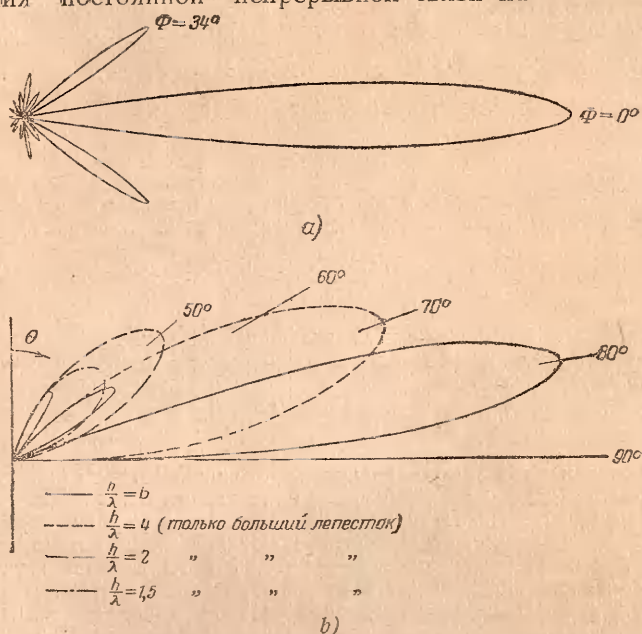
входной импеданс больше не является уже не независимым от частоты, но изменения его с частотой получаются относительно малыми. Действительно, перестройкой оконечного сопротивления на оптимальное значение возможно получить входной импеданс, хотя и изменяющийся при изменении частоты, но в типичном случае имеющий активную и реактивную компоненты, ни одна из которых не отклоняется больше, чем на 20 % от среднего значения 800— $j2650 \text{ ом}$  в диапазоне частот от 4 до 20 мГц. Ясно поэтому, что при широкополосной работе в этом диапазоне частот ромбическая антенна обладает чрезвычайно хорошими характеристиками по сравнению с антенной открытого типа. С другой стороны, в добавление к относительно малым потерям мощности на нагрев проводов, 50 % подводимой к ромбической антенне мощности теряется в конечном сопротивлении. (Вспомним, что в случае цилиндрических медных антенн теряемая на нагрев мощность составляет ничтожную ее долю.) Как бы в возмещение этого недостатка ромбическая антенна обладает высокой направленностью. При оптимальной конструкции и длине сторон в 6  $\lambda$  возможно усиление поля, отнесенное к полуволновому диполю, достигающее до 16 дБ. Более того, хотя направление максимума поля изменяется и направленность с понижением частоты уменьшается, но эти изменения происходят не быстро. В результате, хотя оптимальные условия работы достигаются

уже не является независимым от частоты, но изменения его с частотой получаются относительно малыми. Действительно, перестройкой оконечного сопротивления на оптимальное значение возможно получить входной импеданс, хотя и изменяющийся при изменении частоты, но в типичном случае имеющий активную и реактивную компоненты, ни одна из которых не отклоняется больше, чем на 20 % от среднего значения 800— $j2650 \text{ ом}$  в диапазоне частот от 4 до 20 мГц. Ясно поэтому, что при широкополосной работе в этом диапазоне частот ромбическая антенна обладает чрезвычайно хорошими характеристиками по сравнению с антенной открытого типа. С другой стороны, в добавление к относительно малым потерям мощности на нагрев проводов, 50 % подводимой к ромбической антенне мощности теряется в конечном сопротивлении. (Вспомним, что в случае цилиндрических медных антенн теряемая на нагрев мощность составляет ничтожную ее долю.) Как бы в возмещение этого недостатка ромбическая антенна обладает высокой направленностью. При оптимальной конструкции и длине сторон в 6  $\lambda$  возможно усиление поля, отнесенное к полуволновому диполю, достигающее до 16 дБ. Более того, хотя направление максимума поля изменяется и направленность с понижением частоты уменьшается, но эти изменения происходят не быстро. В результате, хотя оптимальные условия работы достигаются



только при одной частоте, весьма ценные качества ромбической антенны достаточно хорошо сохраняются в широком диапазоне частот без каких-либо переделок в системе. Типичная расчетная характеристика поля ромбической антенны, расположенной горизонтально над идеально проводящей плоскостью, показана на фиг. 49,2. В горизонтальной диаграмме, как видим, получается большое число маленьких лепестков.

Ромбические антенны на практике применяются для поддержания постоянной непрерывной связи на больших рас-



Фиг. 49,2. Типичное поле удаленной зоны горизонтальной ромбической антенны над идеально проводящей плоскостью.

а — „горизонтальная“ диаграмма с  $\theta = 90^\circ$ ; б — „вертикальные“ диаграммы с  $\Phi = 0^\circ$ .

стояниях, так как они позволяют применить любую из целого диапазона частот, требующуюся по ионосферным условиям в разное время суток. Более того, изменение вертикального угла с частотой (фиг. 49,2) таково, что он очень хорошо совпадает со средним вертикальным углом на приеме и на передающей станции дальней передачи, например, в случае трансатлантической связи.

Точных анализов распределения тока или анализа входного импеданса возбуждаемой ромбической антенны или напряжения разомкнутой цепи на зажимах нагрузки приемной ромбической антенны не имеется. Фактически ромбическая антенна представляет частный случай рамочных антенн вообще. Расчеты, сделанные для удаленного электромагнитного поля, основываются на предположении, что ток по периметру ром-

ба такой же, как и вдоль нерезонирующей линии. Можно ожидать, что такое распределение является столь же примерно хорошим приближением для ромбической антенны, как синусоидальное распределение для цилиндрической антенны, питаемой в центре, т. е. оно может считаться удовлетворительным для определения удаленных полей, но недостаточным для определения входного импеданса. Выражение для сопротивления излучения ромбической антенны, рассчитанного в предположении, что ток распределяется подобно току в нерезонирующей линии без потерь, имеет вид

$$R_{изл} = 240 [\ln (\beta b \sin \alpha) + 0,577] \text{ ом}, \quad (49,1)$$

где  $b$  — короткая диагональ (фиг. 49,1).

## 50. Задачи

1. Изобразите распределение тока вдоль антенны с половиной длины  $h = 3\lambda/8$ , а) если она возбуждается в центре, так что (приблизительно)

$$I_z = I_0 \frac{\sin \beta (h - |z|)}{\sin \beta h},$$

и б) если она является приемной антенной, окруженной электрическим полем равномерной амплитуды и параллельным антенне, так что (приблизительно)

$$I_z = I_0 \frac{\cos \beta z - \cos \beta h}{1 - \cos \beta h}.$$

2. Две симметричные возбуждаемые в центре антенны ориентированы в одной и той же плоскости под прямыми углами к линии, соединяющей их центры (фиг. 50,1). Половина длины антенны  $l$  равна  $h_1 = 3,75 \text{ м}$ , антенны  $2 - h_2 = 1,25 \text{ м}$ . Частота возбуждающего потенциала равна 60 мГц для каждой антенны. а) Рассчитать минимальное расстояние  $r$ , необходимое для обеспечения условия нахождения антенн в удаленной зоне друг относительно друга, если условие удаленной зоны  $\beta r \geq 25$ . б) Изобразить распределение тока и заряда на каждой антенне в момент  $t = T/8$  (взять  $\omega t = 45^\circ$ ). Предположите, что радиус антенного провода чрезвычайно мал.

3. Антенна сделана из латунного прутка диаметром 3,2 мм и работает на частоте 56,6 мГц. Чему равен входной импеданс этой антенны, если она возбуждается в центре и длина ее в точности равна половине длины волны.

О т в е т:  $3130 - j2180 \text{ ом}$ .

4. а) Чему должна быть равна длина антенны, сделанной из латунного прутка диаметра 3,2 мм, если она должна быть антирезонансной при частоте 56,6 мГц? б) Чему равен собственный входной импеданс в этом случае?

О т в е т: а)  $h = 2,54 \text{ м}$ ; б)  $4375 + j0 \text{ ом}$ .

5. Генератор с напряжением холостого хода в 300 в (эффективных) при частоте  $10^6 \text{ мГц}$ , имеющий внутренний импеданс  $200 + j300 \text{ ом}$ , подключен к одному концу передающей линии с характеристическим сопротивлением  $R_g = 500 \text{ ом}$ . Длина линии равна  $7\lambda/8$ . На другом конце линии включена симметричная возбуждаемая в центре антенна импеданса  $147 + j88 \text{ ом}$ .

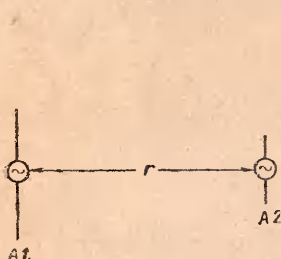
Предполагая отсутствие потерь в линии, найти: а) ток антенны на ее входных зажимах, б) излучаемую антенной мощность и в) эффек-

тивный ток в точке, отстоящей от входных зажимов вверх по антенне на расстоянии  $\lambda/4$ , предполагая, что  $h = 3\lambda/8$  и что имеет место приближенно синусоидальное распределение тока.

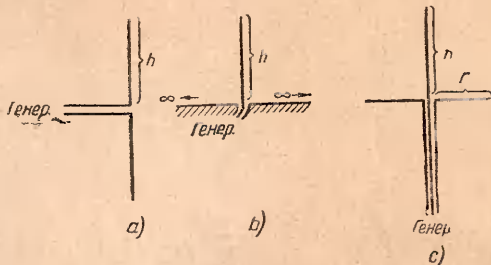
Ответ: а) 876 мА; б) 113 Вт; в) 876 мА.

6. Вертикальный излучатель башенного типа использован для ширококонтентной станции, работающей на частоте 1110 кГц. Высота башни  $0,21\lambda$ . Опытным путем было определено, что эквивалентный круговой радиус  $a$  этой башни равен 2,7 см.

Предполагая отсутствие потерь в земле, в настраивающих реактансах и потерь на нагрев, определить: а) входной импеданс антенны, б) величину и знак сосредоточенного реактанса, который необходимо включить для настройки цепи в резонанс, в) излучаемую антенной мощность, предполагая, что цепь настроена в резонанс для приложенного к зажимам цепи среднеквадратичного напряжения 312 В; д) напряжение на опорном изоляторе.



Фиг. 50,1.



Фиг. 50,2.

Ответ: а)  $20 - j100$  Ом; б)  $X = +100$  Ом; в) 4870 Вт; д) 1590 В (эффективных).

7. Чему равен входной импеданс: а) при первом резонансе, б) при первом антирезонансе возбуждаемой в центре антенны, для которой  $a/\lambda = 2 \cdot 10^{-5}$ ? В каком из этих двух случаев происходит питание током? Питание напряжением?

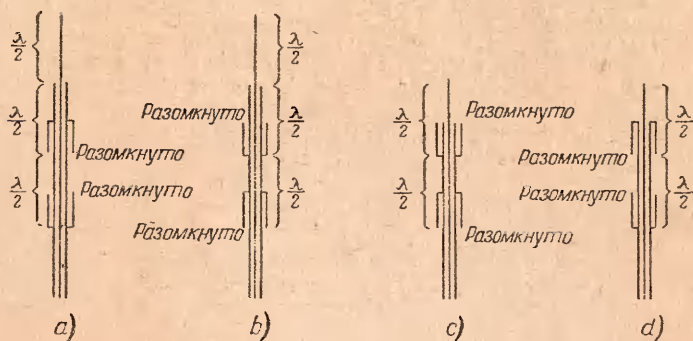
Ответ: а)  $65 + j0$ ; б)  $7900 + j0$  Ом.

8. Излучаемая относительно тонкой антенной с половиной длины  $h = 3\lambda/8$  мощность равна 5 кВт, при входном токе 3,78 А (среднеквадратичном). Предполагая синусоидальное распределение тока, определить сопротивление излучения этой антенны, отнесенное к максимуму тока. Потери на нагрев отсутствуют и можно считать, что цепь настроена в резонанс с помощью включенного последовательно с антенной реактанса.

Ответ.  $R_{изл} = 175$  Ом.

9. На фиг. 50,2,а изолированный провод с половиной длины  $h$  возбуждается в центре. На фиг. 50,2, б провод длины  $h$  поставлен вертикально над идеально проводящей бесконечной плоскостью и возбуждается коаксиальной линией, подключенной к генератору, расположенному ниже этой плоскости. На фиг. 50,2, в провод длины  $h$  поставлен вертикально над идеально проводящим круглым диском радиуса  $r$  и возбуждается коаксиальной линией, проходящей через диск и подключенной к генератору, расположенному значительно ниже диска. Предполагаем, что ни на нижней стороне диска, ни на внешней оболочке коаксиальной линии тока нет. Во всех трех случаях длины  $h$  проводов одинаковы и имеют радиус, удовлетворяющий условию  $a/\lambda = 10^{-4}$ . Длины  $h$  (и радиус  $r$  на фиг. 50,2, в) подобраны так (около  $\lambda/2$ ), что нагрузочный импеданс линии передач представляет собою чистое активное сопротивление при антирезонансе.

а). Где находятся токи, в основном создающие удаленное поле в каждом из трех этих случаев? б) С помощью диаграмм укажите приближенное распределение всех этих токов при их максимальных значениях за период. Считайте, что провода бесконечно тонкие. с) Определите нагрузку на конце линии передачи в случаях фигур 50,2,а и 50,2,б. а) Оцените нагрузку на конце линии для случая фиг. 50,2,с, указав, будет ли она больше или меньше, чем нагрузка в случаях фиг. 50,2,а и 50,2,б.



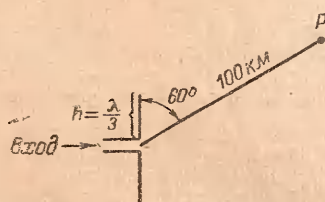
Фиг. 50,3.

10. Два вертикальных излучателя составляют передающую систему. Высота каждой антенны  $h = \lambda/4$ ; расстояние между ними  $b/\lambda = 0,30$  и  $\Omega = 30^\circ$  для каждой антенны. Входной ток антенны  $I$  равен  $10a$  (среднеквадратичных) и входной ток антенны  $2-5a$  (среднеквадратичных).

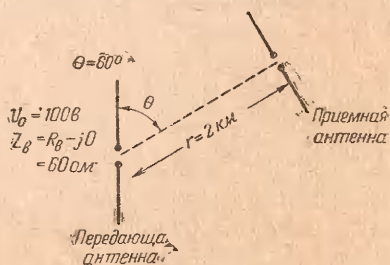
Найти излучаемую этой системой мощность. Считайте, что генераторы безимпедансные и что земля идеально проводящая.

Ответ:  $P_1 = 3650 \text{ вт}$ ;  $P_2 = 1890 \text{ вт}$ .

11. а) Изложите принципиальное действие каждой коаксиальной муфты на каждом из четырех антенных устройств (фиг. 50,3, б). Установите в каждом случае, какие части устройства несут, если это имеет место.



Фиг. 50,4.



Фиг. 50,5.

большие антенные токи и укажите их приближенное распределение. с) Для каждого ли случая наружная поверхность линии ниже нижней муфты будет расстроена? Объясните.

12. С помощью диаграмм опишите кратко конструкцию и применение: а) изолирующего шлейфа (или муфты), б) фазообращающего шлейфа (или муфты), с) расстраивающего шлейфа (или муфты), д) согласующего шлейфа.

13. а) Определите направление и величину электрического поля и магнитного поля в точке Р фиг. 50,4, если ток на входных зажимах ан-



тенны равен  $2a$ . При расчете поля предположить, что антенна, бесконечно тонкая. *б)* Антенна [как в первом примере *а)*] удлинена до  $h = \lambda/2$ , а максимальный ток в антенне поддерживается таким же, как и в *а)*.  
1) Определить, уменьшится или увеличится поле в точке  $P$  и насколько? 2) Изменится ли направление поля в точке  $P$ ?

14. Возбуждаемая в центре антенна длиной  $h \approx \lambda/4$  имеет входное сопротивление при резонансе  $60 \text{ ом}$ . Напряжение, приложенное к зажимам, равно  $100 \text{ в}$  (среднеквадратичным) при  $f = 300 \text{ мГц}$ .

*а)* Рассчитайте (среднеквадратичное) электрическое поле  $\mathcal{E}_0$  на расстоянии  $2 \text{ км}$  от антенны при угле  $\theta = 60^\circ$  (фиг. 50,5). При этом расчете примите, что  $h = \lambda/4$ . *б)* Определите мощность, передаваемую согласованной нагрузке приемной антенны, расположенной параллельно рассчитанному в *а)* полю. Приемная антенна в точности такая же, как и передающая. Примите ее эффективную половину длины равной  $h_p = \lambda/2$ .  
Ответ. *а)*  $0,0408 \text{ в/м}$ ; *б)*  $0,705 \text{ мВт}$ .

15. Симметричная возбуждаемая в центре антенна, для которой  $\Omega = 20$ , имеет входной импеданс при резонансе  $65 \text{ ом}$  активных. При частоте  $f = 200 \text{ мГц}$   $h = 0,367 \text{ м}$ . Проверьте данные значения  $R_0$  и  $h$ . Желательно найти напряжение на зажимах сопряженной с согласующей нагрузки, примененной для соединения этой антенны с приемником. Вблизи приемной антенны электрическое поле равно  $500 \text{ мкВ/м}$  (среднеквадратичных) и имеет направление  $\phi = 60^\circ$  и  $\theta_1 = 36,9^\circ$ .

Ответ.  $41,25 \text{ мкВ}$  (эффективных).

16. *а)* Используя соотношение  $F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}$ , рассчитайте

достаточное число точек для построения диаграммы вертикального поля для одиночной чрезвычайно тонкой антенны. *б)* Чему равна половина длины  $h$  антенны? *с)* Какова форма „горизонтальной“ диаграммы, т. е. диаграммы на плоскости под прямым углом к антенне?

17. Используя формулу  $|\mathcal{E}_0| = \frac{60 I_0 \cos(H \cos \theta) - \cos H}{R \sin H \sin \theta}$ , рассчитайте

среднеквадратичное значение электрического поля в  $\text{в/м}$  в срединной или горизонтальной плоскости.  $\theta = 90^\circ$  в точке, удаленной от оси антенны на  $5 \text{ км}$ , при следующих условиях: *а)*  $h = \lambda/4$ ,  $I_{\text{макс}} = 10 \text{ а}$  (среднеквадратичных); *б)*  $h = 3\lambda/8$ ,  $I_{\text{макс}} = 10 \text{ а}$  (среднеквадратичных); *с)*  $h = \lambda/2$ ,  $I_{\text{макс}} = 10 \text{ а}$  (среднеквадратичных).

Ответ. *а)*  $0,12$ ; *б)*  $0,204$ ; *с)*  $0,24 \text{ в/м}$ .

18. *а)* Рассчитайте величину удаленного электрического поля  $\mathcal{E}$  в  $\text{в/м}$  в точке  $P$ , расположенной в горизонтальной плоскости, для случая двух параллельных вертикальных антенн с половиной длины  $h = \lambda/4$  [ $F(\theta) = 1,0$ ]. Предположите, что входной ток антенны  $I$  равен  $3,0 \text{ а}$  и антенны  $2-2a$  (среднеквадратичных). Фазовый угол между токами  $\delta = 90^\circ$ , и ток антенны 2 опережает ток антенны 1. Расстояние между антеннами  $b = \lambda/4$  и  $f = 12 \text{ мГц}$ . Угол  $\Phi = 60^\circ$  (фиг. 50,6). Примите  $R = 5000 \text{ м}$ . *б)* Определите величину магнитного поля  $\mathcal{H}_0$  в  $\text{а/м}$  в той же точке.

Ответ. *а)*  $0,0555 \text{ в/м}$ ; *б)*  $1,472 \cdot 10^{-4} \text{ а/м}$ .

19. *а)* Спроектируйте систему, состоящую из четырех идентичных антенн, каждая высотой  $\lambda/2$ ; антенны поставлены вертикально на идеально проводящей полусфере. Система должна поддерживать вертикальное электрическое поле в  $50 \text{ мкВ/м}$  в точках вблизи проводящей плоскости, отстоящих на  $1200 \text{ км}$  на север и юг. Поле должно иметь возможно острый максимум в южном и северном направлениях и нуль в восточном и западном направлениях. Опишите геометрическое расположение антенн, расстояния укажите в долях длины волны. Рассчитайте величины и от-

носительные фазы максимальных амплитуд токов во всех четырех единицах. Частота 100 мГц. б) Нарисуйте горизонтальную диаграмму системы и вертикальную диаграмму в квадранте, содержащем север. с) Укажите устройство цепи с передающей линией для возбуждения четырех единиц от одного генератора.

20. Для данных фиг. 50,7 рассчитайте поле в  $v/m$  в точке  $P$  при  $\theta = 45^\circ$ . Оба диполя питаются в фазе и входные токи равны 10 а (среднеквадратичным).

Ответ.  $480/R$  в/м.

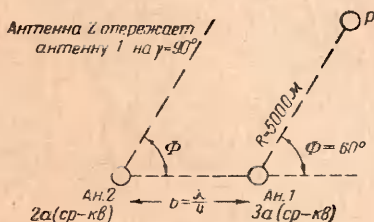
Для решения задачи поступайте следующим образом.

а) Найдите амплитуду и направление электрического поля антенны 1 в точке  $P$ . б) Сделайте то же для антенны 2. с) Сложите эти поля, учитывая, что они должны быть рассчитаны для токов в антеннах в соответствующее раннее время.

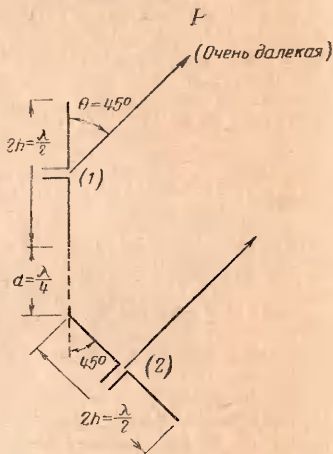
21. Повторите задачу 20, но предположите входной ток антенны 2 опережающим входной ток антенны 1 на электрический фазовый угол  $127,8^\circ$ .

Ответ.  $976/R$  в/м.

22. Симметричная возбуждаемая в центре антенна с половиной длины  $h = \lambda/4$  ориентирована параллельно поверхности земли, предполагаемой идеально проводящей. Антенна поднята на высоту 15 м двумя мачтами. Ток  $I_0 = 6$  а (среднеквадратичный), и частота — 4 мГц. а) Найдите величину (сред-



Фиг. 50,6.



Фиг. 50,7.

неквадратичную) электрического поля в точке вертикальной плоскости в направлении под углом в  $30^\circ$  к поверхности земли. Расстояние от точки до возбуждаемой антенны 5 км. б) Найдите величину (среднеквадратичную) магнитного поля в этой же точке.

З а м е ч а н и е. Вертикальная плоскость включает точку расчетного поля, центр антенны и центр земли. Антенные провода перпендикулярны к этой плоскости. Считайте, что в данном случае синусоидальное распределение тока в антенне дает хорошее приближение.

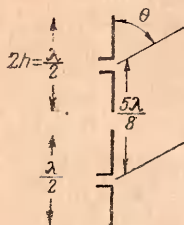
Ответ. а)  $0,0846$  в/м; б)  $2,25 \cdot 10^{-4}$  а/м.

23. а) Найдите уравнение вертикальной диаграммы отдельной системы прямолинейных антенн, показанной на фиг. 50,8. Все элементы несут токи, равные по величине и одинаковые по фазе. б) Используя найденное в а) уравнение, рассчитайте удаленное поле при  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ . Зарисуйте результаты расчета. с) Какова форма диаграммы „горизонтального“ поля? Каково направление электрического поля?

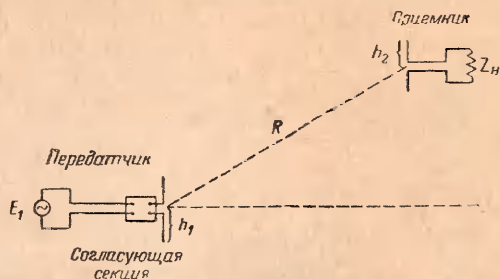
24. Возбуждаемая в центре антенна имеет при резонансе входной импеданс 55 ом. Напряжение частоты 3 000 мГц на зажимах равно 11 в. а) Рассчитайте электрическое поле на расстоянии 10 км от антенны в

направлении его максимума. Обозначьте его направление. Предположите для этих расчетов, что антенна эквивалентна бесконечно тонкой антенне с половиной длины  $h = \lambda/4$ . б) Определите мощность, переносимую к согласованной нагрузке приемной антенны, расположенной параллельно рассчитанному в а) полю, т. е. на расстоянии 10 км от передатчика. Приемная антенна в точности такая же, как и передающая антенна. Примите, что эффективная половина длины  $h_e = \lambda/2\pi$ .

25. Пассивная система состоит из вертикальной питаемой в центре антенны и параллельной пассивной антенны, каждая из них с половиной длины  $h = \lambda/4$  и радиуса такого, что  $\Omega = 2 \ln \frac{2h}{a} = 20$ . Они удалены по горизонтали на расстояние 5 см. К зажимам питаемой антенны приложена разность потенциалов 100 в при частоте  $f = 300$  мгц. Пассивная антенна обладает в ее центре чистым реактансом в  $-40$  ом. Определите



Фиг. 50,8.



Фиг. 50,9.

отношение прямого и обратного электрических полей в горизонтальной срединной плоскости системы.

26. Генератор и передающая антенна (фиг. 50,9) имеют следующие данные:

Генератор. Электродвижущая сила  $E_1 = 55$  в; импеданс 50 ом чисто активного сопротивления; частота 200 мгц.

Линия. Характеристическое сопротивление  $R_0 = 500$  ом; длина — 10 длин волн до согласующей секции; потеря мощности 10%.

Согласующая секция заканчивает линию  $R_0$ ; потери мощности ничтожны.

Антенна. Радиус антенны  $a = 0,045$  см; длина подобрана так, что  $h_1 = \lambda/2$ ; потеря мощности на нагрев ничтожна.

Определить: а) входной импеданс антенны; б) величину входного тока антенны; в) полную излучаемую мощность.

27. Приемная антенна и нагрузка имеют следующие данные (фиг. 50,9): Электрическое поле (вызванное передатчиком) у приемной антенны перпендикулярно линии, соединяющей центры обеих антенн, лежит в плоскости антенн; величина его 4 мв/м; частота 200 мгц.

Приемная антенна.  $\Omega = 2 \ln \frac{2h}{a} = 20$ ; ее полная длина — примерно  $\lambda/2$ , так что входной импеданс — чисто активное сопротивление; центр ее находится на расстоянии 1,5 км от центра передающей антенны и на 300 м выше его.

Передающая линия, соединяющая приемную антенну с нагрузкой  $Z_N$ . Входной импеданс равен импедансу ан-



тенны; потери мощности в линии ничтожны, так как ее длина меньше длины волны.

Нагрузочный импеданс.  $Z_H = 30 + j 25 \text{ ом}$ .

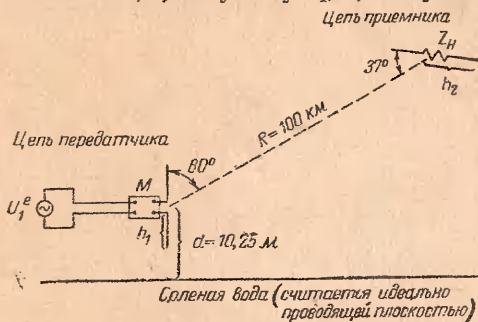
Определите: а) импеданс, действительную длину  $2h$  и эффективную длину  $2h_e$  приемной антенны; б) напряжение на входных зажимах линии; в) принимаемую нагрузкой мощность.

28. Данные схемы фиг. 50,10:

Генератор. Подводит к линии передачи 100 вт при частоте 300 мггц. Линия. Характеристическое сопротивление 400 ом; длина до согласующей секции  $M=8$  длин волн; потери мощности 8%.

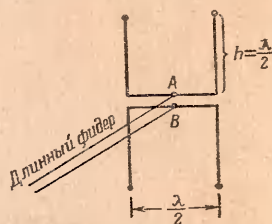
Антенна. Радиус  $a=0,1 \text{ см}$ ; длина подобрана так, что антенна настроена в резонанс примерно при  $h_1 = \lambda/4$ ; потери мощности на нагрев антенны 2% от подводимой к ней мощности.

Определить: а) входной импеданс антенны; б) величину входного тока антенны; в) полудлину  $h_1$ ; д) полную излучаемую мощность; е) ток в



Фиг. 50,10.

центре резонансной, идеально проводящей и бесконечно тонкой антенны с половиной длины  $= \lambda/4$ , кото-



Фиг. 50,11.

рая излучает вычисленную в д) мощность; ф) рассчитайте эффективное электрическое поле (вызванное передатчиком) в центре приемной антенны, предполагая действительную антенну замененной бесконечно тонкой, описанной в е); г) обозначьте направление напряжения электрического поля (вызванного передатчиком) в центре приемной антенны.

Для приемной цепи фиг. 50,10 примите следующие данные:  $Z_H = 10^6 \text{ ом}$  чисто активного сопротивления;  $h_2$  подобрана примерно  $\lambda/2$  при максимуме эффективной половине длины  $h_e$  (эта половина длины делает антенну антирезонансной, если она возбуждается в центре);  $h_2/a$  антенны таково, что  $2 \ln \frac{2h_2}{a} = 10$  ( $a$  — радиус антенны).  $h$ ). Определите напряжение на нагрузке.

29. Две параллельные возбуждаемые в центре антенны (фиг. 50,11) имеют полудлину  $h = \lambda/2$  и радиусы такие, что  $\Omega = 2 \ln \frac{2h}{a} = 20$ . Они

питаются в центре частотой 50 мггц. Секция двухпроводной линии, соединяющая их зажимы, имеет длину  $\lambda/2$  и характеристическое сопротивление — 400 ом; питающие зажимы А, В расположены в центре. Максимальная амплитуда тока одинакова в каждой антенне и равна 2а.

а) Предполагая синусоидальное распределение тока, определите направление и численное значение удаленного электрического поля, вызываемого системой в направлении или направлениях, в которых этот максимум находится на расстоянии 300 км. б) Нарисуйте горизонтальную и вертикальную диаграммы поля. В каждой диаграмме укажите расположение антенн. Укажите также величину рассчитанного в а) электрического поля



30. а) Если расположить длинную горизонтальную питающую линию перпендикулярно к плоскости антенн (фиг. 50,11), то какие токи эта линия будет нести: линейные, антенные или те и другие? Подтвердите ваш ответ. б) Повторите а), если длинная вертикальная линия питает систему снизу, и каждый провод линии эквидистантен параллельным плечам антенн. с) с точки зрения минимальных антенных токов на фидере, где лучше вместо двухпроводной линии применить коаксиальную, питающую точки А, В от генератора, линию: в случае а) или в случае б)? Подтвердите ваш ответ.

31. Определите числовое значение импеданса в А, В системы фиг. 50,11.

## 51. Дóполнительная литература

- А. А. Пистолькорс — Антенны. Связьтехиздат, 1948.  
 А. Е. Сузант — Распределение тока и потенциала в двухпроводном фидере с расходящимися концами. Техника радио и слабого тока т. 7, июль, 1932.  
 И. И. Вольман — Антенный трансформатор в виде расходящейся линии. Электросвязь, № 2, 1939.  
 Антенные устройства. Сборник статей под. ред. С. И. Наденско. Связьрадиоиздат, 1939  
 Исследование антенны. Изд. Моск. гос. университета им. М. Н. Покровского, 1938.  
 П. Н. Куксенко — Направленный радиоприем. Гос. воен., изд. 1933.  
 Проектирование и расчет антенны. Сборник статей Айзенберга, Барроу, Домбровского и др.  
 Электрический расчет антенны. Сборник статей Домбровского, Наденко, Айзенберга, Титова.  
 В. В. Татаринков — Коротковолновые направленные антенны. Связьтехиздат, 1936.  
 Материалы по расчету и конструированию коротковолновых антенн. Связьтехиздат, 1932.  
 М. С. Нейман — Передающие антенны. Теория и основания для расчета. Энергоиздат, 1937.  
 А. А. Пистолькорс — Приемные антенны. Связьтехиздат, 1937.  
 А. Денхорт и Химлер — Действующая высота приемной антенны, находящейся в сфере влияния вторичного источника излучения ЦИТЭИН, 1935, Москва.  
 Дж. Страттон, Электромагнитная теория, гл. VIII, Гостехиздат, 1948.  
 R. M. Foster. Directive Diagrams of Antenna Arrays. Bell System Tech. J. т. 15, стр. 292—307, апрель, 1926.  
 G. C. Southworth. Factors Affecting the Gain of Directive Antennas. Proc. J. R. E. т. 18, стр. 1502, сентябрь, 1930.  
 E. J. Sterba. Directional Transmitting Systems, Proc. I. R. E., т. 19, стр. 1184, июль, 1931.  
 R. S. Glasgow. Principles of Radio Engineering, стр. 413—463, Mc Graw-Hill Book Company, 1936.  
 H. E. Hollman. Physik u. Technik der ultrakurzen Wellen, т. 2, стр. 58—87, изд. Julius Springer, 1936.  
 G. H. Brown. Directional Antennas. Proc. J. R. E., т. 25, стр. 78, январь, 1937.  
 F. E. Terman. Radio Engineering, 2-е изд., гл. XV, Mc Graw-Hill Book Company, 1937.  
 F. Vilbig. Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, гл. V, академ. изд., 1937.  
 E. Hallén. Theoretical Investigations into the Transmitting and Receiving Qualities of Antennas. Nova Acta. серия IV, т. 11, № 4, Uppsala, 1938.  
 G. Grammer, and B. Goodman. The ARRL Antenna Book. American Radio Relay League, West Hartford, 1939.

- H. Brückmann. Antennen. S. Hirzel, 1939.
- A. E. Harper. Rhombic Antenna Design. D. Van Nostrand Company, 1941.
- S. A. Schelkunoff. Theory of Antennas of Arbitrary Size and Shape. Proc. I. R. E., т. 29, стр. 493, сентябрь, 1941.
- R. King and F. G. Blake. The Self-impedance of a Symmetrical Antenna. Proc. I. R. E., т. 30, стр. 335—349, июль, 1942.
- R. King. Coupled Antennas and Transmission Lines. Proc. I. R. E., т. 31, стр. 623—640, ноябрь, 1943.
- R. King and C. W. Harrison, Jr. Distribution of Current in Symmetrical Antenna. Proc. I. R. E., т. 31, стр. 548—566, октябрь, 1943.
- R. King. Coupled Antennas and Transmission Lines. Proc. I. R. E., т. 31, стр. 626—640, ноябрь, 1943.
- C. W. Harrison, Jr. and R. King. Radiation Field of Symmetrical Center-driven Antenna of Finite Cross-section. Proc. I. R. E., т. 31, стр. 693—698, декабрь, 1943.
- S. A. Schelkunoff. Electromagnetic Waves. D. Van Nostrand Company, 1943.
- S. A. Schelkunoff. Mathematical Theory of Linear Arrays. Bell System Tech. J., т. 22, стр. 80, 1943.
- F. E. Terman Radio Engineers, Hand-book, стр. 770—871, Mc Grow-Hill Book Company, 1943.
- S. A. Schelkunoff. Antenna Theory and Experiment. J. Appl. Phys., т. 15, стр. 54—60, январь, 1944.
- M. C. Gray. A Modification of Hallen's. Solution of the Antenna Problem. J. Appl. Phys., т. 15, стр. 61—65, январь, 1944.
- R. King and C. W. Harrison, Jr. The Receiving Antenna. Proc. I. R. E., т. 32, стр. 18—35, январь, 1944.
- C. W. Harrison, Jr. and R. King. Receiving Antenna in a Plane-polarized Field of Arbitrary Orientation. Proc. I. R. E., т. 32, стр. 35—49, январь, 1944.
- R. King and C. W. Harrison, Jr. Impedance of Long, Short, and Capacitively Loaded Antennas with a Critical Discussion of the Antenna Problem. J. Appl. Phys., т. 15, стр. 170—185, февраль, 1944.
- R. King and C. W. Harrison Jr. Mutual and Self-impedance of Coupled Antennas. J. Appl. Phys., т. 15, стр. 481—495, июнь, 1944.
- R. W. King. Electromagnetic Engineering, т. I, Mc Grow-Hill Book Company, 1945.

## ГЛАВА ТРЕТЬЯ

### ЦЕПИ УЛЬТРАВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

В главе II нами были сформулированы общие количественные законы для электрических цепей, размеры которых сравнимы с длиной волны или больше ее. Они были применены для описания одного из видов цепей, называемых антеннами. Настоящая глава не рассматривает каких-либо новых установок, она является скорее продолжением изучения антенн и связана с приложением тех же общих принципов к цепям различного рода.

#### 1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЦЕПЕЙ

**1. Цепи, не ограниченные ближней зоной.** Название «цепи ультравысокой частоты» собственно обозначает цепи, используемые в ограниченном диапазоне частотного спектра. Однако основные характеристики цепей, используемых в полосе ультравысокой частоты, связаны с тем фактом, что их размеры по величине того же порядка, что и длина волны. Нами термин цепи ультравысокой частоты будет применяться в более широком смысле и включать все цепи, не ограниченные ближней зоной, по крайней мере хотя бы в одном направлении, вне зависимости от используемой частоты. Эти цепи могут быть открытыми, квазизамкнутыми или замкнутыми, как это было изложено в разделе 6, главы II.

**2. Излучающие и неизлучающие цепи.** Цепи ультравысокой частоты могут быть подразделены на две группы: цепи, функционирующие как антенны вследствие их излучающих свойств, и цепи, не излучающие или излучающие в очень малой степени. Цепи первого типа рассмотрены в главе II; цепи второго типа являются предметом рассмотрения настоящей главы.

Случаи цепей, выполненных из проводов вроде линий с открытыми проводками, разомкнутых на конце коаксиальных линий и небольших рамочных антенн, были рассмотрены с точ-

ки зрения излучения в главе II. Напомним, что связь этих цепей с окружающим пространством, а, следовательно, и их излучение, можно сделать малой или установлением равных и противоположных, близких друг к другу токов, как это имеет место в открытых линиях, или экранировкой всей цепи металлическим экраном, как об этом говорилось в разделе I главы II. В последнем случае токи сами по себе автоматически распределялись таким образом, что электромагнитное поле внутри металла и везде на наружной стороне замкнутого экрана сводилось практически к нулю. Неизлучающие или излучающие только слегка цепи типа близко расположенных или металлически экранированных передающих линий очень важны в высокочастотной технике с точки зрения передачи мощности и как элементы цепи и как элементы колебательных контуров в генераторах.

**3. Резонирующие и нерезонирующие цепи.** Цепи, не ограниченные в одном или нескольких измерениях ближней зоной, чрезвычайно сложны, за исключением специальных случаев нерезонирующих или резонирующих цепей, которые могут быть приближенно рассмотрены при относительно простых распределениях тока и заряда. Они имеют большое практическое значение.

Если цепи сконструированы так, что электрические заряды совершают колебания вдоль проводов и максимальные концентрации заряда не проявляются в отдельных фиксированных местах, измеряемых параллельно оси провода, а непрерывно перемещаются в одном направлении вдоль него, то такие цепи называются *нерезонирующими*. Заряды, расположенные по той или иной конфигурации, движутся в направлении оси и вызывают аксиальный ток. И с очень хорошим приближением можно принять, что максимальные величины зарядов и аксиального тока наступают в поперечных сечениях одновременно. Получается, как говорят, *бегущая волна*.

Если заряды совершают колебания вперед и назад вдоль проводников, образующих цепь, так, что максимальные концентрации зарядов наибольшей возможной амплитуды получаются периодически в определенных зафиксированных местах, то цепь у нас — *резонирующая*. В этом случае максимум плотности тока получается в мгновения, отличающиеся по времени на четверть периода, и в местах, отличающихся по положению на эквивалент в четверть длины волны от положения максимума плотности заряда. Получаются, как говорят, *стоячие волны*.

Если цепь не является ни резонирующей с картиной фиксированной стоячей волны максимально возможной амплитуды, ни нерезонирующей с бегущей волной, то, точно говоря,



она является не резонирующей. Однако все нерезонирующие цепи бывают иногда, как говорят, слабо резонирующими. Дальнейшее изложение ограничивается нерезонирующими и резонирующими цепями в строгом значении этих слов.

## II. ПЕРЕДАЮЩИЕ ЦЕПИ

**4. Свойства передающих цепей.** Цепи, предназначенные в основном для передачи мощности от генератора к нагрузке, могут быть названы передающими цепями, если, как это здесь и трактуется, все внимание сосредоточить главным образом на электрическом токе и заряде, а электромагнитное поле рассматривать только как удобное понятие для математических выкладок<sup>1</sup>. Цепи могут называться волноводами, если ударение делается на поле. Они включают соответствующие линии с открытыми проводами или коаксиальными с размерами поперечных сечений, удовлетворяющими условию ближней зоны; они включают также и более общие типы с поперечными сечениями и не так уж строго ограниченными. Основные свойства передающих цепей (волноводов) всех типов заключаются в следующем:

1. Малые потери мощности а) на нагрев проводов и диэлектриков самих цепей и б) на излучение.

2. Достаточно большая мощность. Это предполагает достаточное расстояние между проводами и достаточную диэлектрическую крепость изолирующей среды, предупреждающие возможность искрового пробоя; проводники предполагаются достаточной поверхности для несения больших токов высокой частоты.

3. Достаточный частотный диапазон и приемлемая частотная характеристика.

4. Физическая пригодность.

5. Специальные требования, как, например, симметрия вращения для вращающихся соединений, неизменность поляризации и пригодность гибких конструкций.

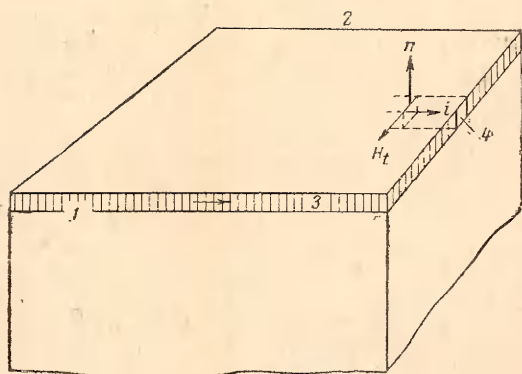
**5. Обзор качественной стороны аналитических задач, относящихся к передающим цепям.** Основная проблема заключается в том, чтобы спроектировать цепь так, что если к ней подводится от генератора на одном конце какая-нибудь мощность, то на другом конце этой цепи передается в нагрузку мощность, равная подводимой насколько только это возможно. Задача эта всегда трехмерна. Она включает одно переменное в направлении передачи, называемой аксиальной координатой, которая в простейшем случае прямолинейной цепи может быть принята за ось  $z$  координатной системы. Помимо этого задача включает еще два поперечных перемен-

---

<sup>1</sup> См. сноску на стр. 94.

ных, выбранных соответственно форме поперечного сечения цепи.

Задача, подлежащая решению, заключается в том, чтобы представить распространение в аксиальном направлении зарядов, плотность которых задана определенными конфигурациями, причем каждая конфигурация является характеристикой индивидуального поперечного сечения. В общем случае это выражается через поверхностную плотность  $\eta$  заряда в кулонах на квадратный метр и объемную плотность  $\dot{J}$  тока в амперах на квадратный метр<sup>1</sup>. При достаточно высоких частотах и хороших проводниках весь ток практически распре-



Фиг. 5.1. Поверхностный ток в части большого проводника. 1 — часть проводника; 2 — диэлектрическая среда; 3 — поверхностный ток, составляющий ничтожную часть всего тока в проводнике; 4 — поверхностный ток  $i$  в элементе единичной ширины, перпендикулярном направлению тока;  $H_t$  — компонента магнитного поля, касательная к поверхности;  $n$  — перпендикуляр к поверхности.

деляется в очень тонком слое вдоль поверхности проводников, так что это позволяет применять понятие квазиповерхностного тока  $i$  в амперах на метр. Он представляет собой ток на единицу ширины поверхности, расположенной под прямым углом к направлению течения. Это показано на фиг. 5.1 для сечения какого-нибудь проводящего поверхностного слоя, большого и толстого по сравнению с глубиной  $\delta$  скин-эффекта, определяемой отношением

$$\delta(m) = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \mu}}, \quad (5.1)$$

где  $\mu$  — относительная проницаемость;  $\delta$  — проводимость металла в  $mo/m$ ;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$   $gh/m$ .

Если поверхностный ток направлен только параллельно оси передачи, то весь ток в амперах можно определить как  $I_z = \int i_z dl$  и весь заряд в кулонах на метр на единицу длины каждого проводника как  $q = \int \eta dl$ , где  $dl$  — элемент длины по периферии каждого поперечного сечения,

<sup>1</sup> Отметим, что объемная плотность тока  $\dot{J}$  представляет заряд в единице объема, умноженный на его среднюю установившуюся скорость.

проведенного перпендикулярно направлению тока. В важном случае круглого проводника, обладающего симметрией вращения, у которого  $\eta$  и  $i$  одинаковы во всех точках вдоль каждой окружности (как в коаксиальных линиях), найти полный ток и заряд на единицу длины легко. Именно, если индекс  $a$  относится к радиусу  $a$  внутреннего проводника и индекс  $b$  — к внутреннему радиусу  $b$  внешнего проводника, для коаксиальной линии фиг. 5,2 имеем:

$$q_a(\kappa/m) = 2\pi a \eta_a, \quad q_b = 2\pi b \eta_b; \quad (5,2)$$

$$I_a(a) = 2\pi i_a, \quad I_b = 2\pi b i_b. \quad (5,3)$$

Заметим, что полный заряд на единицу длины и полный ток на единицу поперечного сечения достаточны для картины распределения заряда и тока только в том случае, если поверхностный ток полностью аксиален. Это верно для всех обычно применяемых цепей, а также и цилиндрических антенн. Но это неверно для более общих типов передающих цепей, рассматриваемых ниже.

Чтобы определить поверхностные плотности  $\eta$  и  $i$ , в общем случае необходимо определить компоненты электромагнитного поля, окружающего проводящие поверхности, и затем по ним уже рассчитать плотность. Раз электромагнитное поле известно, то  $\eta$  и  $i$  легко определить из следующих простых граничных условий, пригодных для хороших проводников, окруженных хорошими диэлектриками:

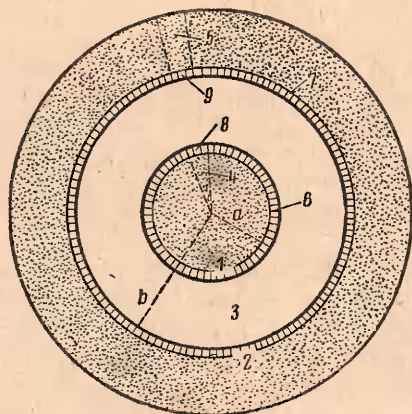
$$\eta(\kappa/m^2) = \epsilon_0 (\mathcal{G}/m) \mathcal{E}_n (v/m), \quad (5,4)$$

$$i(a/m) = \mathcal{H}_t(a/m), \quad (5,5)$$

где  $\eta$  и  $i$  — соответственно поверхностные плотности заряда и квазиповерхностного тока;  $\mathcal{E}_n$  — компонента электрического поля, перпендикулярная элементу поверхности, несущей заряд  $\eta$  на единицу площади, и  $\mathcal{H}_t$  — компонента магнитного поля, касательная к поверхностному элементу, в котором проходит  $i$  и который перпендикулярен к направлению прохождения тока. Это показано на фиг. 5,2. Величина  $i$ ,  $n$ ,  $\mathcal{H}_t$  образуют прямоугольную систему, если  $n$  — нормаль, направленная от поверхности проводника (над которой находится поверхностный ток  $i$ ) в диэлектрик, где определяется  $\mathcal{H}_t$ .

В передающих цепях с однообразным сечением задачу определения  $\mathcal{E}$  и  $\mathcal{H}$  можно разбить на две части: одна — продольная в единицах только аксиальной координаты, другая — вдоль поперечного сечения, включающая только две поперечные координаты. Это возможно потому, что в неизлучающих цепях, составленных из хороших проводников и хо-

роших диэлектриков, продольные изменения электромагнитного поля зависят от уравнения волны с одной только координатой неизменного вида для всех типов поперечных сечений; задача о поперечном поле зависит от уравнения с двумя координатами; оно различно для разных форм и размеров поперечного сечения. Каждое поперечное сечение представляет плоскость, характеризуемую определенной диаграммой или распределением амплитуды и фазы для каждой компоненты электромагнитного поля и связанными с ним плотностями заряда и тока на поверхностях проводников. Полученное



Фиг. 5.2. Поперечное сечение обычной коаксиальной линии ( $b \ll \lambda$ ).

1 — внутренний проводник (радиус  $a$ ); 2 — наружный проводник (внутренний радиус  $b$ ); 3 — диэлектрическая среда; 4 — элемент внутреннего проводника единичной ширины при  $r = a$ ; 5 — элемент внешнего проводника единичной ширины при  $r = b$ ; 6 — поверхностный ток (или положительный заряд), направленный вверх, составляющий почти ничтожную часть всего тока (или заряда на единицу длины) во внутреннем проводнике.  $I_a = 2\pi a i_a$  ( $q_a = 2\pi a \eta_a$ ); 7 — поверхностный ток (или отрицательный заряд), направленный вниз, составляющий ничтожную часть всего тока (или заряда на единицу длины) в наружном проводнике  $I_b = 2\pi b i_b$  ( $q_b = 2\pi b \eta_b$ ); 8 — поверхностный ток  $i_a$  (или заряд  $\eta_a$ ) в элементе единичной ширины, перпендикулярном направлению

тока; 9 — поверхностный ток  $i_b$  (или заряд  $\eta_b$ ) в элементе единичной ширины, перпендикулярном направлению тока.

для данного момента распределение распространяется в нерезонирующих цепях аксиально с характеристической фазовой скоростью.

**6. Продольная задача при бесконечно длинной передающей цепи (или ее эквивалента).** Если передающая цепь любого поперечного сечения бесконечно длинна или окончание ее эквивалентно бесконечно длинной линии, решение продольной задачи получает простую форму, связанную с бегущей волной вдоль обычной нерезонирующей передающей линии. Каждая компонента электромагнитного поля и связанные с ним поверхностный ток и заряд имеют комплексную форму, принимающую для  $\mathcal{E}_x$  вид

$$(\mathcal{E}_x)_z = (\mathcal{E}_x)_{z=0} e^{-(\alpha_g + j\beta_g)z}, \quad (6,1)$$

где  $\mathcal{E}_x$  — в общем случае является функцией поперечных координат  $x$  и  $y$ , но не аксиальной переменной  $z$ ;  $\alpha_g$  — постоянная затухания в неперах на метр, которая может быть разложена на две независимых аддитивных части (предполагаются хорошие проводники и хорошие диэлектрики), из ко-



торых одна зависит от высокой проводимости проводника, а другая от низкой проводимости диэлектрика;  $\beta_g$  — фазовая постоянная в радианах на метр. И  $\alpha_g$  и  $\beta_g$  изменяются с размерами и формой поперечного сечения и, следовательно, зависят от решения поперечной задачи.  $\beta_g$  всегда может быть написано в форме

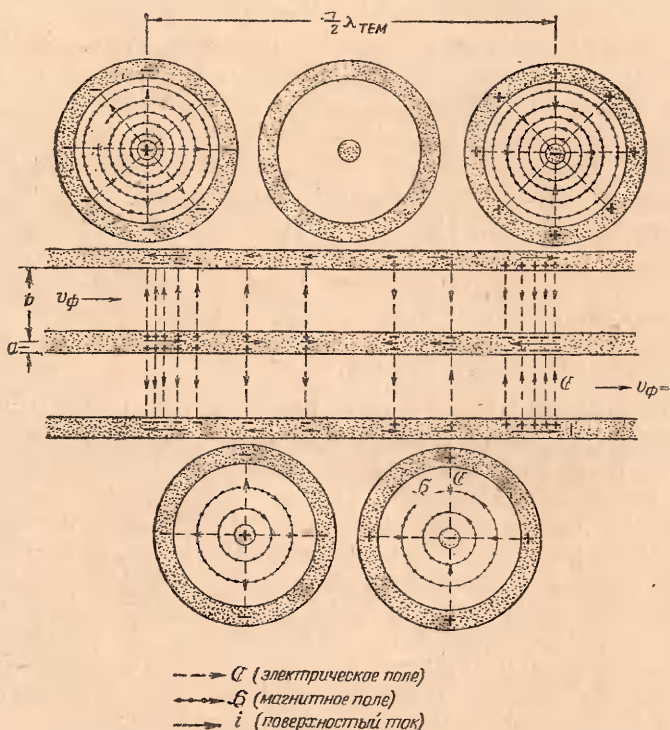
$$\beta_g = \frac{\omega}{v_{\phi g}} = \frac{2\pi}{\lambda_g}, \quad (6,2)$$

где  $v_{\phi g}$  — аксиальная фазовая скорость, т. е. скорость распространения поверхности постоянной фазы, разной в разных случаях как для компоненты поля в диэлектрике, так и для плотности заряда или поверхностного тока на проводниках;  $\lambda_g$  — длина волны или расстояние вдоль по цепи между смежными поверхностями, имеющими в данный момент одинаковое распределение фазы. Индекс  $g$  относится к „волноводам“. Он используется для обозначения различных величин, перемещающихся вдоль передающей цепи, так как с точки зрения движущихся поверхностей постоянной фазы — так называемых „волн“ электромагнитного поля — такие цепи могут быть названы волноводами.

**7. Поперечная задача для передающей цепи.** Решение продольной задачи одинаково для всех компонент векторов поля и для плотностей тока и заряда во всех передающих цепях. Решение поперечной задачи значительно разнится для разных размеров, форм и природы поперечного сечения. Необходимо рассмотреть два наиболее важных класса поперечных сечений раздельно: поперечные сечения, удовлетворяющие условиям ближней зоны, и сечения, не ограниченные ею. Они будут рассмотрены поочередно. Но раньше, чем это сделать, нужно хорошенько запомнить, что основной характеристикой всех передающих цепей обоих классов являются ничтожные потери мощности на излучение.

**8. Поперечная задача. Сечение ближней зоны.** Передающие цепи с поперечным сечением, удовлетворяющим условию ближней зоны, включают прежде всего обычную передающую линию как с открытыми проводами, так и коаксиальную. Так как поперечное расстояние между проводниками мало и так как они имеют не меньше двух проводников с исключительно аксиальными поверхностными токами, то всегда возможно определить для каждого проводника полный ток, а следовательно, и разность потенциалов между проводниками и между входными и выходными зажимами. А отсюда возможно определить входной и нагрузочный импедансы линии как комплексное отношение разности потенциалов на зажимах к полному в них току совершенно так же, как это делается в анализе цепей ближней зоны. Дей-

ствительно, если пренебречь очень малым излучением, то такие линии можно трактовать с точки зрения теории ближней зоны, поскольку речь идет об электромагнитном поле вне проводников и распределении поверхностного тока и заряда вдоль по ним. (Поперечное распределение внутри проводов находится вне проблемы ближней зоны, как это указывалось в разделе 3 главы II. Его анализ включает определение импеданса от скин-эффекта на единицу длины



Фиг. 8,1. TEM-мод в бесконечно длинной (или ей эквивалентной) коаксиальной линии с достаточно малым поперечным сечением ( $b \ll \lambda_{TEM}/2\pi$ ).

проводника.) В силу близкого сходства этого решения с решением для более общих цепей на Фиг. 8,1 показано распределение электромагнитного поля в обычной коаксиальной линии, бесконечно длинной или заканчивающейся так, чтобы быть эквивалентной таковой (предположено, что проводники и диэлектрики совершенны). Электрическое поле будет радиальным, магнитное — круговым. Такое распределение поля (которое является единственно возможным при расстояниях, удовлетворяющих ближней зоне, но одним из многих при больших расстояниях) называется поперечным элек-

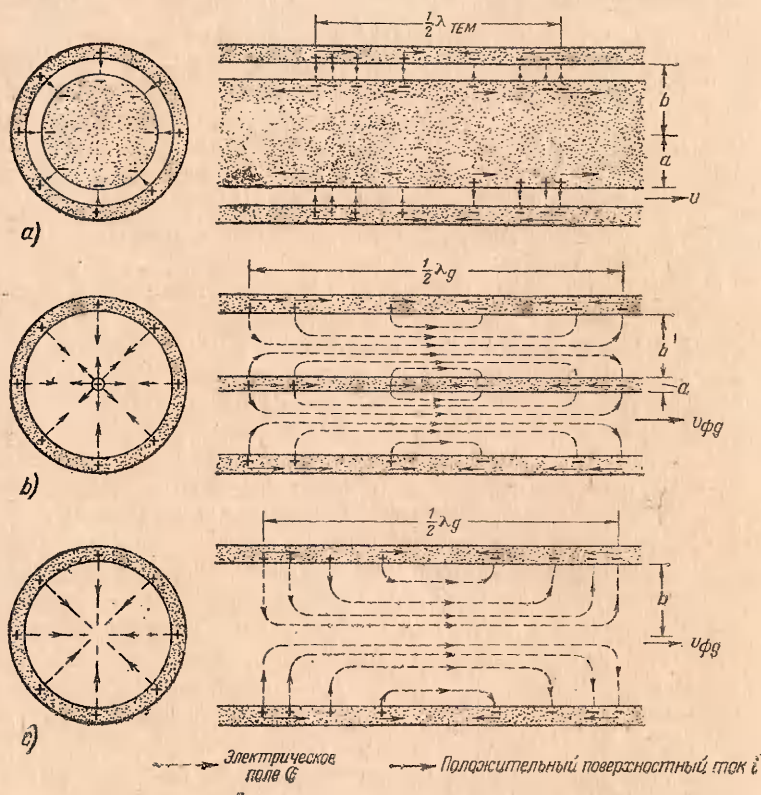
ромагнитным полем или, сокращенно, ТЕМ (transverse electromagnetic). Соответствующая длина волны равна  $\lambda_{\text{ТЕМ}} = (v_{\phi})_{\text{ТЕМ}}/f$ . Для хорошо проводящих наполненных воздухом коаксиальных линий  $(v_{\phi})_{\text{ТЕМ}}$  практически равна  $v_0 = 3 \cdot 10^8$  м/сек; если же они заполнены хорошим диэлектриком с относительной проницаемостью  $\mu$  и относительной диэлектрической постоянной  $\epsilon$ , то  $(v_{\phi})_{\text{ТЕМ}} = v_0/\sqrt{\mu\epsilon}$ .

**9. Решение поперечной задачи для цепей с неограниченным поперечным сечением. Линия с открытыми проводами и коаксиальная.** Если размеры поперечного сечения цепи становятся настолько большими, что они приближаются или превосходят длину волны, но в то же время эта цепь в целом должна обладать ничтожными излучающими свойствами, то линия с открытыми проводами использована быть не может. Хотя два или больше параллельных провода, отстоящие друг от друга на заметную долю длины волны, или длинный одиночный провод (вблизи земли или совершенно от нее удаленный) и могут передавать мощность от одной точки к другой, но они не удовлетворяют условиям малых потерь мощности: они являются эффективными антеннами и, следовательно, хорошими излучателями. Это подтверждает очевидность только того, что невозможно иметь равные и противоположные токи, близко расположенные друг к другу, если проводники, несущие эти токи, отстоят далеко один от другого. Следовательно, остается только второй тип неизлучающей цепи, а именно цепь, полностью заключенная в металл. Цепью такого типа является коаксиальная линия, даже если ее поперечное сечение не ограничено в размерах. Остается только исследовать, какие новые распределения поверхностных тока и зарядов возможны в коаксиальной линии при увеличении размеров ее поперечного сечения. Могут наблюдаться два различных вида распределений или модов, первый из которых — так называемый поперечно-магнитный или ТМ (transverse-magnetic)-тип — проще. Он характеризуется поверхностными токами, параллельными оси, так что возникающее магнитное поле всегда поперечно. Другой тип, называемый поперечно-электрическим или ТЕ (transverse-electric)-типом, включают более сложные распределения поверхностных тока и заряда.

**10. ТМ — тип распределения в коаксиальных и полых цилиндрических проводниках.** Поперечное сечение коаксиальной линии может быть увеличено двумя несколькими отличными путями. По мере увеличения  $u$  внешнего проводника внутреннего радиуса  $b$  можно увеличить и радиус  $a$  внутреннего проводника, чтобы поддерживать величину  $(b - a)$  — толщину диэлектрика — настолько малой, чтобы было

$$(b - a) \ll \frac{\lambda}{2\pi}, \quad (10.1)$$

без ограничения величины  $b$ . Если принять меры для исключения типа ТЕ, описанного в следующем разделе, то при увеличении  $b$  и  $a$  до бесконечности в конфигурации поверхностного тока и заряда, а следовательно, и электромагнитного поля, никаких изменений не произойдет, пока  $(b-a)$



Фиг. 10,1. Распределения поверхностного тока, поверхностного заряда и электрического поля для а) ТЕМ-мода в коаксиальной трубе;  $b$  не ограничено;  $(b-a) \ll \lambda/2\pi$ ; б)  $TM_{0,1}$ -мод в коаксиальной трубе с  $b > \lambda_{TEM}/2,61$ ;  $a \ll b$ ; в)  $TM_{0,1}$ -мод в полном цилиндре с  $b > \lambda_{TEM}/2,61$ . Все трубы бесконечно длинные или эквивалентны таковым.

поддерживается, как это требуется условием (10,1), очень малым по сравнению с длиной волны. Будет только преобладать один вид ТЕМ (фиг. 10,1,а).

Если при фиксированной  $\lambda$  увеличивать разность  $(b-a)$  или при фиксированной разности  $(b-a)$  уменьшать  $\lambda$ , так, что условие (10,1) уже не будет удовлетворяться, в частности, если разность  $(b-a)$  приближается по величине к  $\lambda/2$ , то возможно, в добавление к типу ТЕМ, появление нового и совершенно отличного от предыдущих типов распре-



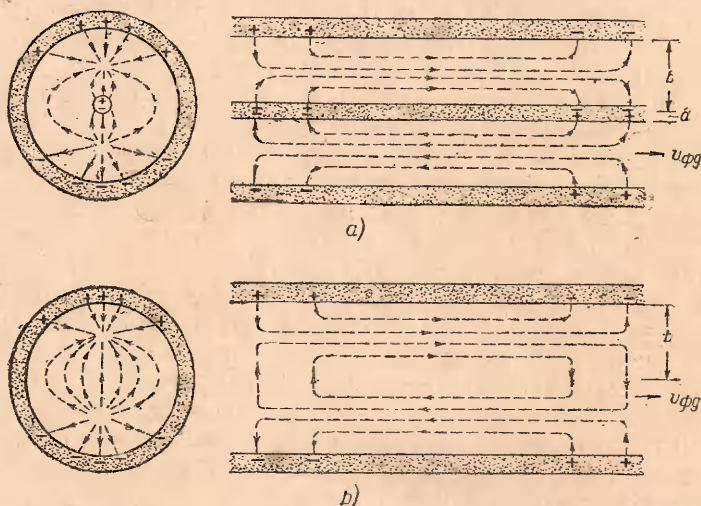
деления поверхностных тока и заряда, а следовательно, и электромагнитного поля в диэлектрике (фиг. 10,1 *b*, — эта и последующие рассматриваемые фигуры не рассчитывались, а дают только относительную картину распределения поля). Это новое распределение поля носит название мода  $TM_{0,1}$ . Вместо того, чтобы характеризоваться, как тип ТЕМ, равными и противоположными полными токами и зарядами на единицу длины в противоположных точках двух проводников, мод распределения  $TM_{0,1}$  состоит из токов в том же направлении и зарядов того же знака на смежных поверхностях проводников. Более того, полный ток и заряд на единицу длины на внешнем проводнике больше, чем на внутреннем. Распределение  $TM_{0,1}$  возможно потому, что  $(b - a)$  настолько велико, что в определение сил, действующих на заряды в проводнике и вызванных зарядами других проводников, входит время запаздывания, сравнимое с половиной периода. В результате положительные заряды у данного поперечного сечения одного проводника в какой-нибудь момент времени не оказывают влияния в тот же самый момент на положительные заряды смежной поверхности другого проводника, который вместо этого испытывает влияние отрицательного заряда, бывшего здесь в соответствующий более ранний момент. Чтобы токи и электромагнитное поле внутри обоих проводников можно было свести к ничтожно малым величинам, аксиальное расстояние между теми поперечными сечениями, где токи находятся в одной и той же фазе, в моде  $TM_{0,1}$  должно увеличиваться по сравнению с аналогичным расстоянием в ТЕМ-типе. Другими словами,  $TM_{0,1}$ -мод содержит меньшую фазовую постоянную  $\beta_g$  и, следовательно, большую длину волны  $\lambda_g$ , чем ТЕМ-тип. Это означает, что фазовая скорость  $v_{\phi g}$  больше у мода  $TM_{0,1}$ , чем у типа ТЕМ, и, следовательно, больше, чем  $v_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек.}$

Ток и заряд на внутреннем проводнике в  $TM_{0,1}$ -моде не только меньше, чем на наружном проводнике, но они также постепенно уменьшаются с уменьшением радиуса  $a$ . Внутренний проводник, таким образом, играет по мере уменьшения его диаметра все меньшую и меньшую роль в передаче, и нет никаких оснований, почему бы этот проводник не уменьшать до бесконечности или даже удалить его полностью. Если это сделать, то останется полый проводник или труба с распределением поверхностных тока и заряда, которое в основном такое же, как и в присутствии внутреннего проводника. Фазовая постоянная  $\beta_g$  возрастает и длина волны  $\lambda_g$  уменьшается по мере уменьшения  $a$ , но  $\lambda_g$  всегда больше, чем  $\lambda_{ТЕМ}$ . Распределение поверхностного тока и заряда и связанная с ними характеристика электрического по-

для мода  $TM_{0,1}$  в трубе показаны на фиг. 10,1, с. Этот тип возможен исключительно только тогда, когда

$$b > \frac{\lambda_{TEM}}{2,61}. \quad (10,2)$$

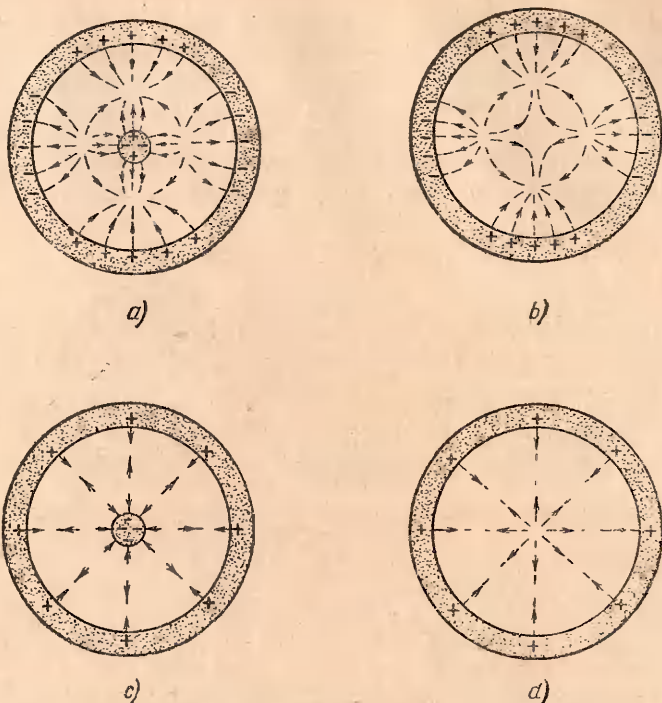
Если внутренний проводник присутствует, то  $b$  должно быть больше, чем это требуется соотношением (10,2). Специфические значения приведены на графике фиг. 13,1.



Фиг. 10,2. Распределения поверхностного заряда и электрического поля: для (а)  $TM_{1,1}$ -мода в коаксиальной линии с  $b > \lambda_{TEM}/1,63$ ,  $a \ll b$ ; для (б)  $TM_{1,1}$ -мода в полем цилиндре с  $b > \lambda_{TEM}/1,63$ . Все поверхностные токи параллельны оси; линия и труба предполагаются бесконечно длинными (или эквивалентными таковым), так что поперечное сечение поверхности постоянной фазы движется вдоль трубы с соответствующей фазовой скоростью  $v_{\phi g}$ . Линии, которые кажутся обрывающимися, в действительности уходят вниз за чертеж или поднимаются от него.

Если радиус  $b$  увеличить настолько, чтобы  $b > \lambda_{TEM}/1,63$ , то в плоскости поперечного сечения возможно другое, совершенно отличное ТМ-распределение, которое обозначается  $TM_{1,1}$ . Распределение его заряда и поля показаны на фиг. 10,2. Если  $b > \lambda_{TEM}/1,2$ , то может возбудиться третье распределение. Увеличивая  $b$  все больше и больше, можно получить бесчисленное количество различных распределений или типов, из которых некоторые приведены на фиг. 10,3<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Большое разнообразие модов ТМ возможно в достаточно больших трубах. В аксиально нерезонирующем случае эти моды можно отличать друг от друга с помощью двух индексов  $n$  и  $m$ , как  $T_{n,m}$ . В аксиально-резонирующих системах, описанных ниже, нужно применять третий ин-

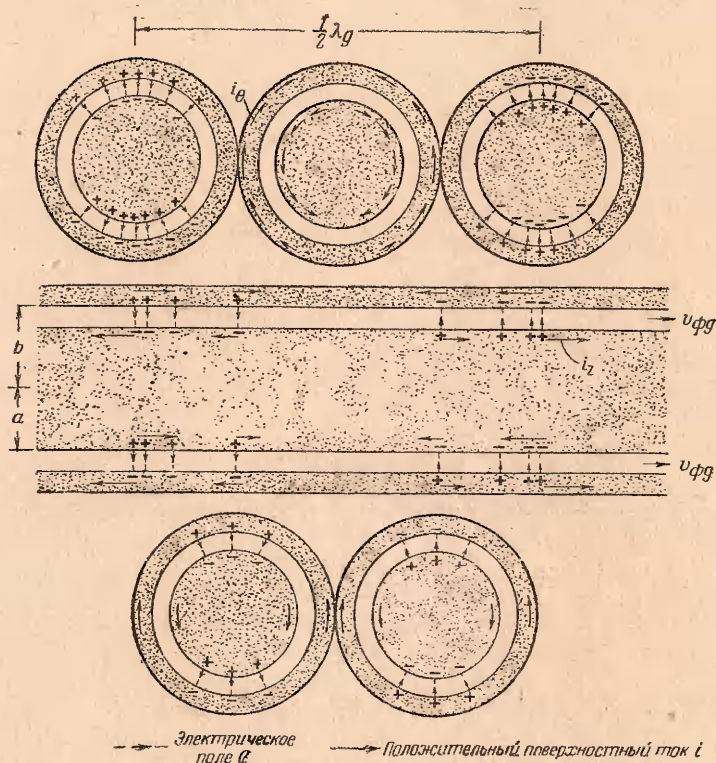


Фиг. 10.3. Распределение в поперечном сечении электрического заряда и электрического поля: для а) коаксиала  $TM_{2,1}$  с  $b > \lambda_{TEM}/1,2$ ; б) цилиндра  $TM_{2,1}$  с  $b > \lambda_{TEM}/1,2$ ; в) коаксиала  $TM_{0,2}$  с  $b > \lambda_{TEM}/1,14$ ; д) цилиндра  $TM_{0,2}$  с  $b > \lambda_{TEM}/1,14$ . Отметим, что  $TM_{0,m}$ -моды вращательно симметричны — таковы все  $TM_{0,m}$ -моды. Электрические линии, которые кажутся обрывающимися, загibaются книзу за чертеж или вверх от него.

декс  $p$ , как  $T_{n,m,p}$ . Индекс  $n$  обозначает порядок функции Бесселя  $J_n(kb)$ , где  $k$  — постоянная, появляющаяся в математическом решении. Она характеризует симметрию распределения поверхностных заряда и тока или электромагнитного поля относительно  $\theta$ . Таким образом,  $n=1$  (фиг. 10,2) означает один цикл в распределении вдоль по окружности (периметру);  $n=2$  (фиг. 10,3а,б) означает два цикла в распределении вдоль по окружности и т. д.

Индекс  $m$  численно равен числу корней уравнения  $J_n(kb)=0$ , начиная с 1, т. е. первое значение  $kb$ , которое удовлетворяет уравнению, есть числовой корень 1 при  $m=1$ . Он характеризует радиальную периодичность в диаграмме электромагнитного поля. Если существует в радиальном направлении от центра наружу только одна диаграмма, то  $m=1$ ; однако в направлении  $\theta$  может получаться сложная диаграмма. Если полная диаграмма какого-нибудь одного из множества принадлежащих к типу  $m=1$  распределений лежит внутри круга, меньшего, чем оболочка трубы, а вторая полная диаграмма лежит между этим кругом и металлической стенкой, то  $m=2$ . Это показано на фиг. 10,3 в, д, где диаграмма фиг. 10,1,б расположена внутри малого круга и в основном такая же радиальная диаграмма повторяется на внешней стороне в обратном направлении.

Все моды типа ТМ-распределения колеблющегося поверхностного заряда в коаксиальных и цилиндрических цепях передачи бесконечной длины (или эквиваленте таковой) характеризуются токами, параллельными оси. Моды типа  $TM_{0,m}$ , где  $m$  — целое число, обладают симметрией вращения с равномерной плотностью поверхностного тока и с одинаковым аксиальным направлением во всех точках во-



Фиг. 11.1.  $TE_{1,1}$ -мод в коаксиальной трубе при условии  $(b - a) \ll \ll \lambda_{TEM}/2\pi$ ;  $b > \lambda_{TEM}/2\pi$ . Окружности представляют поперечные сечения в трубе непосредственно сверху или снизу:  $\lambda_g > \lambda_{TEM}$ ;  $v_{fg} > v_0$ .

круг данной окружности. Другие моды не обладают симметрией вращения, так как направление и величина плотности поверхностного тока и поверхностного заряда, несмотря на фиксированный определенный фазовый порядок, все же имеют в данный момент в различных точках вдоль данной окружности различные величины и направления. Но движения зарядов вдоль по окружности не происходит.

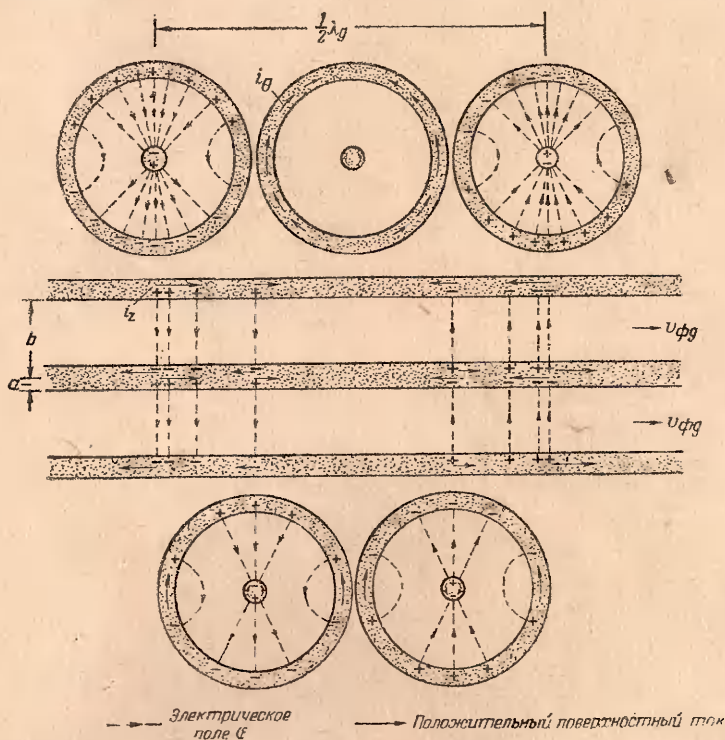
11. ТЕ тип-распределение в коаксиальных и полых цилиндрических проводниках. Даже при соблюдении условия



$\beta(b - a) \ll 1$ , когда два проводника коаксиальной линии только незначительно отличаются радиусами, мод ТЕ возможен, если

$$b > \frac{\lambda}{2\pi}, \quad (11,1)$$

т. е. с того момента, как только длина окружности  $2\pi b$  становится больше длины волны. Это будет  $TE_{1,1}$ -мод. Если радиус внутреннего проводника уменьшать, то  $b$  должно



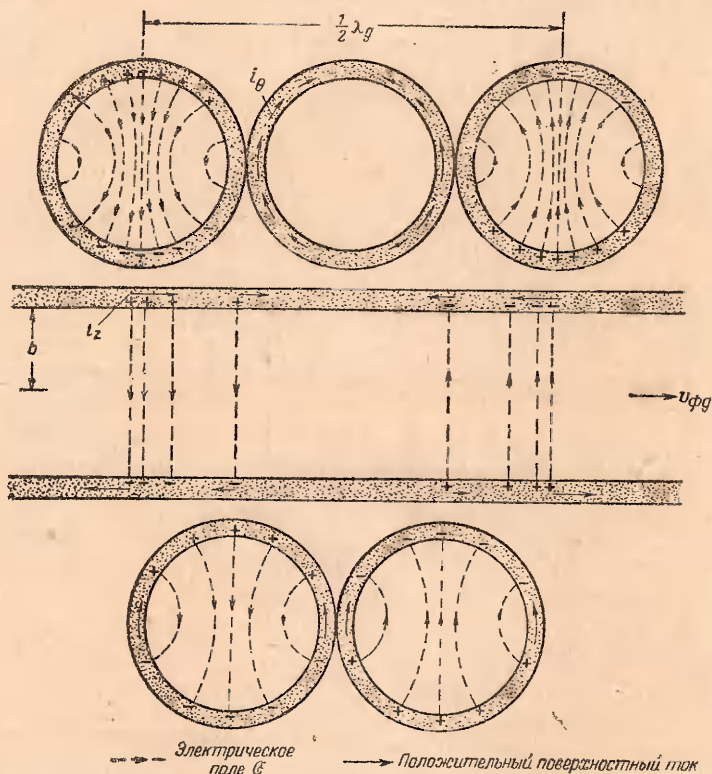
Фиг. 11,2.  $TE_{1,1}$ -мод в коаксиальной трубе при условии  $a \ll b$ ;  $b > \lambda_{TEM}/3.41$ .  
 $\lambda_g > \lambda_{TEM}$ ;  $v_{\phi g} > v_0$ .

постепенно принимать все большие значения, если желательно сохранить этот мод. Однако получить этот тип распределения всегда возможно при любом радиусе внутреннего проводника, включая и нулевое его значение, т. е. и для полного проводника, если радиус  $b$  удовлетворяет условию

$$b > \frac{\lambda}{3.41}. \quad (11,2)$$

В трубе  $TE_{1,1}$ -мод возможен при волнах меньших, т. е. при которых возникает какой-нибудь ТМ-мод или какой-

нибудь другой ТЕ-мод. Этот мод называется доминантным модом. Колебания поверхностного заряда в ТЕ-типе в случае бесконечно длинной (или ей эквивалентной) цепи более сложны, чем в ТМ-типе, так как они включают диаграмму стоячих волн колеблющегося заряда в поперечной плоскости и диаграмму бегущих волн колеблющегося заряда в аксиальном направлении. Это лучше всего поясняется



Фиг. 11,3. ТЕ<sub>1,1</sub>-мод в цилиндрической трубе при условии  $b > \lambda_{TEM}/3,41$ ;  $\lambda_g > \lambda_{TEM}$ ;  $v_{\phi g} > v_0$ .

тремя близкими друг другу распределениями: на фиг. 11,1 для коаксиальной трубы поперечного сечения таких размеров, что  $(b - a) \ll \lambda_{TEM}/2\pi$  и  $b > \lambda/2\pi$ ; на фиг. 11,2 для коаксиальной трубы, у которой  $a \ll b$  и  $b > \lambda_{TEM}/3,41$ ; на фиг. 11,3 для полого цилиндра, у которого  $b > \lambda_{TEM}/3,41$ . На каждой фигуре показано сечение по оси бесконечно длинной (или ей эквивалентной) трубы с поверхностным распределением заряда, поверхностного тока и электрического поля при половине длины волны (в предположении идеально проводящих стенок). Маг-

нитное поле ввиду его сложной формы здесь не показано. Все поперечные сечения трубы показаны с центрами, соответствующими ординате прилегающей части продольного сечения. Таким образом, круговое сечение справа вверху изображает поверхностный заряд, поверхностный ток и распределение электрического поля в поперечной плоскости, где в данный момент плотность заряда, аксиальная компонента  $i_z$  поверхностного тока и поперечное электрическое поле — все имеют здесь максимальное значение с отрицательным зарядом на вершине. Аксиальный ток (в этом продольном нерезонирующем случае) является просто сконцентрированным положительным зарядом,двигающимся вправо с фазовой скоростью  $v_{\phi g}$  (отрицательный заряд,двигающийся вправо, эквивалентен равному положительному заряду,двигающемуся влево).

В бесконечно длинной идеально проводящей трубе (или ее эквиваленте) расположение поверхностного тока и поверхностного заряда, существующее в какой-нибудь момент времени, распространяется без изменений вдоль трубки с определенной фазовой скоростью, характерной для этого распределения. В соответствии с этим распределение токов и зарядов, происходящее в фиксированном поперечном сечении трубы, имеет точно такую же последовательность во времени, какая задается распределением, совершающимся вдоль трубы. На фиг. 11,3, например, если рассматривать вдоль трубы интервалы в  $1/8$  длины волны (начало — справа у отмеченной полуволны), то последовательные распределения внутри этого поперечного сечения справа должны происходить с интервалами в  $1/8$  периода. С точки зрения неподвижного наблюдателя в этом поперечном сечении последовательность получается следующая: в момент  $t = 0$  максимум плотности отрицательного заряда получается на вершине, максимум плотности положительного заряда — внизу, и оба эти концентрированные заряда движутся вправо со скоростью  $v_{\phi g}$ . Соответственно с этим наблюдатель видит положительный ток параллельным оси и направленным влево наверху и вправо внизу.

Спустя  $1/8$  периода после  $t = 0$  в том же самом месте в трубе плотность отрицательного заряда вверху и положительного внизу будет по величине уменьшаться по следующим двум причинам. Во-первых, максимальная плотность отрицательного заряда передвинулась вправо в форме отрицательного аксиального тока (эквивалентно положительному току влево) вдоль верхней поверхности и положительного аксиального тока вправо вдоль нижней поверхности. Во-вторых, отрицательный заряд вверху начинает движение вниз по окружности; положительный заряд начинает двигаться вверх по окружности, т. е. получается положительный ток, направленный вверх вдоль обеих сторон окружности.

Спустя  $1/4$  периода после  $t = 0$  (опять-таки в том же поперечном сечении трубы) ни зарядов, движущихся в аксиальном направлении, ни аксиально направленного поверхностного тока не имеется. С другой стороны, токи, направленные вверх вдоль каждой стороны окружности, достигают своего максимального значения, образуя последовательность, соответствующую стоячей волне.

Спустя  $3/8$  периода после  $t = 0$  (в том же поперечном сечении) направленные вверх вдоль сторон токи уменьшаются; положительные заряды аккумулируются вверху, отрицательные — внизу. Заряды эти движутся вправо с фазовой скоростью  $v_{\phi g}$ , так что получается положительный ток вправо вверху и влево внизу.

Спустя  $1/2$  периода после  $t = 0$  (в том же самом сечении) токи вдоль окружности всюду равны нулю; получаются максимумы положительного заряда наверху и отрицательного — внизу, так что аксиальные токи находятся в максимуме.

Далее цикличность продолжается тем же порядком. Очевидно, что вдоль сторон по окружности трубы получается распределение в виде стоячих волн, при которых получается максимум плотности заряда вверху и внизу поперечного сечения трубы и максимум тока по его сторонам на четверть периода раньше и позднее. Эти стоячие волны сочетаются с бегущими вдоль трубы волнами. Последовательные фазы стоячих волн распространяются вдоль трубы, передвигаясь вправо со скоростью  $v_{\phi g}$ . Распределение тока на внутренней стороне трубы фиг. 11,3 показано на фиг. 11,4 в виде развертки (разрез вверху). В момент, представленный на фигуре, местоположение максимума тока совпадает с местоположением стрелок. Мгновенное нулевое значение тока будет в точках, откуда и куда направлены линии течения.

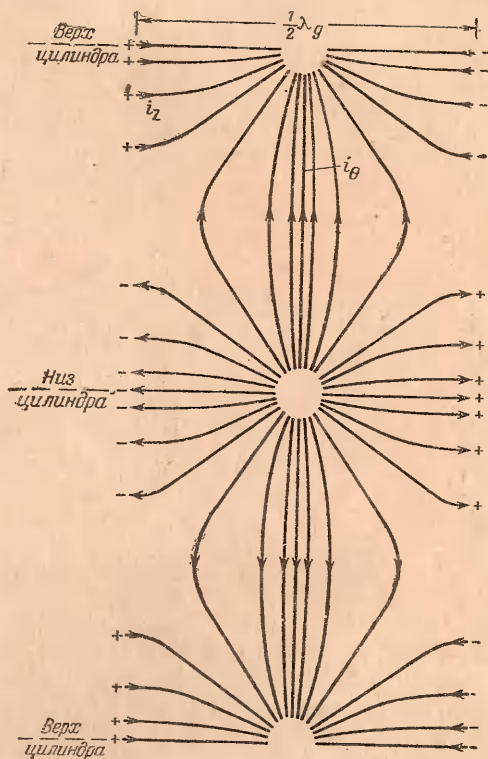
Важно отметить, что если желательно для определения коэффициента стоячих волн аксиального тока вставить в трубу зонд (маленькую антенну) или передвинуть его вдоль щели, то это можно сделать с минимальным нарушением в распределении тока, если щель вырезать вдоль линий течения, а не поперек их. В случае распределения, показанного на фиг. 11,1—11,3, щель нужно было бы сделать вдоль центральной линии (осевой) вверху или внизу трубы.

Распределение тока на внутренней поверхности коаксиального проводника похоже на распределение в полном проводнике, если имеет место одинаковый мод. Распределение вдоль наружной поверхности внутреннего проводника в коаксиальной трубе похоже на распределение на наружном проводнике с перевернутыми направлениями. Если  $(b - a) \ll \lambda_{TEM}/2\pi$ , то токи в обоих проводниках, пересекаю-



щие одну и ту же поперечную плоскость, равны и противоположны. Если радиус  $a$  гораздо меньше радиуса  $b$ , то ток на внутреннем проводнике меньше и приближается к нулю по мере исчезновения  $a$ .

Распределение плотности заряда и электрического поля в поперечной плоскости нерезонирующего полого круглого цилиндра показано на фиг. 11,5,  $a, c, d$  для трех возможно

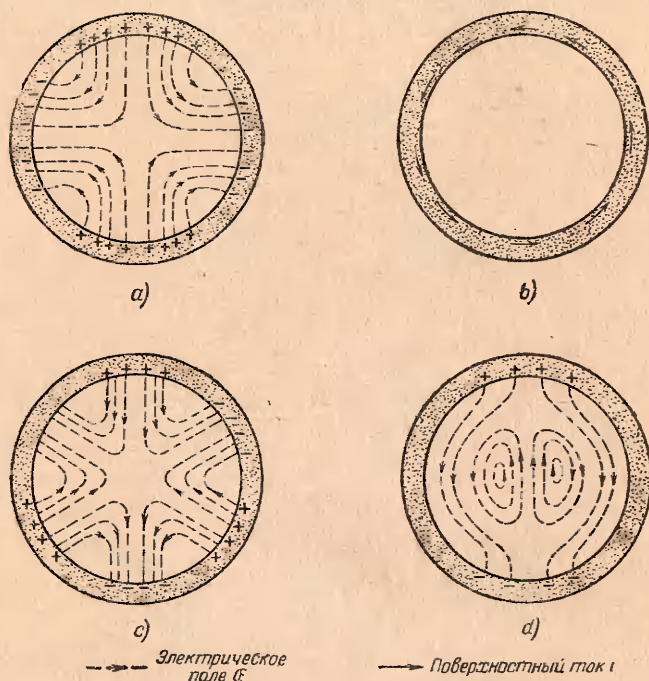


Фиг. 11,4. Поверхностный ток  $TE_{1,1}$ -мода на внутренней стороне металлического цилиндра фиг. 11,3. Цилиндр изображен разрезанным вверху вдоль образующей и развернутым на плоскости.

более высоких модов. Четвертый круговой электрический мод показан на фиг. 11,5,  $b$ , и от других модов он отличается в значительной степени тем, что поверхностная плотность заряда всегда и везде равна нулю. Аксиального тока не получается, имеется только круговой ток в поперечной плоскости, который периодически меняет свое направление, в то время как данная амплитуда движется неизменной аксиально вдоль трубы с конечной фазовой скоростью. Этот мод очень трудно

возбудить, но он обладает интересными свойствами: его постоянная затухания уменьшается с увеличением частоты<sup>1</sup>.

Нами ничего не упоминалось о магнитном поле, за исключением магнитного поля мода ТЕМ в коаксиальной линии. Это не значит, что магнитного поля не имеется или что оно

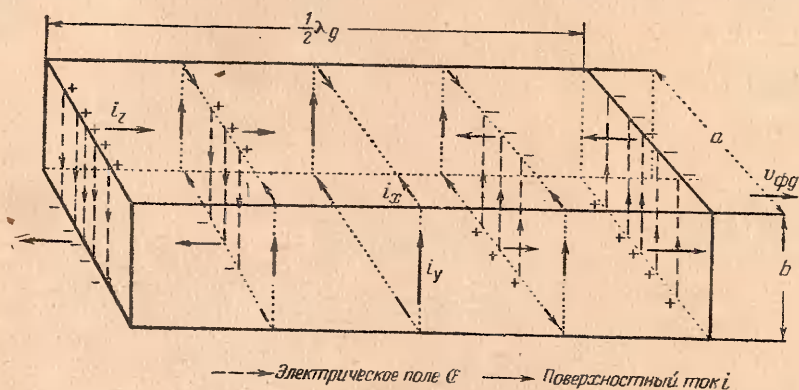


Фиг. 11,5. Более высокие ТЕ-моды в аксиально нерезонирующем цилиндре: а)  $TE_{2,1}$  ( $b > \lambda_{TEM}/2,06$ ) в момент максимума плотности заряда; б)  $TE_{0,1}$  ( $b > \lambda_{TEM}/1,64$ ) в момент максимума плотности тока (плотность заряда—всегда нуль); в) в диэлектрике также круговое, но с максимумом на четверть периода позже; с)  $TE_{3,1}$  ( $b > \lambda_{TEM}/1,50$ ) в момент максимума плотности заряда; д)  $TE_{1,2}$  ( $b > \lambda_{TEM}/1,18$ ) в момент максимума плотности заряда.

менее важно, чем описанное электрическое поле. В обычных передающих цепях все распределения колеблющегося поверхностного тока и заряда определяются из ранее рассмотрен-

<sup>1</sup> Индексы  $n, m$  в  $TE_{n,m}$  имеют тот же смысл, что и в моде ТМ. Как и раньше,  $n$  — порядок функции Бесселя; он характеризует периодичность диаграммы при вращении. Таким образом, на фиг. 11,3  $n=1$ , на фиг. 11,5,а  $n=2$ , на фиг. 11,5,с  $n=3$ .  $m$  — число исчезающих корней уравнения  $J'_n(kb)=0$ ; оно характеризует радиальную периодичность. Следовательно, на фиг. 11,3  $m=1$ ; на фиг. 11,5,д  $m=2$ .

ного электромагнитного поля с помощью уравнений (5,4) и (5,5). Изображение электрического или магнитного полей существенно необходимо для нахождения распределения тока и заряда, но в дальнейшем, когда задача выполнена и ток и заряды найдены, это изображение не является уже необходимым. Определение по уравнениям (5,4) и (5,5) распределения полей от поверхностного тока и заряда — задача вовсе не сложная, как и установление того факта, что электрические и магнитные линии пересекаются под прямыми углами, что электрические линии перпендикулярны, а магнитные параллельны идеально проводящей граничной поверхности, как это приблизительно и получается. Чтобы это показать,



Фиг. 12,1.  $TE_{10}$ -мод в прямоугольной трубе;  $a > \frac{1}{2} \lambda_{TE_{10}}$ ,  $b < \frac{1}{2} \lambda_{TE_{10}}$ .  
Стрелки показывают направление положительного поверхностного тока; все скопления зарядов движутся вправо.

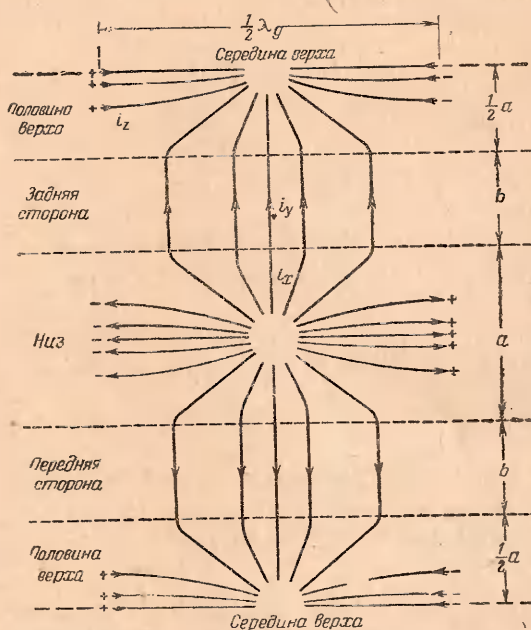
на некоторых диаграммах для тока и заряда были вычерчены и электрические линии. Предоставляется в качестве простого упражнения вычертить в разрезе диаграммы магнитного поля в типе ТМ и более сложные — в типе ТЕ.

**12. Полые проводники с прямоугольным поперечным сечением.** Применение в качестве цепей передачи или волноводов не ограничивается применением труб только круглого сечения. Типы ТМ и ТЕ, каждый с большим числом различных модов, возможны в трубах с сечением любой формы, включая прямоугольную, треугольную, эллиптическую и др. Распределения поверхностных тока и заряда, найденные способом, подходящим для каждой частной формы, аналогичны распределениям в трубке круглого сечения. Самая длинная волна или доминантный мод в прямоугольной трубе со сторонами  $a$  и  $b$  — это  $TE_{10}$  (соответствующий  $TE_{1,1}$  в круглой

трубе).  $TE_{1,0}$ - и  $TE_{0,1}$ -моды могут быть возбуждены при условиях:

$$a > \frac{\lambda_{TEM}}{2} \text{ для } TE_{1,0}\text{-моды, } b > \frac{\lambda_{TEM}}{2} \text{ для } TE_{0,1}\text{-моды. (12,1)}$$

Эти два мода отличаются только тем, что у них меняются местами поперечные ( $x$  и  $y$ ) оси. Распределения поверхностного тока и заряда и электрического поля для  $TE_{1,0}$ -мода показаны на фиг. 12,1. Как во всех  $TE$ -модах, вдоль периферии каждого поперечного сечения получается диаграмма



Фиг. 12,2. Поверхностный ток  $TE_{1,0}$ -мода на внутренней стороне сечения аксиально нерезонирующей прямоугольной трубы. Труба фиг. 12,1 изображена разрезанной по длине по середине сверху и развернутой на плоскости. Заметим, что стрелки указывают направление положительного поверхностного тока; все скопления заряда движутся вправо.

стоячих волн. Направление поверхностного тока на внутренних поверхностях показано на развертке трубы (фиг. 12,2), рассеченной по верхнему основанию. Величина тока получается наибольшей вблизи стрелок и уменьшается до нуля в точках, где сходятся или откуда расходятся линии тока. Распределение это похоже на распределение фиг. 11,4 для трубы круглого сечения. Заметим, что на боковых поверхностях получается только поперечный ток. Если нужно получить только один мод, то необходимо, чтобы более длинная сторона  $a$  удовлетворяла неравенству

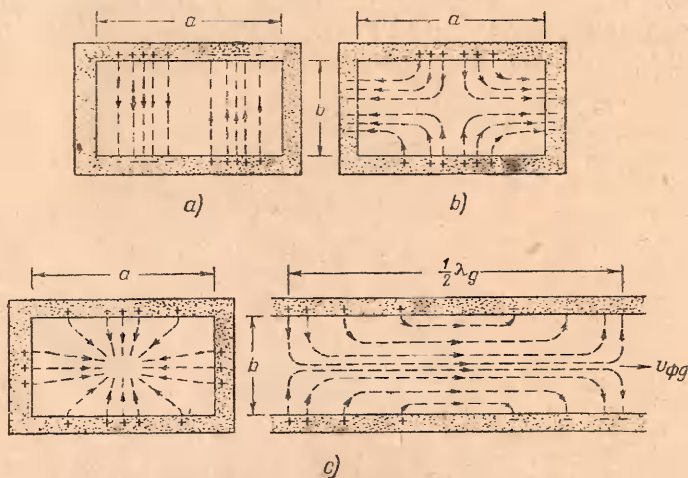
$$\lambda_{TEM} > a > \frac{1}{2} \lambda_{TEM}, \quad (12,2)$$



а более короткая сторона  $b$  неравенству

$$b < \frac{1}{2} \lambda_{TEM}. \quad (12,3)$$

Интересно, что для  $b$  не имеется нижнего предела. Сторона  $b$  может быть сделана сколь угодно малой (за счет увеличения затухания). Поперечные сечения, изображающие распределения заряда и электрического поля для нескольких более высоких модов, показаны на фиг. 12,3<sup>1</sup>.



Фиг. 12,3. Высшие моды в прямоугольной трубе.

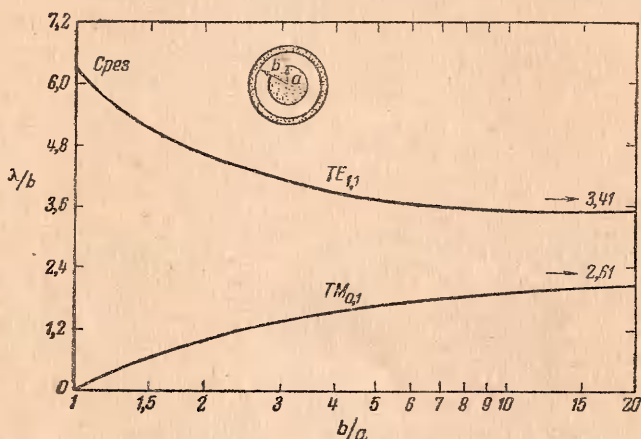
а)  $TE_{20}$ -мод;  $b > \lambda_{TEM}$ ; б)  $TE_{11}$ -мод;  $\frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}} > \lambda_{TEM}$ ; в)  $TM_{11}$ -мод;

$$\frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}} > \lambda_{TEM}.$$

**13. Параметры передающих цепей.** Нерезонирующие передающие цепи всех описанных типов характеризуются двумя основными параметрами: фазовой постоянной  $\beta_g$  и постоянной затухания  $\alpha_g$ . Они появляются в решениях общей формы уравнения (6,1), которое определяет поведение движущейся аксиально поверхности постоянной фазы для плотности заряда, для каждой компоненты поверхностного тока и для индивидуальных компонент электромагнитного поля. Во вся-

<sup>1</sup> Различные моды в прямоугольной трубе могут различаться в аксиально нерезонирующем случае целыми индексами  $m$  и  $n$  (третий индекс необходим для аксиально резонирующего случая). Они определяют число полуволновых распределений поверхностного тока или заряда вдоль направлений  $x$  (ширина  $a$ ) или  $y$  (ширина  $b$ ). Поперечное распределение заряда всегда синусоидально с нулевой плотностью по углам.

кой практически важной передающей цепи постоянная затухания должна быть мала, по крайней мере в нужном диапазоне частот. Полоса частот, для которой постоянная затухания мала, называется полосой низкого затухания или полосой пропускания; полоса частот, для которой постоянная затухания очень велика, называется полосой высокого затухания или полосой поглощения. В идеальном случае идеальных проводников и идеальных диэлектриков постоянная затухания равна нулю в полосе пропускания и резко и круто возрастает с началом полосы поглощения. Частота, при которой это наступает, называется частотой среза —  $f_{cp}$  (критической частотой). Соответствующая длина волны, измеряе-



Фиг. 13.1. Критические волны для двух модов в коаксиальной трубе.

мая при помощи ТЕМ-мода, называется длиной волны среза (критической волной) и обозначается  $(\lambda_{TEM})_{cp}$ . Так как длины критических волн всегда выражаются через ТЕМ-длину волны, то обычно индекс ТЕМ опускается и пишется просто  $\lambda_{cp}$ . Для обозначения срезов различных модов было бы удобнее применять индексы  $m$  и  $n$ .

Все коаксиальные и пустотелые передающие линии являются фильтрами, пропускающими высокие частоты, т. е. полоса пропускания лежит выше некоторой критической частоты (или ниже некоторой критической длины волны). Критическая длина волны в коаксиальной линии зависит как от внутреннего радиуса  $b$  внешнего проводника, так и от радиуса  $a$  внутреннего проводника. Но формула эта вообще сложна. Кривые, изображающие отношение  $(\lambda/b)_{cp}$  в функции  $b/a$  даны на фиг. 13,1 для двух наиболее важных модов:  $TM_{0,1}$  и  $TE_{1,1}$ . Из рассмотрения кривых этой фигуры следует, что для  $TM_{0,1}$ -мода  $(\lambda/b)_{cp}$  уменьшается до нуля по мере

того, как  $(b - a)$  стремится к нулю. С другой стороны,  $(\lambda/b)_{cp}$  увеличивается до 2,61, когда  $a$  стремится к нулю, что соответствует круглой трубе без внутреннего проводника. Отношение  $(\lambda/b)_{cp}$  для  $TE_{1,1}$ -мода ведет себя по разному. Оно приближается к  $2\pi$  (длине окружности, равной одной длине волны), когда  $(b - a)$  стремится к нулю, оно уменьшается до  $(\lambda/b)_{cp} = 3,41$  (окружность, несколько большая, чем полдлины волны) для трубы ( $a = 0$ ). Критические волны для различных труб даны в табл. 13,1, где приведены также формулы для постоянных фазовой и затухания для длины волны  $\lambda_g$ , для фазовой скорости  $v_{\phi g}$  и для групповой скорости  $v_{2g}$ . Как и в случае электромагнитного поля вблизи антенны (глава II, раздел 36), фазовая скорость превосходит групповую скорость, причем, если диэлектриком служит воздух, имеет место соотношение

$$v_{\phi g} v_{2g} = v_0^2. \quad (13,1)$$

Если применяется другой диэлектрик, то, как это показано в разделе 2 главы II, вместо  $v_0$  нужно писать  $v = v_0/\sqrt{\mu\epsilon}$ .

**14. Свойства передающих цепей и их сравнение.** Так как всегда возможен известный выбор из всего разнообразия передающих цепей, то полезно суммировать свойства каждого типа в свете основных критериев, приведенных в разделе 4.

**1. а. Потери мощности на нагрев проводников и диэлектриков, составляющих часть линии.** Для труб, размеры поверхности которых сравнимы между собой, затухание, вызванное несовершенством проводников, не сильно отличается для четырех модов, формулы для которых приведены в табл. 13,1. Так как коаксиальные линии могут быть (обычно и бывают) гораздо меньше, чем соответствующие трубы, то потери на нагрев обычно больше в коаксиальных линиях. Так как для труб не требуется изолирующих опор, то вызываемое последними затухание исключается. Потери возрастают во всех типах цепей передач, если для передачи мощности возбуждается больше одного фактически используемого мода.

**б. Потери мощности на излучение.** Излучение металлическими трубами всех типов, включая и коаксиальные, практически не имеет места, если концы труб закорочены. Если же они открыты, то возникает заметное излучение мощности ввиду наличия несбалансированных сил, вызываемых движущимися зарядами на внутренней стороне вблизи открытых концов, или ввиду наличия токов, которые могут быть на наружной поверхности коаксиальной или другой трубы, если она имеет открытый конец или щель, или отверстие любого вида где-нибудь вдоль своей длины. Откры-

## Параметры и постоянные волноводов

Мод Параметр	ТЕМ коаксиальный	TM <sub>0,1</sub> круговой	TE <sub>1,1</sub> круговой	TE <sub>1,0</sub> прямоугольный
$b$	Внутренний радиус наружного проводника	Внутренний радиус цилиндра		Более короткая сторона
$a$	Радиус внутреннего проводника	Не определяется		Более длинная сторона
$\lambda_{cp}$	$\infty$	$2,61b$	$3,41b$	$2a$
Диапазон волн для одного мода ( $\lambda = \lambda_{TEМ}$ )	$2\pi b < \lambda < \infty$ $(b - a) < \frac{\lambda}{2\pi}$	$2,06b < \lambda < 2,61b$	$2,61b < \lambda < 3,41b$ (Возможен также TM <sub>0,1</sub> )	$a < \lambda < 2a$ $b < \lambda/2$
$N = \frac{\lambda_{TEМ}}{\lambda_{cp}}$	0	$\lambda_{TEМ} / 2,61b$	$\lambda_{TEМ} / 3,41b$	$\lambda_{TEМ} / 2a$
$\alpha_g$	$R_s \frac{\Re}{\Im} \left[ \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right] \frac{1}{2 \ln \frac{b}{a}}$	$R_s \frac{1}{\Im b} \frac{1}{\sqrt{1 - N^2}}$	$R_s \left[ \frac{0,436 + N^2}{\Im b} \frac{1}{\sqrt{1 - N^2}} \right]$	$R_s \frac{\Re}{\Im} \left[ \frac{1}{b} + \frac{2}{a} \frac{N^2}{\sqrt{1 - N^2}} \right]$



$\beta_g$

$\lambda_g$

$$\lambda/\sqrt{1-N^2}$$

$v_{\phi g}$

$$v_{\phi}/\sqrt{1-N^2}$$

$v_{zg}$

$$v_{\phi}/\sqrt{1-N^2}$$

Поверхностное сопротивление  $R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}} = 2\pi \sqrt{\mu_0 \rho \cdot 10^{-7}} \text{ ом.}$

$\sigma$  — проводимость в  $\text{мо/м}$ ;  $\rho = 1/\sigma$  — сопротивление в  $\text{ом/м}$ ; для меди  $\sigma = 5,8 \cdot 10^7 \text{ мо/м.}$

Характеристическое сопротивление  $\left\{ \begin{array}{l} \text{для свободного пространства } \Re_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 376,7 \text{ ом} \\ \text{для диэлектрика } \Re = \Re_0 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \end{array} \right.$

Характеристическая фазовая скорость  $\left\{ \begin{array}{l} \text{в свободном пространстве } v_0 = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек} \\ \text{в диэлектрике } v_{\phi} = v_0/\sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \end{array} \right.$

Фазовая постоянная  $\left\{ \begin{array}{l} \text{в свободном пространстве } \beta = \omega/v_0 \\ \text{в диэлектрике } \beta = \omega/v_{\phi} \end{array} \right.$

Длина волны  $\left\{ \begin{array}{l} \text{в свободном пространстве } \lambda = v_0/f = 2\pi/\beta \\ \text{в диэлектрике } \lambda = v_{\phi}/f \end{array} \right.$

тый конец достаточно большой трубы в основном эквивалентен электромагнитному рупору, рассмотренному в главе II.

## 2. Предельная мощность.

а. Диэлектрический пробой. Полые проводники стоят выше сравнительно с коаксиальными линиями по их выносливости к большим плотностям зарядов, так как эти плотности могут быть расположены дальше друг от друга, чем в соответствующих коаксиальных линиях, благодаря чему электрическое поле получается здесь менее интенсивным.

б. Предельный ток. Практически трубы имеют также и гораздо большую проводящую поверхность, чем коаксиальная линия, и, следовательно, их способность к нагрузке током больше.

3. Частотный диапазон и частотная характеристика. Продуктивная работа какой-нибудь передающей цепи требует, чтобы возбуждался только один мод, а именно мод, фактически используемый. Хотя и возможно, а для некоторых целей и необходимо, исключать соответствующими методами (они рассматриваются в последнем параграфе) возбуждение нежелательных более высоких или низких модов, но самый простой и самый лучший метод — это использовать, где только возможно, мод самой длинной волны и самой низкой частоты, так называемый «доминантный мод», и спроектировать размеры трубы так, чтобы рабочая частота лежала в полосе пропускания этого мода и в полосе поглощения всех более высокочастотных модов. Фактически это означает, что полезный рабочий диапазон данной передающей цепи лежит между нижним пределом частоты, определяемым срезом доминантного мода, и верхним пределом частоты, определяемым срезом ближайшего низшего мода. Эти диапазоны указаны в табл. 13,1.

Так как нижний срез ТЕМ-мода в коаксиальной линии имеет место при нулевой частоте, то частотный диапазон этого доминантного мода в коаксиальной линии превосходит диапазон любого другого мода. Верхним пределом частоты ТМ<sub>0,1</sub>-мода с точки зрения работы на одном моде является срез для ТЕ<sub>2,1</sub>-мода. Диапазоны волн для работы на одном моде также приведены в табл. 13,1.

4. Физическая пригодность. Практическая и экономическая возможность конструирования коаксиальных и полых проводников в качестве передающих систем зависит от размеров, необходимых для обеспечения работы при одном моде на специальной частоте. Так как ТЕМ-мод в коаксиальной линии не имеет нижней частоты среза, то коаксиальные линии (и линии с открытыми проводниками) могут быть использованы на сколь угодно низких частотах и могут быть сконструированы любых подходящих размеров в соответствии с пропускаемой ими мощностью. С другой стороны, при все

более и более высоких частотах коаксиальные линии должны делаться все меньше и меньше, если необходимо обеспечить работу на одном моде. В конце концов, достигается положение, при котором делается уже невозможным обеспечить достаточную мощность. Это обычно наступает при длинах волн сантиметрового порядка. Передающая труба не подходит для более длинных волн, так как в этом случае требуются большие ее размеры. Где это возможно, предпочитают трубы, использующие только доминантный  $TE_{1,1}$ -мод в круглой трубе или  $TE_{1,0}$ -мод в прямоугольной трубе.

5. Специальные требования. Для подключения к вращающимся направленным антеннам часто более удобны передающие цепи, позволяющие применить шарнирные соединения. Требования к такой цепи включают не только круглую трубу, но также полную симметрию вращения в распределении колеблющихся зарядов и тока. Оба эти условия осуществляются в ТЕМ- и  $TM_{0,1}$ -модах в коаксиальной системе и при  $TM_{0,1}$ -моде в круглых трубах. Так как ТЕМ-мод—доминантный, то он обычно используется с коаксиальной линией. С другой стороны, с трубой  $TE_{1,1}$ -мод имеет более низкую частоту (более длинную волну) среза, чем обладающий симметрией вращения  $TM_{0,1}$ -мод. Если труба с шарнирным соединением предназначена для полосы прохождения  $TM_{0,1}$ -мода, то она также достаточно велика и для полосы прохождения  $TE_{1,1}$ -мода.  $TE_{1,1}$ -мод должен быть подавлен или применением возбуждающего устройства, не допускающего появления именно этого мода, или, например, заглушением его соответствующе спроектированными проволочными сетками.

В некоторых системах существенно знать поперечное распределение тока и заряда у нагрузочного конца. В случае систем, обладающих симметрией вращения, это не представляет затруднений. С другой стороны, в  $TE_{1,1}$ -моде в коаксиальной или круглой трубе поперечная диаграмма стоячих волн может идти внизу трубы по спирали, которая не является абсолютно равномерной. Это вызывает затруднения в эффективной работе на нагрузку, так как установка должна быть рассчитана на специфическое расположение диаграммы поперечных стоячих волн или поляризацию связанного электрического поля. Прямоугольная труба, использующая  $TE_{1,0}$ -мод, имеет большое преимущество в виде фиксированной диаграммы поперечной стоячей волны с концентрированным зарядом всегда на более широкой стороне и электрическим полем, параллельным более узкой стороне.

Для некоторых целей требуются гибкие трансмиссионные кабели. Такой кабель может быть сконструирован и для коаксиальных и полых передающих цепей. Но затухание у них обычно больше, чем в жестких цепях, и кроме того могут

встретиться затруднения вследствие небольших изменений в форме или размерах поперечного сечения при изгибании кабеля.

### III. ПЕРЕДАЮЩИЕ И ПРИЕМНЫЕ СИСТЕМЫ С НЕРЕЗОНИРУЮЩИМИ ЦЕПЯМИ.

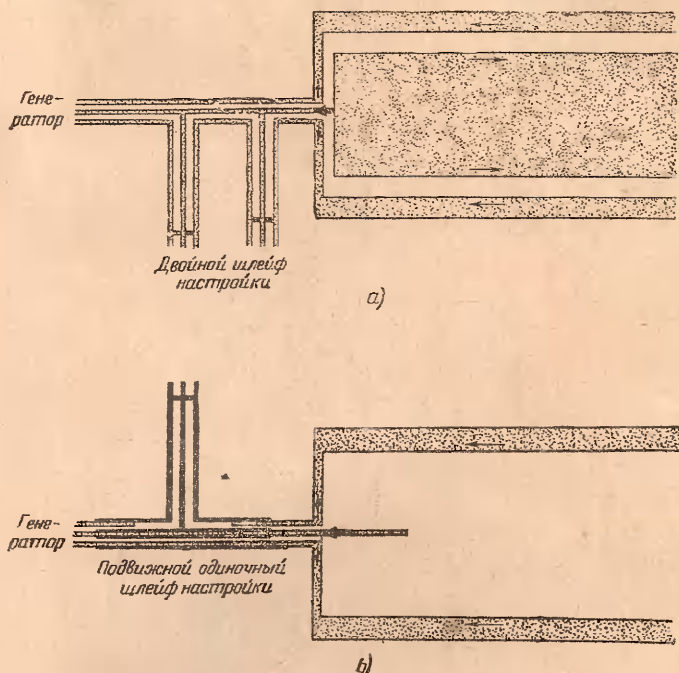
**15. Методы возбуждения.** Нами был рассмотрен ряд возможных распределений колеблющегося заряда внутри проводящих поверхностей коаксиальных и полых передающих линий, не резонирующих по своей длине. Но ничего не было сказано относительно подключений их к возбуждающим цепям, т. е. к генератору или приемной антенне или к нагрузке, заканчивающей цепь. Эти вопросы и будут рассмотрены нами в этом и следующем разделах.

В обычных коаксиальных линиях (или в линиях с открытыми проводами) два зажима симметричного генератора всегда могут быть подключены или связаны непосредственно с двумя проводниками (или группами проводников) линии, так как они несут равные и противоположные токи и заряды. Большинство генераторов ультравысокой частоты, рассчитанных для использования их с коаксиальными или одиночными трубами, сами имеют на выходе коаксиальную линию, хотя размеры линии могут быть такими, что может скорее возбуждаться  $TM_{0,1}$ , чем ТЕМ-мод. В каждом случае токи на внутренней поверхности внешнего проводника и на наружной поверхности внутреннего проводника направлены аксиально и обладают симметрией вращения, так что полные токи могут быть определены легко и для ТЕМ-мода (где они равны и противоположны) и для  $TM_{0,1}$ -мода (в котором они одного направления с внутренним меньшим током). Переход от одной коаксиальной линии к другой осуществить легко, если обе линии используют ТЕМ-мод или  $TM_{0,1}$ -мод или если одна линия использует ТЕМ, а другая  $TM_{0,1}$ -мод. Самое простое подключение для ТЕМ-мода показано на фиг. 15,1,а. В представленном устройстве малая коаксиальная линия от генератора оканчивается своим характеристическим импедансом благодаря наличию двухшлейфовой согласующей секции. Вместо двухшлейфовой настройки может быть использована подвижная одношлейфовая секция фиг. 15,1,б. Вместо резкого перехода от линий малого размера к линии большого размера, как показано на фигуре, желательно включать между двумя линиями или трубами коническую секцию. Если ее сделать в одну длину волны или более, то согласующие шлейфы обычно не нужны. На практике такая конусная секция может быть менее удобна, чем согласующая.

Переход от ТЕМ- или  $TM_{0,1}$ -мода в коаксиальных трубах к модоу одной трубы, например: цилиндрическому  $TM_{0,1}$



или прямоугольному ТМ<sub>1,1</sub> — задача довольно простая. Последние моды характеризуются исключительно аксиальными поверхностными токами, которые, очевидно, могут возбуждаться применением устройства фиг. 15,1,б, где внутренний проводник коаксиальной линии несколько выступает внутрь трубы. Это устройство похоже на устройство антенны, поставленной перпендикулярно к проводящей плоскости бесконечного протяжения. В этом случае бесконечная плоскость



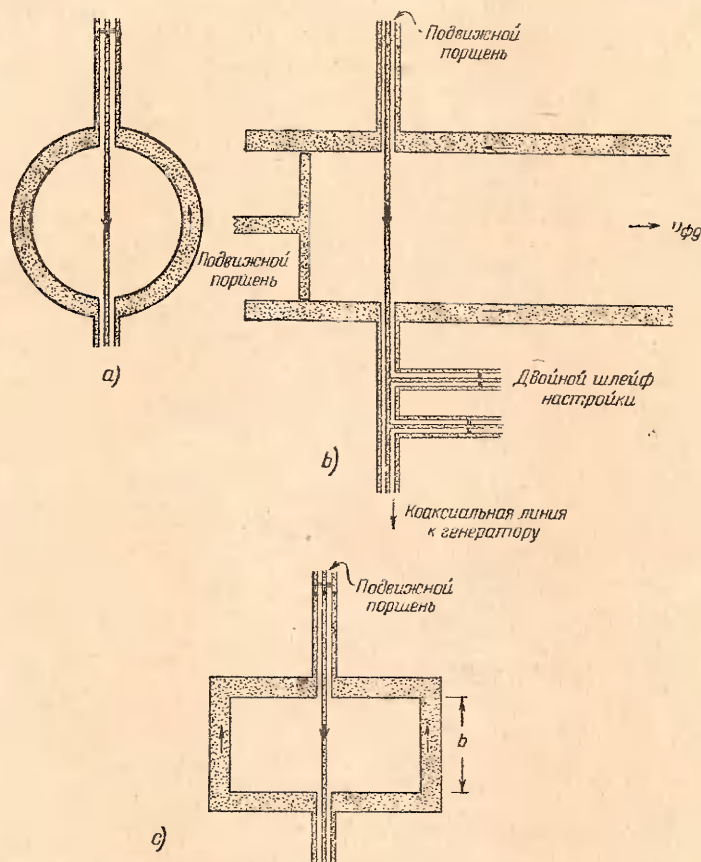
Фиг. 15,1. Методы возбуждения.

а) ТЕМ-мода в коаксиальной трубе с  $b$  неограниченным и  $(b - a) \ll \lambda_{ТЕМ}/2\pi$ ; б) ТМ<sub>0,1</sub>-мода в полном цилиндре с  $b > \lambda_{ТЕМ}/2.61$ , использующий обычную коаксиальную линию. Стрелки указывают местонахождение максимума тока в соответствующий момент.

свернута в бесконечно длинную (или ей эквивалентную) трубу. Стоячая волна тока и заряда поддерживается на выступающем внутреннем проводнике или антенне, и на внутренней поверхности трубы создается падающая волна, обладающая симметрией вращения. Так как электромагнитное поле снаружи антенны быстро уменьшается вдоль ее оси (глава II, фиг. 35,1), то поле и, следовательно, токи и заряды в трубе, даже на коротком расстоянии от конца антенны, определяются не ее периодическим изменяющимся зарядом.

Токи и заряды являются результатом цилиндрического  $TM_{0,1}$ -мода или прямоугольного  $TM_{1,1}$ -мода.

Чтобы возбудить ТЕ-моды, в частности доминант  $TE_{1,1}$  в круглой трубе или  $TE_{1,0}$  в прямоугольной трубе, в поперечной плоскости должна возбуждаться стоячая волна. Это может быть достигнуто с помощью устройства фиг. 15,2. Конец внут-

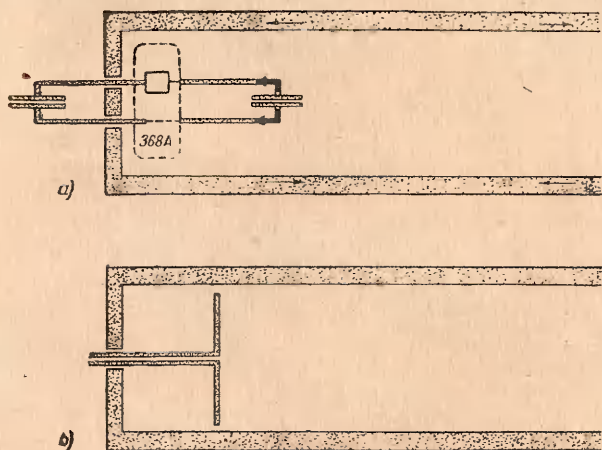


Фиг. 15,2. Методы возбуждения.

$a$  и  $b$  —  $TE_{1,1}$ -мода в полном цилиндре и  $c$  и  $b$  —  $TE_{1,0}$ -мода в прямоугольной трубе. Стрелки указывают максимум тока.

ренного провода резонирующей коаксиальной линии устроен в виде антенны, пересекающей в середине трубу и перпендикулярной к ее оси. С помощью регулируемого сверху трубы шлейфа можно установить в центре антенны максимальный ток. В поперечной плоскости возбуждается стоячая волна (фиг. 15,2,  $a$ ). Соответствующей регулировкой большого подвижного поршня в трубе электромагнитное поле, вызванное

направленными вверх и вниз токами на внутренней поверхности поршня, и поле, вызванное токами в самой антенне, могут быть отрегулированы таким образом, чтобы быть в основном в точках вправо от антенны в одной фазе, как в антенне с параболическим рефлектором. Результирующие распределения колеблющегося заряда и электромагнитного поля на расстоянии длины волны или больше от антенны являются характеристиками только одного  $TE_{1,1}$ -мода, если размеры трубы подобраны надлежащими. Вблизи антенны можно ожидать сложных наложений нескольких модов. Соответствующее устройство для прямоугольной трубы показано на



Фиг. 15,3. Методы возбуждения ТЕ-модов.

*а)* вакуумная лампа и часть двухпроводной линии колебательного контура генератора ультравысокой частоты вделаны в полую трубу. Токи в линии оказывают влияние на верх и низ трубы и вызывают движение токов здесь, как и требуется для ТЕ-мода. *б)* двухпроводный фидер и антенна, помещенные в оптимальном расстоянии от закороченного конца для возбуждения ТЕ-мода.

фиг. 15,2,с. Если это устройство должно быть нерезонирующим, то на конце коаксиальной линии должна быть предусмотрена двухшлейфовая настройка (или передвигная одношлейфовая настройка). Если линия будет короткой и резонирующей, то вместо указанной настройки может быть применена телескопическая секция коаксиальной линии. Если генератор ультравысокой частоты содержит колебательный контур, состоящий из секции двухпроводной линии, или в качестве фидера используется двухпроводная линия, то может быть применено устройство, показанное на фиг. 15,3.

**16. Согласующие цепи для труб.** При описании распределения тока и заряда в проводящих поверхностях трубы (или распределения электромагнитного поля внутри ее) предпола-

галось, что цепь вдоль всей своей оси не является резонирующей. Математически форму бегущей волны можно всегда получить, предполагая цепь бесконечно длинной. Практически нерезонирующие передающие цепи могут быть хорошо аппроксимированы применением соответствующим образом рассчитанных конечных устройств.

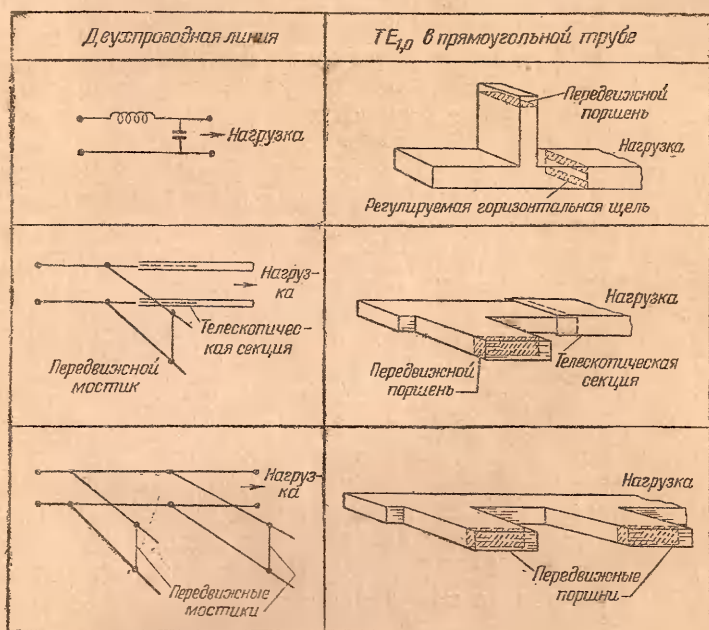
Двухпроводная линия	$TE_{1,1}$ в круглой трубе	$TE_{1,0}$ в прямоугольной трубе
Индуктивный шунт 	Вертикальная щель 	Вертикальная щель 
Емкостный шунт 	Горизонтальная щель  Вертикальный установочный винт 	Горизонтальная щель  
Параллельная цепь 	Отверстие, оставляемое при вертикальной и горизонтальной щелях 	Прямоугольное отверстие 
Шунтирующий шлейф 	Горизонтальный шлейф  Закороченный конец (поршень) 	Горизонтальный шлейф  Закороченный конец (поршень) 
Последовательная цепь 	Вертикальный шлейф  Перебазный поршень 	Вертикальный шлейф  Перебазный поршень 

Фиг. 16,1. Грубое сравнение элементов цепи.

В теории обычной линии, в которой импеданс может быть определен отношением разности потенциалов к полному току, формула для входного импеданса бесконечно длинной линии выводится легко. Согласно определению это есть характеристический импеданс  $Z_0$  и притом в значительной мере активного характера. Очевидно, что любая конечная нагрузка линии, равная  $Z_0$ , эквивалентна бесконечно длинной линии. В трубах (или коаксиальных линиях, работающих на других, чем ТЕМ, модах) невозможно определить входной импеданс



для бесконечно длинной линии обычным путем. Тем не менее, обобщенная концепция импеданса в подобном, но более ограниченном смысле очень полезна и в случае труб, как это показано в разделе 26. Для настоящих целей достаточно установить, что при данном моде в трубе возможно сконструировать элементы цепи (в обобщенном смысле), которые будут эквивалентны по своему действию шунтирующим и последовательным катушкам, конденсаторам и шлейфовым секциям в обычных линиях. Несколько грубые эквиваленты элементов цепи для двухпроводной открытой линии и доминантных модов



Фиг. 16,2. Грубое сравнение согласующих секций.

в круглых и прямоугольных трубах показаны на фиг. 16,1. Комбинация двух соответствующие выбранных элементов цепи может составить согласующую секцию, которая может быть включена между длинной трубой и нагрузкой аналогично различным специальным случаям в более обычных цепях, использующих Т-образные секции с реактивными элементами или обычную секцию резонирующей линии с регулируемыми отводами (глава II, раздел 28). Некоторые из многих возможных комбинаций показаны на фиг. 16,2. Они включают индуктивность и емкость, передвижные одношлейфовые и фиксированные двухшлейфовые настройки.

**17. Нагрузочные цепи для труб.** В общем виде могут быть описаны два типа нагрузок для передающих цепей из труб.

Первый тип состоит из нагрузок, которые предназначены специально для индивидуального мода в данной трубе и, следовательно, не имеют входных зажимов в смысле, применяемом в обычных сетях, ограниченных ближней зоной, имеющих два близко расположенных входных зажима и входной импеданс для которых может быть определен через разность потенциалов и полный ток.

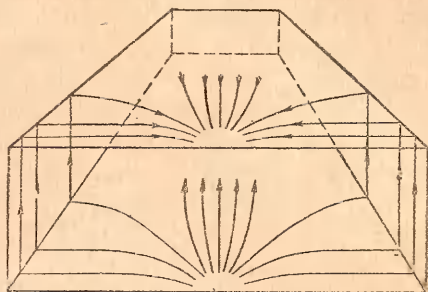
Нагрузки, предназначенные специально для одиночного мода в хорошо выполненной трубе, могут быть подключены непосредственно к выходному концу трубы соответствующими согласующими секциями. Важными примерами являются антенны типа электромагнитных рупоров (фиг. 17,1). Если форма поперечного сечения рупора, предназначенного для ТЕ-модов, такая же, как и форма трубы, но только постепенно расширяющаяся, то в плоскости каждого поперечного сечения будет сохраняться в основном то же самое распределение тока и заряда в виде стоячей волны, как и вдоль не резонирующей по длине трубы. Однако здесь не имеется бегущих волн в осевом направлении вдоль рупора и вдоль части согласующей секции. Последние являются резонирующими в аксиальных направлениях так же, как и в поперечной плоскости. Детальное рассмотрение резонирующих по длине секций из труб будет приведено в разделах 19—27. Линии движения тока на внутренних поверхностях рупора прямоугольного сечения, возбуждаемого  $TE_{1,0}$ -модом, показаны на фиг. 17,2 для момента, когда ток (в стоячей волне) имеет максимум и плотность заряда везде равна нулю. Электромагнитное поле в удаленных точках вызывается прежде всего этим поверхностным током, как это показано в главе II, разделе 42. Диаграммы поля получаются различными, если труба возбуждается различными модами, что дает возможность разнообразить степень направленности.

В добавление к электромагнитным рупорам разных типов нагрузкой для индивидуального мода в трубе может быть другая труба иного размера или иной формы поперечного сечения. Например, если нужно использовать шарнирные соединения в передающей системе из труб прямоугольного сечения, использующей доминантный  $TE_{1,0}$ -мод, то необходимо перейти к моду, обладающему симметрией вращения, как  $TM_{0,1}$  в круглом цилиндре. Простое устройство для получения этого показано на фиг. 17,3. Так как  $TE_{1,0}$ -мод в нижней прямоугольной трубе имеет исключительно вертикально направленное электрическое поле, то в вертикальной круглой трубе  $TE_{1,1}$ -мод не должен был бы возбуждаться даже в том случае, если радиус трубы значительно превышал бы тот, при котором наступает срез для этого мода. При надлежащей установке двух пар поршней прямоугольная, равно как и круг-

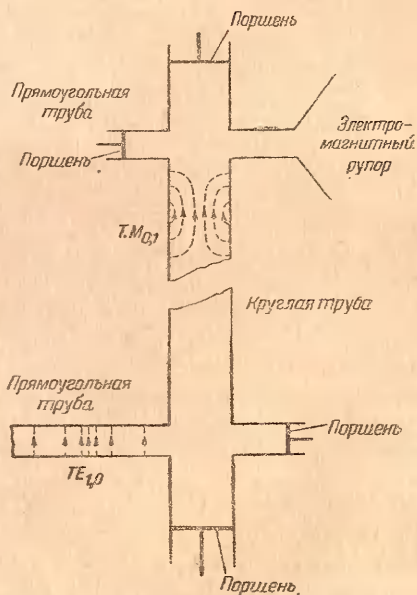


Фиг. 17.1. а) рупор для  $TE_{1,1}$ -мода в круглой трубе;  
 б) рупор для  $TE_{1,1}$ -мода в прямоугольной трубе.

Фиг. 17.2. Линии течения поверхностного тока в электромагнитном рупоре.



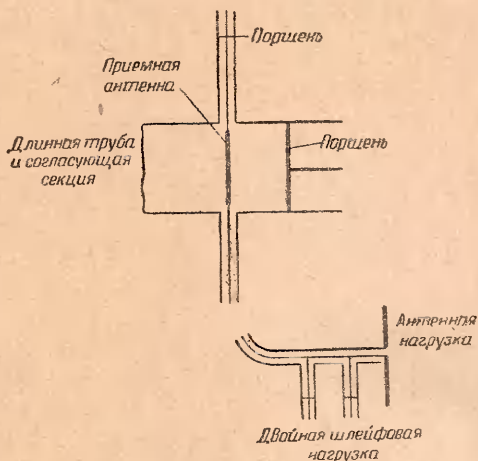
Фиг. 17.3. Поперечное сечение, показывающее переход от  $TE_{1,0}$ -мода в прямоугольной трубе к обладающему симметрией вращения  $TM_{0,1}$ -моду в круглом цилиндре и обратно к прямоугольной трубе. Показаны также поршни для согласования. Пунктирные линии показывают приблизительное распределение электрического поля для короткого расстояния в каждой трубе в какой-то определенный момент времени.



лая трубы могут быть сделаны нерезонирующими. В качестве второго примера прямоугольная труба с длинной стороной, равной  $a$ , может быть подключена к трубе с длинной стороной, равной  $2a$ ,  $3a$  или вообще  $na$ , где  $n$  — целое число, лучше нечетное, так что возможно симметричное соединение.

Здесь более широкая труба возбуждается в  $TE_{n,0}$ -моду, хотя при этом могут одновременно возбуждаться и более низкие моды.

Чтобы возбуждать передающей цепью в виде трубы обычную антенну с двумя зажимами или другую какую-нибудь нагрузку, необходимо применять коаксиальную линию или двухпроводную линию с малым расстоянием между проводниками и непосредственно подключать их к нагрузке. Тогда задача сводится к возбуждению от трубы коаксиальной линии или двухпроводной линии. Это легко осуществить, если вспомнить, что согласно теореме взаимности (глава II, раз-



Фиг. 17,4. Переход секции для соединения ТЕ-моды в трубе с обычной коаксиальной линией с двухзажимной нагрузкой.

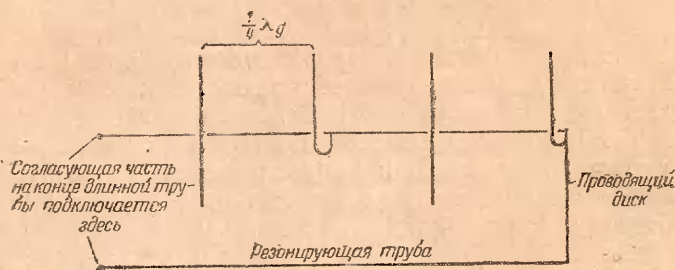
дел 43) относительные свойства направленности передающей системы с одной возбуждающей антенной те же самые, что и свойства направленности той же самой системы, используемой в качестве приемника. Соответственно с этим эффективное и простое устройство фиг. 15,1,б для возбуждения — с помощью коаксиальной линии с антенной — трубы можно превратить в приемник (фиг. 17,4). Необходимо лишь изменить положение согласующей секции, так как теперь имеется длинная нагруженная труба и возбуждаемая коаксиальная линия. Это означает, что между длинной трубой и приемной антенной должна быть включена секция показанного на фиг. 16,2 типа. Так как свойства приемной системы (включая антенну и поршень вне ее) как нагрузки могут изменяться с изменением положения поршня в трубе так же, как и поршня в коаксиальном шлейфе над антенной, то часто возможно достигнуть удовлетворительного согласования только регулировкой положения этих поршней, не применяя между приемной антенной и длинной трубой согласующей секции. Если антенна возбуждается двухпроводной, а не коаксиальной ли-



мией, то на нагрузочном конце можно применить устройство фиг. 15,3b при условии соответствующей согласующей секции в трубе.

Одна или несколько антенн из всей системы могут возбуждаться непосредственно трубой способом, напоминающим фиг. 41,15 главы II для коаксиальной линии. В связи с числом четвертей волны, укладываемых в антенне, возможно весьма большое разнообразие включений. На фиг. 17,5 показаны два метода связи для ТЕ-мода. Каждая единица расположена на трубе и часть ее выходит через отверстие внутрь трубы.

Если отдельная антенна просто входит в трубу, то она должна быть помещена в точке максимальной плотности за-



Фиг. 17,5. Вид на плоскости аксиальной секции резонирующей нагрузки для возбуждаемой в доминантном ТЕ-моду трубы. Система из четырех антенн, возбуждаемых с последовательной разностью фаз в четверть периода. Петли расположены в точках максимума поперечного тока, и максимум магнитного поля перпендикулярен к петлям; прямолинейные антенны расположены в точках максимума поверхностного заряда и максимума вертикального электрического поля в диаграмме стоячей волны.

ряда или максимального поперечного электрического поля при расположении стоячих волн вдоль оси трубы. Если же она загнута петлей и подключается к внутренней поверхности трубы, то она должна располагаться в точке максимального тока или максимального поперечного магнитного поля. Отметим, что расстояние между максимумами тока или между максимумами заряда выражаются через  $\lambda_g$ , длину волны в трубе, а не через  $\lambda_{ТЕМ}$ . Так как  $\lambda_g$  всегда больше, чем длина волны  $\lambda_{ТЕМ}$  в пространстве, то система может и не обеспечивать нужного расстояния в долях  $\lambda_{ТЕМ}$ . Однако  $\lambda_g$  можно уменьшить либо увеличением диаметра трубы, либо введением диэлектрических дисков или внутреннего проводника таких размеров, чтобы был возможен только ТЕМ-мод. В этом случае  $\lambda_g = \lambda_{ТЕМ}$ , и задача по существу сводится к задаче, рассмотренной при анализе питаемой с конца системы (глава II, раздел. 42). Однако

в настоящем случае коаксиальная линия может иметь такой же большой наружный диаметр, как и труба, если внутренний проводник увеличить так, чтобы величина  $(b-a)$  была достаточно малой.

Во всех случаях, в которых антенна входит в трубу или в коаксиальный проводник через отверстия или щели, поверхностные токи проходят вокруг краев к наружной поверхности трубы, где они распределяются по более или менее сложной диаграмме. Их амплитуды зависят от размера и числа отверстий и от того, вся ли или только часть наружной поверхности всей трубы будет находиться в резонансе с одним модом из числа многих возможных. Токи на наружной поверхности по необходимости непосредственно создают удаленное электромагнитное поле, и антенная система состоит, следовательно, из выступающих антенн и наружной поверхности трубы. Если здесь даже и не имеется выступающих антенн, то одно наличие отверстий в трубе вызывает появление на наружной поверхности токов и заметного поля, вызванного как ими, так частично и несбалансированными полями от токов на внутренней стороне. Величина и направления этих полей зависят от размера, числа и местоположения отверстий, а также от размеров трубы и возбужденного мода. Отсюда следует, что секция несовершенной замкнутой трубы (иногда называемой волноводом с утечкой) может быть и антенной.

**18. Приемные системы.** Приемная система отличается от передающей только природой нагрузки и методом возбуждения. Нагрузка может состоять из детектора или из специально спроектированного микшера для индивидуального мода в трубе. Он может быть помещен в секцию трубы и непосредственно подсоединен к ней через соответствующую согласующую секцию. Если нагрузка не соответствует обычному типу с двумя зажимами для соединения с коаксиальной или двухпроводной линией, то для перехода от трубы к коаксиальной или двухпроводной линии должна быть использована соответствующая трансформирующая секция с надлежащим образом рассчитанными согласующими секциями.

Теорема взаимности указывает, что любая передающая система, предназначенная для использования с трубами, может быть помещена и использована в качестве приемной системы со сравнимыми свойствами направленности. Примером может служить электромагнитный рупор. Для максимума передачи мощности в трубу требуются передающая цепь или волновод от приемной системы и надлежащим образом спроектированная согласующая секция между антенной системой и длинной трубой. Вторая согласующая секция между трубой и нагрузкой дает возможность при помощи регулировки сделать трубу нерезонирующей, как это описано для

обычных линий в разделе 28 главы II. Если труба коротка, она может быть использована как резонансная секция с опущенной одной согласующей секцией.

#### IV. РЕЗОНИРУЮЩИЕ ЦЕПИ

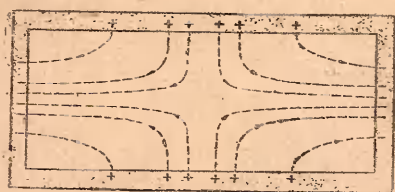
**19. Введение и обозначения.** При анализе обычных линий (глава I) основной упор делался на передачу мощности от генератора, подключенного к одному концу линии, называемому входным концом, к нагрузке на другом конце линии, называемом приемным или нагрузочным концом линии. Были введены соответствующие обозначения  $Z_{вх}$  и  $Z_n$  для входного ( $Z_{вх}$ ) и нагрузочного ( $Z_n$ ) импедансов.

При ультравысоких частотах обычные линии, равно как и более общие цепи передачи, могут быть использованы, помимо передачи мощности, и для многих других целей. Цепь передачи может быть использована для проведения измерений, например: определения длины волны, импеданса и фазы; или резонирующая секция может составлять часть колебательного контура в генераторе ультравысокой частоты. В некоторых из этих применений удобно связывать генератор и нагрузку не по концам линии, а в других ее точках. В таких случаях названия входной и нагрузочной концы применять уже больше нельзя; необходимо определять точки вдоль передающей цепи через оси координат. Например, координата  $z$  с началом координат в конце цепи может измерять расстояние вдоль оси цепи. Тогда  $z=0$  обозначает один конец,  $z=l$ —другой конец цепи. Оконечный импеданс в точке  $z=0$  рассматриваемой линии удобно обозначать через  $Z_0$ , в точке  $z=l$ —через  $Z_l$ . Индексы 0 и  $l$  просто отмечают положение импеданса на оси  $z$ .

Для того, чтобы охарактеризовать свойства оконечной нагрузки в более общих типах цепи передачи, для которых невозможно определить оконечный импеданс в обычном смысле, так как цепь теперь не обладает парой зажимов, расположенных друг относительно друга в ближней зоне, вводятся коэффициенты, которые определяют полное затухание и изменение фазы оконечных устройств. Они определяются в таких общих выражениях, что могут быть применимы и к обычным линиям и к более общим передающим цепям. Коэффициенты, характеризующие оконечные устройства при  $z=0$ , сопровождаются индексом 0, а коэффициенты для оконечного устройства при  $z=l$  имеют индекс  $l$ .

**20. Резонирующие секции передающих цепей.** Если передающая цепь коаксиального или полого типа замкнута с обеих сторон металлическим поршнем, то могут возбудиться аксиальные резонансные распределения колеблющегося тока и заряда. В зависимости от метода возбуждения и размера

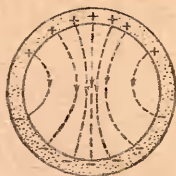




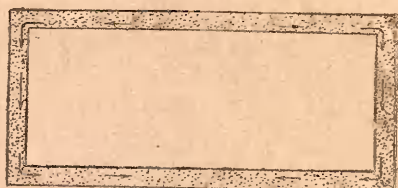
Фиг. 20,1. Распределение заряда и электрического поля в момент, когда они максимальны в  $TM_{0,1,1}$ -моде со стоячей волной в замкнутом круговом цилиндре внутреннего радиуса  $b$  и длины  $l$ . Получается симметрия вращения около оси. Четверть периода позже заряд и электрическое поле всюду равны нулю; максимумы тока находятся от  $+$  до  $-$  вдоль стенок; получается круговое магнитное поле с противоположно направленными максимумами на двух круглых концах стенок и нулем в центре.

$$TM_{0,1,1} = \frac{2}{\sqrt{\frac{1}{l^2} + \frac{0,58}{b^2}}}$$

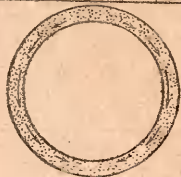
трубы эти распределения могут быть типа ТМ или ТЕ. Если согласующую секцию на конце нерезонирующей передающей цепи, возбуждаемой одним только модом, удалить и заменить металлическим поршнем, то цепь может настраиваться в резонанс перемещением поршня до тех пор, пока амплитуды тока и заряда (равно как и электрического и магнитного полей) не достигнут максимума. Результирующее распределение вдоль оси стоячих волн отличается от случая бегущей волны, как это было указано в общем виде в разделе 3. Характеристика распределения в поперечном сечении для этого мода в основном такая же, как и в случае нерезонирующей цепи, но теперь имеет место поперечная диаграмма, связанная в осевом направлении со стоячими волнами, а не с падающей волной вдоль него.



a)



b)



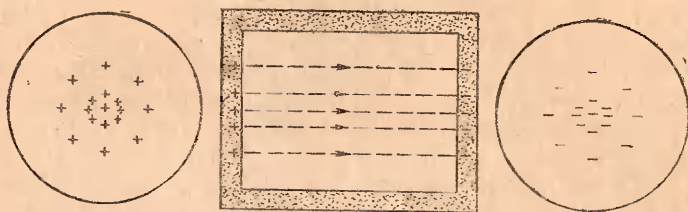
Фиг. 20,2. a) Распределение заряда и электрического поля в момент максимума в  $TE_{1,1,1}$  моде со стоячей волной в замкнутом круговом цилиндре внутреннего радиуса  $b$  и длины  $l$ . Распределение одинаково для каждого поперечного сечения, но плотность заряда и плотность электрического поля — наибольшие в центре и постепенно уменьшаются до нуля на концах стенок. b) Распределение поверхностного тока четверть периода спустя после a). Здесь получается диаграмма стоячей волны в поперечной и аксиальной плоскостях. Ток идет от верхнего центра до нижнего центра кругом стороны и краев стенок. Распределение не обладает симметрией вращения

$$TE_{1,1,1} = \frac{2}{\sqrt{\frac{1}{l^2} + \frac{0,34}{b^2}}}$$



Распределение максимума заряда (и максимума поперечного электрического поля) получается теперь фиксированным, с интервалом  $\lambda g/2$ , вместо перемещающегося, как раньше, с характеристической фазовой скоростью. Максимальные значения направленного по оси тока (и максимума поперечного магнитного поля) наступают через  $1/4$  периода после максимума заряда и располагаются посередине между ними. Это показано на фиг. 20,1 для  $TM_{0,1,1}$ -мода и на фиг. 20,2 для  $TE_{1,1,1}$ -мода в круглой трубе.

Добавочный резонансный мод  $TM_{0,1,0}$  в круглом цилиндре не имеет нерезонансной связанной пары (фиг. 20,3). Этот мод не зависит от длины цилиндра.  $TM_{0,1,p}$ -мод подобен мо-



Фиг. 20,3. Распределение заряда и электрического поля в момент максимума в  $TM_{0,1,0}$ -мод со стоячей волной в замкнутом круговом цилиндре внутреннего радиуса  $b$ . Четверть периода позднее появятся радиальные токи на внутренней поверхности каждого торца и равномерно распределенные токи, параллельные оси, на цилиндрической поверхности. Магнитное поле — круговое и одинаково по величине и напряжению в каждом поперечном сечении.

$$TM\lambda_{0,1,0} = 2,61b.$$

ду фиг. 20,1;  $TE_{1,1,p}$ -мод подобен моду фиг. 20,2, но с  $p$  полуволнами, расположенными между концевыми поверхностями. Подобные резонансные моды могут возбуждаться в полых металлических параллелепипедах длиной  $l$ , с более длинной стороной  $a$  и более короткой стороной  $b$ .  $TE_{1,0,1}$ -мод имеет резонансную длину волны<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Общие формулы для резонансных длин волн замкнутых цилиндров кругового и прямоугольного поперечных сечений приводятся ниже.

Прямоугольный цилиндр со сторонами  $a, b, l$  в направлениях  $x, y, z$ .

$$\lambda_{m,n,p} = \frac{1}{\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2 + (p/l)^2}}.$$

Круглый цилиндр внутреннего радиуса  $b$  и длины  $l$ .

$$TM\lambda_{n,m,p} = \frac{2}{\sqrt{(p/l)^2 + (k_{n,m}/\pi b)^2}}; TE\lambda_{n,m,p} = \frac{2}{\sqrt{(p/l)^2 + (k'_{n,m}/\pi b)^2}},$$

где  $k_{n,m}$  —  $m$ -й корень  $J_n(x) = 0$  и  $k'_{n,m}$  —  $m$ -й корень  $J'_n(x) = 0$ .

$$\text{TE}_{1,0,1} = \frac{2}{\sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{l^2}}}. \quad (20,1)$$

Если передающая цепь полого или коаксиального типа закорочена с обоих концов металлическими поршнями, то условием резонанса для индивидуального мода является

$$\beta_g l_p = p\pi \quad (p=1,2,\dots), \quad (20,1)$$

где  $\beta_g$  — фазовая постоянная мода;  $l_p$  — длина цепи  $p$ -го резонанса или расстояние между внутренними поверхностями поршней при целых значениях  $p$ . Самая короткая резонансная длина получается при  $p=1$ . Определив экспериментально  $l_1$ ,  $\beta_g$  можно определить теоретически непосредственно из уравнения (20,1) при  $p=1$ . Практически невозможно возбудить резонирующую секцию и определить резонанс, не включая в соответствующих точках, зависящих от мода, малых возбуждающих и приемных антенн. Так как, однако, эти возбуждающие и детектирующие цепи малы и слабо связаны, то хотя они и могут применяться, но неизбежное влияние их на условия резонанса делает этот метод неудовлетворительным.

**21. Обобщенное условие резонанса. Фазовые коэффициенты конечных устройств.** Измерение длины волны. В разделе 16 было отмечено, что для передающих цепей могут быть предложены элементы обобщенной цепи, не ограниченной в поперечной плоскости ближней зоной. Элементы, аналогичные по своему действию в цепи переменной индуктивности, емкости, настраивающимся цепям и шлейфовым секциям обычных линий, были специально описаны для доминантных модов в трубах круглого и прямоугольного сечений. По аналогии с реактивными конечными устройствами для обычных линий они также называются реактивными элементами, так как потери энергии на нагрев в них ничтожны. Когда передающая цепь или волновод заканчиваются таким реактивным элементом, то его основное влияние сказывается в изменении условий резонанса. Таким образом, если часть цепи передачи, простирающаяся от  $z=0$  до  $z=l$ , заканчивается при  $z=0$  каким-нибудь одним реактивным элементом, а при  $z=l$  — другим, то условие резонанса может быть написано в форме

$$\beta_g l_p + \Phi_0 + \Phi_l = (p+1)\pi; \quad (p=0,1,2,\dots), \quad (21,1)$$

Приводим некоторые значения:

$$\begin{aligned} k_{0,1} &= 2,40; & k_{0,2} &= 5,52; & k_{0,1}' &= 3,83; & k_{0,2}' &= 7,02; \\ k_{1,1} &= 3,83; & k_{1,2} &= 7,02; & k_{1,1}' &= 1,84; \\ k_{2,1} &= 5,14; & & & k_{2,1}' &= 3,05; & k_{1,2}' &= 5,33. \end{aligned}$$

где  $\Phi_0$  — характеристический фазовый коэффициент оконечного устройства при  $z=0$  и  $\Phi_l$  — соответствующий коэффициент для оконечного устройства при  $z=l$ . Эти коэффициенты определяются соотношением (21,1) при произвольно принятом условии, что значение  $\Phi$  для металлического поршня выбрано равным  $\pi/2$ , если  $\beta_g$  выражено в радианах на метр, или  $90^\circ$ , если  $\beta_g$  — в градусах на метр. (Одинаковым образом можно выбрать и нуль; для некоторых целей коэффициент  $\Phi' = \Phi - \pi/2$  определяется при  $\Phi' = 0$  для поршня). Если обоими оконечными устройствами являются поршни, то уравнение (21,1) сводится к уравнению (20,1). Если возбуждающая и приемная антенны расположены близко к концу  $z=l$  цепи передачи, то фазовый коэффициент  $\Phi_l$  можно определить для всей содержащей его секции. Настраивая цепь в резонанс перестановкой поршня ( $\Phi_0 = \pi/2$ ) при  $z=0$ , определяем из уравнения (21,1) положение двух последовательных резонансных пиков, которые могут иметь место, если линия имеет длины  $l_p$  и  $l_{p+1}$ :

$$\beta_g(l_{p+1} - l_p) = \pi. \quad (21,2)$$

Это выражение верно для всех типов передающих цепей, в которых, включая линии с открытыми проводами, применяются реактивные оконечные устройства любого рода. Если  $l_{p+1}$  и  $l_p$  оба определены (желательно при  $p=1$ ), то фазовая постоянная  $\beta_g$  линии может быть рассчитана непосредственно из уравнения (21,2). Длина волны  $\lambda_g$  мода цепи передачи определяется соотношением

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta_g}. \quad (21,3)$$

Отсюда из уравнения (21,2) находим:

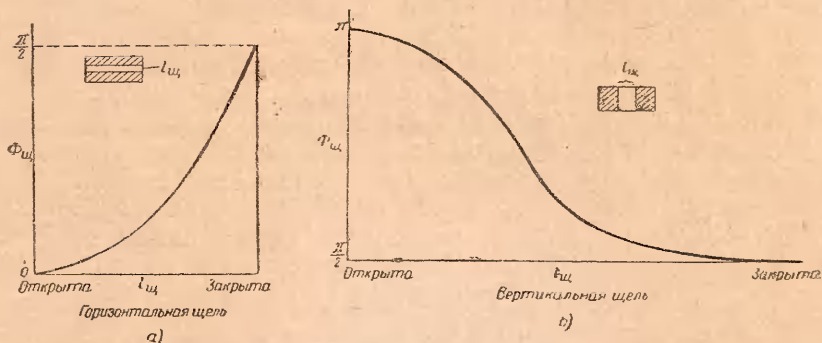
$$\frac{1}{2} \lambda_g = l_{p+1} - l_p. \quad (21,4)$$

Уравнение (21,4) представляет стандартную формулу для определения  $\lambda_g$  в резонирующей передающей цепи по экспериментально определенному расстоянию  $l_{p+1} - l_p$  между смежными последовательными резонансными пиками.

Фазовый коэффициент  $\Phi_0$  для какого-нибудь оконечного устройства при  $z=0$  можно определить экспериментально, применив для этого поршень при  $z=l$  и передвигая его, пока цепь не настроится в резонанс (желательно при  $p=1$ ) при

$$\Phi_0 = \frac{3\pi}{2} - \beta_g l_1. \quad (21,5)$$

Если  $\beta_g$  рассчитано с помощью таблицы 13,1 или определено экспериментально, как указано в разделе 20, и  $l_1$  измерено непосредственно, то из уравнения (21,5) легко определяется  $\Phi_0$ . Эта формула правильна и для линий с открытыми проводами. (Значение  $\Phi$  для прямолинейного куска провода тех же самых размеров, что и линия, когда им заканчивается двухпроводная линия, определяется очень хорошо



Фиг. 21,1. Фазовые функции для горизонтальной и вертикальной щелей в прямоугольной цепи передачи, использующей  $TE_{1,0}$ -мод.

соотношением  $\Phi \approx \pi/2 - \beta_g D/2$ , где  $D$  — расстояние между проводами.)

Если оконечное устройство не чисто реактивно, так что в нем или в связанной с ним цепи имеют место потери энергии на нагрев, то все же фазовый коэффициент может быть определен и измерен экспериментально тем же самым путем, если только это цепь не настолько близка к нерезонансной, что уже невозможны стоячие волны заметной амплитуды. Чтобы получить сравнимые значения  $\Phi$  для щелей, шлейфов секций и т. д. как реактивных элементов, обычно желательно подключить к ним закороченную секцию трубы длиной точно в  $\lambda_g/4$  так, чтобы труба при производстве измерений была полностью, насколько только это возможно, закорочена. Эта секция в четверть волны представляет аналогию с высоким импедансом или изолирующим шлейфом на обычных линиях. Экспериментальные кривые  $\Phi$  для вертикальных и горизонтальных щелей в прямоугольных цепях передачи, определенные с такой  $\lambda_g/4$  секцией, приведены на фиг. 21,1. Если желательно определить  $\Phi$  для какого-нибудь оконечного устройства, например разомкнутого конца или рупора, то он должен измеряться в точности при тех условиях, в которых он используется. Во всех случаях  $\Phi$  определяется относительно какого-нибудь поперечного сечения, например, поперечного сечения при  $z=0$  или  $z=l$ . Опре-

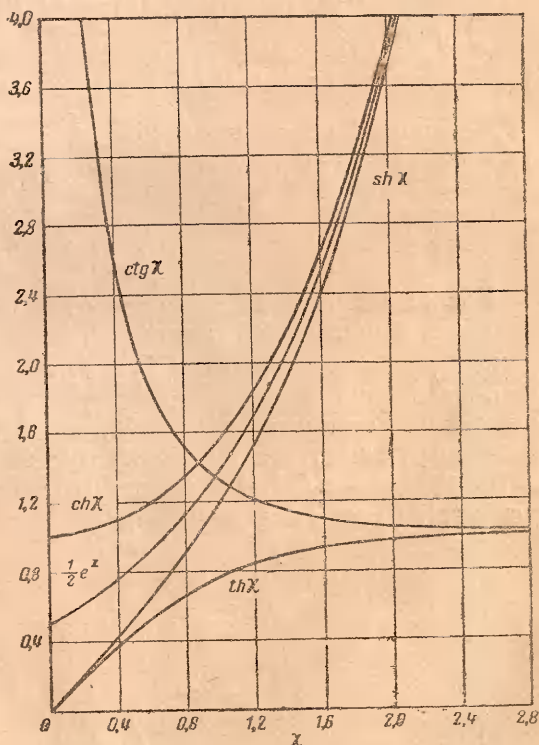


деленное таким образом значение  $\Phi$  может быть пересчитано к любому поперечному сечению, например на расстоянии  $l'$  от  $z=l$ , из соотношения  $\Phi_{l'} = \Phi_l + \beta_g l'$ .

**22. Коэффициент затухания оконечных устройств.** Амплитуда стоячей волны в передающей цепи, заканчивающейся на каждом конце металлическим поршнем и настроенной точно в резонанс поршнями, отстоящими друг от друга на расстоянии  $l_p$ , определяется соотношением

$$\bar{K}_p = \frac{\bar{K}}{\text{sh } \alpha_g l_p} . \quad (22,1)$$

Это уравнение может быть применено к любой амплитуде любых величин, представленных в виде стоячей волны, как, например, плотности заряда, плотности тока, магнитного или электрического поля.  $\bar{K}_p$  олицетворяет резонансную амплитуду взятой величины;  $\alpha_g$  — постоянная затухания передающей цепи, работающей на данном моде (определена в табл. 13,1);  $\bar{K}$  — постоянная, зависящая от возбуждения. Длина  $l_p$  определяется уравнением (20,1). Величина  $\text{sh } \alpha_g l_p$  мо-



Фиг. 22,1. Гиперболические функции действительного переменного  $\gamma$ .

жет быть найдена из кривой, обозначенной  $\text{sh } \chi$  (фиг. 22,1), полагая  $\chi = \alpha_g l_p$ . Если  $\alpha_g l_p$  мало, то приближенно уравнение (22,1) принимает вид

$$\bar{K}_p \approx \frac{\bar{K}}{\alpha_g l_p}. \quad (22,2)$$

Если оба конечных устройства недиссипативны и характеризуются фазовыми функциями  $\Phi_0$  и  $\Phi_l$ , то применяются те же самые формулы с  $l_p$ , определяемым из уравнения (21,1).

Если конечные устройства диссипативны, то для них можно определить коэффициенты затухания  $A_0$  и  $A_l$ , чтобы можно было учесть их влияние на затухание. Коэффициенты затухания определяются так, что амплитуда при резонансе равна

$$\bar{K}_p = \frac{\bar{K}}{\text{sh}(\alpha_g l_p + A_0 + A_l)}. \quad (22,3)$$

Когда  $\alpha_g l_p + A_0 + A_l$  мало, то

$$\text{sh}(\alpha_g l_p + A_0 + A_l) \approx \alpha_g l_p + A_0 + A_l.$$

Для цепей резонансных или приблизительно резонансных<sup>1</sup> значения  $0,707 \bar{K}_p$  получаются при  $l_p = \frac{1}{2} \Delta l_p$ , где  $\Delta l_p$  — ширина резонансной кривой с максимумом при  $l_p$ . Эта ширина удовлетворяет уравнению

$$\frac{\beta_g \Delta l_p}{2} = \alpha_g l_p + A_0 + A_l. \quad (22,4)$$

Последнее соотношение полезно для экспериментального определения постоянной затухания  $\alpha_g$  для передающих цепей и коэффициентов затухания  $A_0$  и  $A_l$  для конечных устройств. Оно правильно и для обычных линий и для труб. Так как конечное устройство при  $z = l$ , делающее передающую цепь нерезонирующей, эквивалентно бесконечно длинной линии, то из уравнения (22,3) следует, что  $A_l$  для такого конечного устройства равно бесконечности.

<sup>1</sup> Особенно, если

$$\frac{\alpha_g^2}{\beta_g^2} \text{sh}^2(\alpha_g l_p + A_0 + A_l) \ll 1 \quad (22,3a)$$

и

$$\left(\frac{1}{2} \Delta l_p\right)^2 \ll l_p^2 \quad (22,3b)$$

Постоянная затухания  $\alpha_g$  передающей цепи может быть определена экспериментально измерением полной ширины  $\Delta l_p$  и  $\Delta l_{p+1}$  двух последовательных резонансных пиков при 0,707 максимума амплитуды. Оконечные устройства линии желательно иметь в виде металлических поршней, из которых один перемещивной. Вблизи неподвижного поршня нужно включить маленькую приемную антенну и подключать ее с помощью коаксиальной линии к чувствительному и точно отградуированному детектору. Малая возбуждаемая антенна может вставляться в соответствующее отверстие в трубе. Она должна быть очень мала, чтобы обеспечить настолько слабую связь генератора с цепью, при которой не получилось бы при настройке линии заметной реакции на генератор. Местоположения  $l_p$  и  $l_{p+1}$  подвижного поршня для двух последовательных резонансных регулировок и местоположения  $l_p \pm \frac{1}{2} \Delta l_p$  и  $l_{p+1} \pm \frac{1}{2} \Delta l_{p+1}$  при 0,707 амплитуды в каждом случае могут быть определены экспериментально. Вычитая уравнение (22,4) из этой же самой формулы с индексами  $p+1$  вместо  $p$ , получим:

$$\frac{1}{2} \beta_g (\Delta l_{p+1} - \Delta l_p) = \alpha_g (l_{p+1} - l_p). \quad (22,5)$$

Если  $l_{p+1}$ ,  $l_p$ ,  $\Delta l_{p+1}$ ,  $\Delta l_p$  и  $\beta_g$  известны,  $\alpha_g$  можно рассчитать непосредственно. Отметим, что вносимое детектором затухание вычитается.

Коэффициент затухания  $A_i$  для окончного устройства, в частности для приемной антенны с присоединенной цепью и отражающим поршнем, можно определить непосредственно из уравнения (22,4), используя значения  $l_p$  и  $\Delta l_p$ , измеренные при определении  $\alpha_g$ .  $A_0$  для металлического поршня исчезающе мало, так что

$$A_i = \frac{1}{2} \beta_g \Delta l_p - \alpha_g l_p. \quad (22,6)$$

Коэффициент затухания для какого-нибудь другого окончного устройства можно измерить, используя его вместо подвижного поршня. (Если это необходимо по экспериментальным соображениям, приемная антенна с ее отражающим поршнем и возбужденной антенной может быть сделана перемещивной по щели, в то время как измеряемое окончное устройство должно фиксироваться. Если применить такое устройство, то антенны и поршень должны перемещаться одинаково, чтобы сохранять их относительные положения.) Если для одного резонансного пика определены новые значения  $l_p$  и  $\Delta l_p$ , то формула (22,4) может быть решена для  $A_0$  непосред-

ственно, используя для этого найденные ранее значения  $\beta_g$ ,  $\alpha_g$  и  $A_l$ .

**23. Коэффициент стоячей волны.** Отношение  $\rho$  стоячей волны определяется как отношение  $\bar{K}_{\max}/\bar{K}_{\min}$ , где  $\bar{K}$ —амплитуда тока или плотности заряда, или электрического или магнитного поля вдоль цепи передачи.  $\rho$  в общей форме определяется следующей формулой:

$$\rho = \frac{\bar{K}_{\max}}{\bar{K}_{\min}} = \frac{\operatorname{ch}(\alpha_g l_{\max} + A_l)}{\operatorname{sh}(\alpha_g l_{\min} + A_l)}, \quad (23,1)$$

где  $l_{\max}$  — расстояние от оконечного устройства при  $z=0$  до первого поперечного сечения, где  $\bar{K}=\bar{K}_{\max}$ ;  $l_{\min}$  — расстояние от оконечного устройства цепи до первого поперечного сечения, где  $\bar{K}=\bar{K}_{\min}$ ;  $l_{\min}$  отличается от  $l_{\max}$  на  $\lambda_g/4$ ;  $A_l$  — коэффициент затухания оконечного устройства. Так как  $l_{\max}$  и  $l_{\min}$  всегда должны быть меньше  $\lambda_g/2$ , то следует, что для передающей цепи с низким затуханием, определяемым поглощаемой нагрузочной мощностью, обычно можно считать, что

$$\alpha_g l_{\min} \ll A_l; \quad \alpha_g l_{\max} \ll A_l, \quad (23,2)$$

откуда

$$\rho = \operatorname{cth} A_l. \quad (23,3)$$

Величины  $\operatorname{ch}(\alpha_g l_{\max} + A_l)$  и  $\operatorname{sh}(\alpha_g l_{\min} + A_l)$  в уравнении (23,1) и  $\operatorname{cth} A_l$  в уравнении (23,3) могут быть найдены непосредственно по кривым фиг. 22,1. Из уравнения (23,3) следует, что  $A_l$  можно определить из экспериментально найденного коэффициента стоячей волны, вместо того чтобы определять его по ширине резонансной кривой при 0,707 максимума амплитуды. Если резонансная кривая тупая, так что условие  $(\Delta l_p/2)^2 \ll l_p^2$  не совсем удовлетворяется и отношение  $\bar{K}_{\max}/\bar{K}_{\min}$  мало, то лучше, конечно,  $A_l$  определять из коэффициента стоячей волны. С другой стороны, если  $\Delta l_p$  легко удовлетворяет этому условию, то определение  $A_l$  по ширине резонансной кривой обычно более точно. Это объясняется тем, что при экспериментальном определении коэффициента стоячей волны необходимо передвигать вдоль линии приемную антенну, виток связи или зонд. Так как расстраивающий эффект приемной антенны и поглощение нагрузкой мощности изменяются в связи с положением антенны на диаграмме стоячей волны, то точно определить коэффициент стоячей волны, вследствие влияния только одного оконечного устройства, трудно. Не менее трудно точно измерить искажающее влияние на коэффициент стоячей волны



и детектора, когда его антенна или виток связи перемещаются вдоль стоячей волны от точки максимального эффекта к точке минимального эффекта, и наоборот. С другой стороны, в методе резонансной кривой можно сделать точный отсчет затухания, вызванного детектором.

Из уравнения (23,3) следует, что значению коэффициента стоячей волны, равному единице, соответствует  $A_l = \infty$  — значение для окончного устройства, делающего линию нерезонирующей.

**24. Добротность  $Q$  резонансной передающей цепи.** Условие резонанса в передающей цепи, выражаемое уравнением (21,1), может быть нарушено изменением или длины  $l$  или частоты в уравнении  $\beta_g = 2\pi f / v_{\phi g}$ . Если изменение в частоте, необходимое для уменьшения резонансной амплитуды  $K_p$  до 0,707 ее максимального значения, достаточно мало, так что  $\Phi_0$ ,  $\Phi_r$ ,  $\alpha_g$  (являющиеся, в общем, функциями частоты) изменятся на ничтожную величину, то отношение резонансной частоты  $f_r$  к полюсе шириной  $\Delta f$  то же самое, что и отношение резонансной длины к ширине резонансной кривой. Отсюда, используя уравнение (22,4), находим:

$$Q = \frac{f_r}{\Delta f} = \frac{l_p}{\Delta l_p} = \frac{\beta_g l_p}{2(\alpha_g l_p + A_0 + A_l)}. \quad (24,1)$$

Если функции затухания окончного устройства равны нулю, то уравнение (24,1) приводится к простой форме:

$$Q = \frac{\beta_g}{2\alpha_g} \quad (24,2)$$

для случая резонансной секции передающей цепи с лишенным потерь окончным устройством.

Эти формулы применимы и к обычным линиям с открытыми проводами и к трубам.

**25. Коэффициент полезного действия (к. п. д.) передачи.** Отношение мощности  $P_p$ , перенесенной к окончному нагрузочному устройству, характеризуемому функцией затухания  $A_p$ , к мощности  $P_0$ , подводимой к цепи передачей длиной  $l$  и постоянной затухания  $\alpha_g$ , равно

$$\frac{P_l}{P_0} = \frac{\text{sh } 2A_l}{\text{sh } 2(\alpha_g l + A_l)}. \quad (25,1)$$

Это отношение имеет максимум при  $A_l$ , равном бесконечности, и согласованной нагрузке, когда

$$\frac{P_l}{P_0} = e^{-2\alpha_g l}. \quad (25,2)$$

Потери в дицибелах определяются отношением:

$$\text{потери } (\partial\delta) = 10 \lg \frac{P_0}{P_l} = 10 \lg \left( \frac{\text{sh } 2(a_g l + A_l)}{\text{sh } 2A_l} \right). \quad (25,3)$$

Формула применима и к обычным линиям и трубам.

**26. Определение обобщенного импеданса.** Для обычных передающих линий импеданс определяется отношением разности потенциалов между двумя близко расположенными зажимами к току, идущему по этим зажимам. Когда импеданс определяется из измерений на передающей линии, то расчеты основываются на экспериментальных определениях местоположений и ширины резонансных кривых или коэффициента стоячих волн. Таким образом, фазовый коэффициент  $\Phi_l$  и коэффициент затухания  $A_l$  для импеданса  $Z_l$  должен быть определен прямо или косвенно. Входной импеданс

$$Z_{ex} = R_{ex} + jX_{ex}$$

секции обычной линии передачи с характеристическим сопротивлением  $R_g$  и длиной  $l$ , оканчивающейся импедансом  $Z_l$  с фазовым коэффициентом  $\Phi_l$  и коэффициентом затухания  $A_l$ , дается в форме обычного отношения.

$$z_{1ex} = Z_{1ex} / R_g = r_{1ex} + jx_{1ex},$$

где

$$r_{1ex} = \frac{\text{sh } 2(al + A_l)}{\text{ch } 2(al + A_l) - \cos 2(\beta l - \Phi_l)}, \quad (26,1)$$

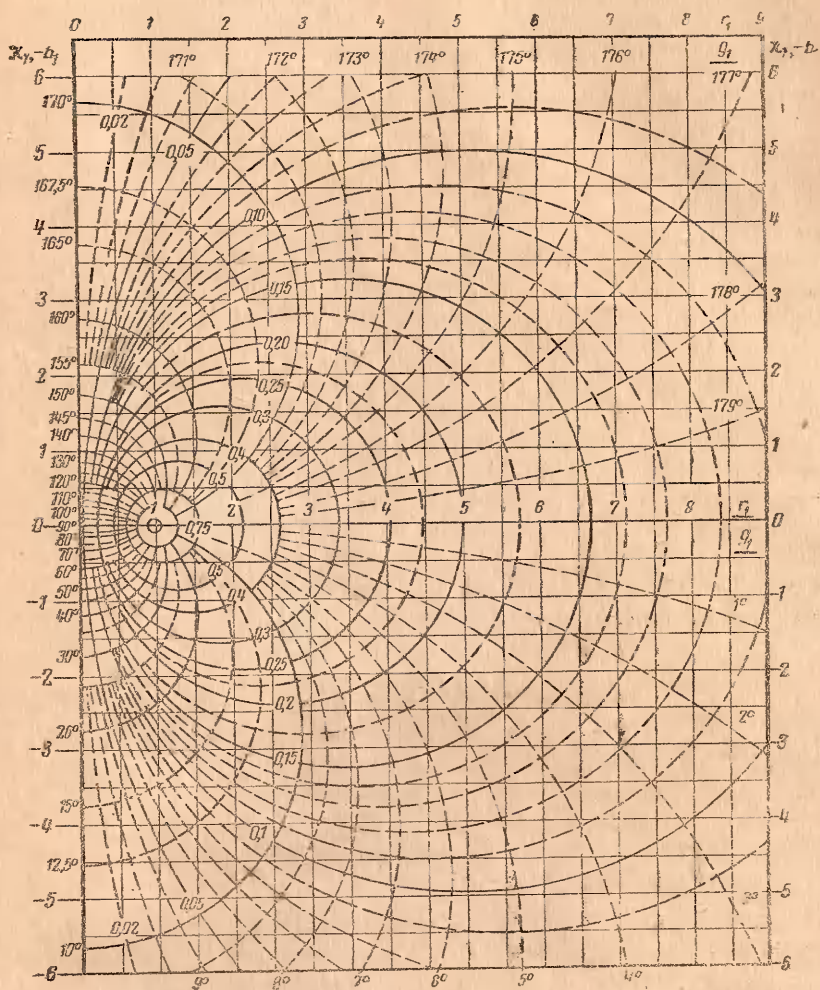
$$x_{1ex} = \frac{-\sin 2(\beta l + \Phi_l)}{\text{ch } 2(al + A_l) - \cos 2(\beta l + \Phi_l)}. \quad (26,2)$$

Оконечный импеданс  $Z_l = R_l + jX_l$  получается в форме отношения, если в уравнениях (26,1) и (26,2) положить  $l=0$ , т. е.

$$r_{1l} = \frac{\text{sh } 2A_l}{\text{ch } 2A_l - \cos 2\Phi_l}, \quad (26,3)$$

$$x_{1l} = \frac{-\sin 2\Phi_l}{\text{ch } 2A_l - \cos 2\Phi_l}. \quad (26,4)$$

Соотношения (26,3) и (26,4) могут рассматриваться как общие определения отношений сопротивления и реактанса



Фиг. 26.1. Круговая диаграмма, изображающая окружности постоянной затухания (окружности помечены в перерывах от 0,02 до 1) и фазовой постоянной (круги помечены градусами). При  $r$  и  $x$  в качестве координат, окружности фазовой постоянной дают  $(\beta l + \Phi)$ ; при  $g_1$  и  $-b_1$  в качестве координат окружности фазовой постоянной дают  $(\beta l + \Phi)$ .

$r_{11} = R_l/R_0$ ,  $x_{11} = X_l/R_0$  конечных устройств цепи передачи любого типа, в котором могут быть измерены  $A_l$  и  $\Phi_l$ .

Формулы (26,1) и (26,4) верны, если  $g_1 = R_0 G$  заменяет  $r_1$ :  
 $-b_1 = -R_0 B$  заменяет  $x_1$  и  $\Phi'_l = \Phi_l - \frac{\pi}{2}$  заменяет  $\Phi_l$ .  $G$  и  $B$  определяются соотношением

$$Y = G - jB = \frac{1}{Z}, \quad (26,5)$$

$r_1$  и  $x_1$  (или  $g_1$  и  $-b_1$ ) могут быть определены непосредственно из круговой диаграммы фиг. 26,1, на которой нанесены круги постоянной ( $\alpha l + A$ ) в неперах и круги (шкала в градусах от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ ) постоянной ( $\beta l + \Phi$ ) при пользовании  $r_1$  и  $x_1$  или постоянной ( $\beta l + \Phi'$ ) при пользовании  $g_1$  и  $-b_1$ .

Характеристическое сопротивление  $R_0$  в соотношениях определяется для двухпроводной или коаксиальной линии с поперечными сечениями в ближней зоне обычным способом. В обобщенном анализе неограниченных условиями поперечных сечений вместо разности напряжений и полного тока появляются обобщенные потенциальные функции и функции потока без указания непосредственного физического значения. Формула для  $R_0$  в этих функциях проста. Для всех ТМ-модов в трубах любой формы

$$R_{0TM} = \Re \sqrt{1 - \frac{\lambda_{TEM}^2}{\lambda_{cp}^2}}. \quad (26,5)$$

Для всех ТЕ-модов

$$R_{0TE} = \frac{\Re}{\sqrt{1 - \frac{\lambda_{TEM}^2}{\lambda_{cp}^2}}}.$$

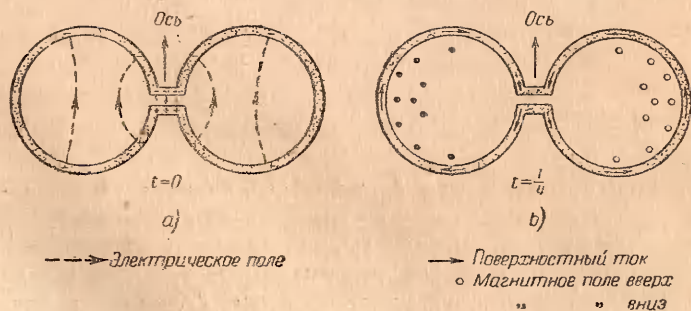
Здесь  $\Re = 376,7 \sqrt{\mu/\epsilon}$  ом. Эти формулы могут быть использованы для  $R_0$ , если сопротивления и реактансы более желательны, чем коэффициент отношения, поскольку имеется ввиду в передающей цепи данного поперечного сечения исключительно один только мод передачи. Если имеются в виду две секции передающей цепи с различными поперечными сечениями или возбуждаемые в различных модах, то различные значения  $R_{0TM}$  или  $R_{0TE}$  могут не трактоваться подобно различным значениям  $R_0$  в обычных линиях, т. е. если керезонирующая передающая цепь с данными  $R_{0TM}$  или  $R_{0TE}$  подсоединена к передающей цепи с тем же числовым значением  $R_{0TM}$  или  $R_{0TE}$ ,



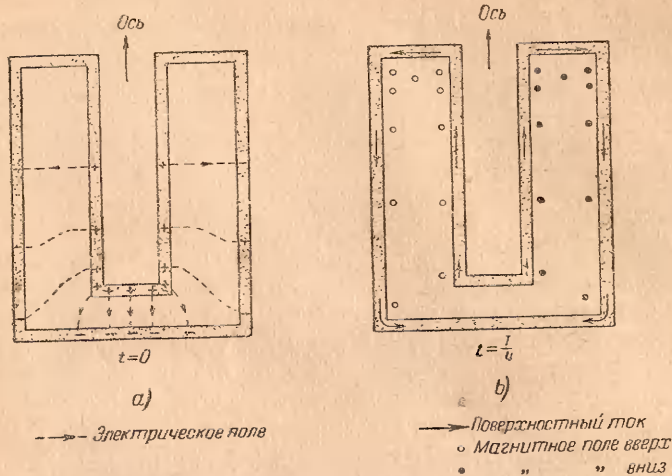


ства часто является всем, что необходимо для решения задачи передающих цепей всех типов. Эти функции могут быть определены из простых формул, выраженных через экспериментально измеримые величины.

**2. Объемные (полостные) резонаторы.** Существенным свойством резонансных секций обычных или коаксиальных труб является то, что они заключены в металлических стенках и возбуждаются источником внутри. Каждая замкнутая высокопроводящая оболочка может возбуждаться бесконечной последовательностью резонансных мод, каждый из которых характеризуется присущим распределением стоячих волн поверхностного тока. Частоты, при которых наступает резонанс, зависят от формы и размера замкнутого объема. Резонансный мод, возбуждаемый самой низкой возможной частотой, называется основным или доминантным модом. В зависимости от метода возбуждения существуют моды ТМ- и ТЕ-типов. Как указывает название, ТМ-тип характеризуется поверхностными токами, распределяющимися таким образом, чтобы создавать магнитное поле с компонентами только в одной плоскости, называемой поперечной плоскостью. Поверхностные токи имеют направления, всюду перпендикулярные к этой плоскости. Величина поверхностного тока ( $i$  а/м) в любой точке равна величине магнитного поля ( $H$  а/м), касательного к металлической поверхности в этой плоскости. ТЕ-тип характеризуется распределениями колеблющегося заряда в виде стоячих волн, создающего электрическое поле с компонентами только в одной плоскости, называемой поперечной плоскостью. Поверхностный заряд распределяется таким образом, что результирующее электрическое поле перпендикулярно к металлическим стенкам и линии электрического поля заканчиваются на отрицательных зарядах. Величина электрического поля ( $E$  в/м) на поверхности, умноженная на универсальную электрическую постоянную ( $\epsilon_0 \phi/\text{м}$ ), равна вели-



Фиг. 27.3. Доминантный ТМ-мод в тороидальном резонаторе. Резонатор получился в результате вращения каждой из этих фигур вокруг показанной оси.



Фиг. 27,4. Доминантный ТМ-мод в квазикоаксиальном резонаторе. Резонатор получился в результате вращения каждой из этих фигур вокруг показанной над ними оси.

чине поверхностной плотности заряда ( $\gamma_0$  К/М<sup>2</sup>). Распределение поверхностного тока и заряда и магнитного и электрического полей в ТМ- и ТЕ-модах самых длинных волн в сфере показаны на фиг. 27,1 и 27,2. В каждом случае показано отношение длины волны к радиусу. Соответствующие диаграммы для ТМ-модов самых длинных волн в резонаторах других применяемых форм, например, в генераторе-клистроне приведены на фиг. 27,3 и 27,4.

Полостные или объемные резонаторы характеризуются чрезвычайно большими значениями  $Q$ , где  $Q$  определяется для каждого резонирующего мода как  $Q = f_r / \Delta f$ . Здесь  $\Delta f$  — ширина полосы между частотами  $f_r \pm \Delta f/2$ , при которых амплитуда поверхностного тока, поверхностного заряда, электрического и магнитного полей уменьшается до 0,707 ее значения при резонансной частоте  $f_r$ . Вообще  $Q$  возрастает с увеличением проводимости металла, с увеличением отношения объема к замыкающей металлической поверхности и с увеличением длины волны. Наибольшие возможные значения получаются в посеребренных сферах. Для сферы из немагнитных металлов, наполненной воздухом, для доминантного ТМ-мода  $Q$  определяется соотношением

$$Q = 0,725 \frac{a}{\delta} = 0,318 \frac{\lambda_r}{\delta}, \quad (27,1)$$

где  $a$  — радиус в  $m$ ;  $\delta$  — глубина скин-эффекта, определяемая из выражения  $\delta = \sqrt{2\rho/\omega\mu_0}$ , где  $\delta$  — в  $m$  и  $\rho$  — в  $ом/m$ . Для медной сферы

$$Q = 8,4 \cdot 10^4 \sqrt{\lambda_r}. \quad (27,2)$$

Медная сфера радиуса  $a = 7$  см резонансна в доминантном моде на волне  $\lambda_r = 16$  см;  $Q = 33\,600$ . Если сферу внутри посеребрить, то  $Q = 34\,600$ .

Как уже указано, сферическая металлическая оболочка имеет резонансные моды, когда она возбуждается расположенным внутри источником. Если оболочка не имеет отверстий, то распределение токов и зарядов на внутренней поверхности всегда таково, что они полностью компенсируют все силы на точках наружной поверхности. Энергия не излучается. Та же самая оболочка может возбуждаться от источника снаружи оболочки, например, если она окружена полем удаленной зоны работающей антенны. В этом случае сфера также имеет бесконечный ряд резонансных модов, но поверхностные токи располагаются на внешней стороне, и сфера, когда она возбуждается в ТМ-мод, подобна толстой излучающей антенне. Но это уже не будет объемный резонатор. Первая резонирующая длина волны наружной поверхности сферы равна  $\lambda_r = 7,3 a$  (сравнима с  $\lambda_r = 2,28 a$  для внутренней поверхности). В этом случае вследствие большого излучения  $Q$  очень низко.

## 28. Задачи

1. Желательно использовать цилиндрический волновод для передачи мощности (на частоте 2000 мгц) от генератора с коаксиальным выходом к антенне, питаемой коаксиальной линией. а) Начертите полную схему, включая согласующие устройства, необходимые, чтобы сделать систему пригодной для использования  $TE_{1,1}$ -мод. б) Какой должен быть внутренний диаметр цилиндрического волновода, чтобы пропустить на частоте 2000 мгц  $TE_{1,1}$ -мод, а мод  $TM_{0,1}$  задержать? с) При каких условиях антенна (применяемая для отсасывания энергии от волновода) могла бы не располагаться параллельно антенне, используемой для возбуждения волновода?

2. Генератор ультравысокой частоты, работающий на частоте 4000 мгц, применен для возбуждения электромагнитного рупора с короткой коаксиальной линией и длинным прямоугольным полым волноводом.

а) Начертите схематически полную цепь, включая необходимые аксессуары для получения оптимальных условий. Объясните, почему необходимы эти аксессуары. б) Какие числовые значения можно рекомендовать для размеров поперечного сечения прямоугольной трубы? Почему?

3. Прямоугольный полый волновод применен для передающей цепи при 3000 мгц. Желательно использовать  $TE_{1,0}$ -мод. а) Каковы практические размеры  $a$  и  $b$  поперечного сечения волновода? б) Изо-



образите поперечное сечение, где в данный момент распределение электрического поля и заряда максимально. Чему равны токи и где? Пометьте стороны  $a$  и  $b$ .  $c$ ) С помощью рисунка этого же поперечного сечения изобразите заряд, ток и распределение поля, бывшие четверть периода назад.  $d$ ) Укажите условия, при которых прямоугольная труба может быть нерезонирующей в аксиальном направлении, все еще резонируя в каждой поперечной плоскости.

4. Цилиндрический полый волновод применен для передачи 1 000 мГц сигнала от генератора к передающей антенне. Диаметр волновода 22 см.

$a$ ) Покажите расчетом, какой мод или моды могут возбуждаться на этой частоте.  $b$ ) С помощью детектора стоячих волн определены местоположения двух соседних резонансных пиков. На сколько сантиметров отстоят друг от друга эти пики?  $c$ ) Желательно осуществить наиболее эффективную передачу мощности с помощью волноводов. Какой нужен для этого коэффициент стоячей волны — большой или малый? Почему?  $d$ ) Где в волноводе нужно вырезать щель для измерения коэффициента стоячей волны? Почему?

5. Подсчитайте отмеченные ниже четыре величины для полого, наполненного воздухом проводника прямоугольного поперечного сечения со сторонами  $a = 6,35$  см,  $b = 3,15$  см. Длина волны возбуждающего генератора, измеренная в коаксиальном волномере, равна 9,725 см. Возбуждается  $TE_{1,0}$ -мод.  $a$ ) Критические частоты  $f_{cr}$  и длину волны  $\lambda_{cr}$ ;  $b$ ) длину волны  $\lambda_g$  в трубе;  $c$ ) фазовую и групповую скорости  $v_{фг}$  и  $v_{гг}$ ;  $d$ ) характеристическое сопротивление  $R_{гТЕ}$ .

6. Опишите с помощью ряда диаграмм процедуру экспериментального измерения фазовой функции  $\Phi_l$  при оконечном устройстве в виде металлической трубы.

7. Опишите или изобразите реактивные элементы (для использования  $TE_{1,0}$ -мода в прямоугольной трубе), которые будут вести себя, с точки зрения их фазовых функций  $\Phi_r$ , подобно следующим реактивным элементам, включенным параллельно линии: емкости, индуктивности, последовательные резонансные цепи  $LC$ , параллельные резонансные цепи  $LC$ , шлейфовые секции линии, части прямолинейного провода.

8. Суммируйте сходства и различия между следующими величинами, найденными для обычных параллельных и коаксиальных линий и круглых труб в случае  $TM_{0,1}$ - и  $TE_{1,1}$ -модов:  $a$ ) характеристическим импедансом;  $b$ ) разомкнутым концом;  $c$ ) распределением тока и напряжения;  $d$ ) длиной волны, измеренной вдоль линии или волновода, и  $\lambda_{ТЕМ}$ ;  $e$ ) критической длиной волны и  $f$ ) постоянной затухания.

9. Длинный прямоугольный волновод со сторонами  $a = 7$  см,  $b = 3$  см заканчивается на удаленном конце сильно отсасывающей нагрузкой. Он возбуждается на частоте 3 000 мГц антенной, включенной на коротком расстоянии от поршня, заканчивающего ближний конец трубы. Укажите кратко, где и в каких направлениях можно ожидать больших токов при следующих обстоятельствах:  $a$ ) антенна включена в центре стороны  $b$  параллельно стороне  $a$ ;  $b$ ) антенна включена в центре стороны  $a$  параллельно стороне  $b$ .

10. Круглая труба внутреннего радиуса  $b$  возбуждается на частоте 3 000 мГц короткой подвижной антенной, которая поддерживается на фиксированном расстоянии  $\lambda_g/4$  от подвижного поршня на одном конце. Подвижной детектор находится на расстоянии  $2\lambda_g$  от антенны. Другой конец трубы заканчивается щелью. Возбуждается доминантный мод. Максимальное отклонение на детекторе наблюдается, когда длина трубы между щелью и поршнем равна 2,015 м и 2,090 м при возбуждении доминантного мода. Найдено, что ширина двух резонансных кривых на этих резонансных длинах, измеренная между местоположениями поршней,

дающих 0,707 максимального отклонения по каждую сторону от максимума, в обоих случаях с достаточной точностью одинакова и равна 0,7 см. Когда щель закрыта, то максимальное отклонение имеет место на расстоянии между закрытой щелью и подвижным поршнем, равном 2,040 м. Ширина резонансной кривой 0,2 см.

а) Определите длину волны и фазовую постоянную трубы. б) Покажите, что полное затухание трубы ничтожно. в) Чему равен внутренний радиус трубы? г) Возможен ли  $TM_{0,1}$ -мод? е) Определите множитель затухания  $A_0$  для генераторного конца трубы, включающей детектор. ж) Определите множитель затухания  $A_1$  щели. з) Определите фазовый множитель  $\Phi_1$  щели. и) Определите теоретический коэффициент стоячей волны в случае открытой щели. Если убрать детектор, сохранится ли то же самое его значение? Объясните.

## 29. Дополнительная литература

Б. А. Введенский и А. Г. Аренберг — Регулярные радиоволноводы. Известия Академии наук СССР ОТН, № 9, 1945.

Г. В. Кисунько — К теории возбуждения радиоволноводов. Известия Академии наук СССР с. ф., № 2, 1946 г.

М. С. Нейман — Выпуклые эндовибраторы. Известия электропромышленности слабого тока, № 11, сентябрь — октябрь 1939.

М. С. Нейман — Торoidalные эндовибраторы. Известия электропромышленности слабого тока, ноябрь 1939.

В. Бунимович — Колебательная система с малыми потерями. Журнал технической физики, 9 вып., 1939.

В. Бунимович — Прямоугольный резонатор в качестве волномера для дециметровых и сантиметровых волн. Журнал технической физики, 10, вып. 8, 1940.

Е. М. Студенков — Полые системы в сверхвысокочастотной технике. Успехи физических наук, 25, вып. 4, 1941.

В. М. Логухин — Простейший расчет некоторых эндовибраторов. Известия Академии наук СССР, с. ф., № 1, 1946.

Б. А. Введенский и А. Г. Аренберг — Радиоволноводы, ч. 1, 1946.

Скилинг Г. Г. — Введение в теорию электромагнитных волн, Связьтехиздат 1946.

Я. Альперт — К вопросу о распространении электромагнитных волн в трубах. Журнал технической физики, 10, вып. 16, 1940.

Н. Н. Малов — Электромагнитные волны в полых проводниках и диэлектрических стержнях. Успехи физических наук, № 4, 1940.

С. Рытов — К расчету поглощения электромагнитных волн в трубах. Журнал технической физики, 10, № 7, 1940.

Е. М. Студенков — Полые системы в сверхвысокочастотной технике. Успехи физических наук, 25, вып. 4, 1941.

В. В. Татаринков — Распространение электромагнитных волн в металлических трубах. Электросвязь, № 6, 1941.

Н. Н. Малов — Электромагнитные волны в полых проводниках переменного сечения. Электросвязь, № 6, 1941.

А. Драбкин — Сравнение распространения электромагнитных волн в свободном пространстве и по радиогиду. Журнал технической физики, 12, № 10, 1942.

А. Драбкин — Проводник внутрицилиндрического радиогидра как элемент связи. Журнал технической физики, № 10, 1942.

Н. Н. Малов — Электромагнитные волны в коническом волнопроводе. Журнал технической физики, вып. 7, 1945.

Б. А. Введенский и В. И. Балашова — Расчет „неотражающей пленки“ в волноводе. Известия Академии наук СССР, о. т. н., № 7—8, 1945 г.

Л. Мандельштам — Некоторые вопросы, связанные с возбуждением и распространением электромагнитных волн в трубах. Журнал экспериментальной и технической физики, вып. 9, 1945.

Слетер Дж. Передача ультракоротких волн., Техтеоретиздат, 1946.

G. C. Southworth. Hyper-frequency Wave Guides-General Considerations and Experimental Result. Bell. System Tech. J., т. 15., стр 284—309, апрель, 1936.

W. L. Barrow. Transmission of Electromagnetic Waves in Hollow Tubes of Metal. Proc. I. R. E. т. 24. стр. 1298—1328, октябрь, 1936.

J. G. Brainerd, G. Koehler, J. Reich and L. F. Woodruff. Ultrahigh-frequency Techniques. D. Van Nostrand Company, 1942.

L. A. Ware and H. R. Reed. Communication Circuits. John Wiley & Sons, 1942.

S. A. Schelkunoff. Electromagnetic Waves. D. Van Nostrand Company, 1943.

F. E. Terman. Radio Engineers' Handbook. Mc Grow-Hill Book Company, 1943.

R. King. Transmission Line Theory and Its Application. J. Appl. Phys. т. 14, стр. 577—600, ноябрь, 1943.

D. Middleton and R. King. Transmission Line Theory Applied to Wave Guides and Cavity Resonators. J. Appl. Phys., т. 15, стр. 524—535, июль, 1944.

Ramo and J. R. Whinney. Fields and Waves in Modern Radio. John Wiley & Sons, 1944.

---

## ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН

**1. Введение.** Теоретически гравитационные силы, действующие на камень или на планеты, зависят от положения во вселенной всех других частиц материи. Согласно элементарной идее гравитации положение земли в данный момент и определяет силы, толкающие сейчас вниз мяч, а не предшествовавшее ее положение за долю микросекунды тому назад. По крайней мере еще не было найдено какого-либо действительного отставания по времени между причиной гравитации и ее следствием.

Когда мы встречаемся с электрическими зарядами, то мы находим, что возмущение электрического заряда любого знака оказывает влияние на удаленные электроны и протоны. В данном случае время запаздывания действия определенно измеримо. В пустоте это время отставания прямо пропорционально разделяющему расстоянию и одинаково для всех видов возмущений. Многие из этих «возмущений» возникают самопроизвольно в пределах одиночной молекулы или атома. Дополнительная энергия, вызванная столкновением или другой причиной, сохраняется в течение краткого периода и затем быстро освобождается, создавая вибрирующую силу на удаленный электрон или протон, частота вибраций которых зависит непосредственно от освобожденной энергии. Тепловое излучение, видимый свет, ультрафиолетовый свет, X-лучи, гамма-излучение — все они представляют совокупное действие мгновенно освободившейся энергии многих различных молекул или атомов, причем каждое освобождение является, повидимому, индивидуальным явлением, связанным со всеми остальными только статистически. Эти природные «излучения» различаются только местоположением возмущения в молекуле или атоме и связанной с этим величиной изменения энергии.

В противовес этим мгновенным, беспорядочным и несвязным электрическим возмущениям, радиоволны рождаются в систематическом массовом движении многих миллионов элек-



тронов, идущих по одному общему пути и выполняющих связанные движения. Совместным эффектом таких связанных возмущений может быть одно — получение на больших расстояниях «планового» действия, могущего приобрести техническое значение. Самое простое периодическое массовое движение, которое может быть управляемым и контролируемым, — это волновое движение электронов в проводе или другом проводнике. Наиболее эффективные результаты получаются при осуществлении «сфазированного движения» в протяженном, насколько возможно, проводе, чтобы вовлечь в движение как можно больше электронов (но нужно применять меры, чтобы «планируемое» возмущение не было случайно скомпенсировано противоположным массовым движением электронов в соседних частях аппаратуры).

Соответственно с этим высокочастотная граница так называемого «радиочастотного спектра» определяется нашим умением в настоящее время создать и управлять такими массовыми систематическими движениями скопиц электронов, совершающих одновременные согласованные движения. Эта граница зависит практически от технических средств; она значительно расширилась в последнее десятилетие и, вероятно, расширится до еще более высоких частот с дальнейшим усовершенствованием вакуумной ламповой техники.

Низкочастотная граница определяется громадной стоимостью постройки металлических сооружений, достаточно больших и достаточно высоких, чтобы достигнуть эффективного использования освобождающейся энергии крайне медленных колебаний. Эта граница лежит около 10 000 гц и в течение последних 30 лет заметно не изменилась и не имеет никаких перспектив для изменения в ближайшем будущем.

В пределах этих двух существующих сейчас границ все промежуточные частоты могут быть стройно классифицированы по десятичной системе, причем каждый разряд сопровождается описательным названием и символом, так что такие смутные термины, как «микроволны» и «квазиоптические частоты», могут быть окончательно отброшены. Последние рекомендации Federal Communication Commission в этом направлении представлены в табл. 1.

Каждая полоса частот, приведенная в табл. 1, сопровождается присвоением соответствующей «длины волны», где длина волны — расстояние, проходимое в течение периода одного колебания распространяющейся волной в пустоте со скоростью света — 300 м/мксек. Таким образом, переменный ток в 1 000 000 гц излучает свободную пространственную волну длиной в 300 м; ток в 3 000 мгц соответствует длине волны 10 см и т. д.

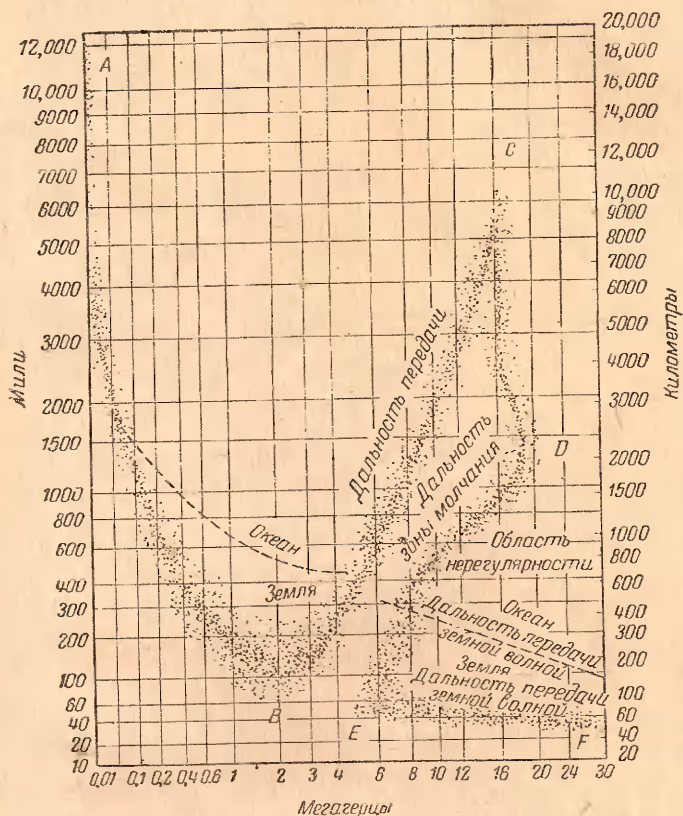
**2. Общие положения. Распространение волн (частоты).** В добавление к десятичной классификации радиочастот по-

Шкала частот

Частоты, кГц			Длины волн, м		Названия
От	10 до	30 включ.	От 30 000 до	10 000	Очень низкие vlf
"	30 "	300 "	" 10 000 "	1 000	Низкие lf
"	300 "	3 000 "	" 1 000 "	100	Средние mlf
"	3 000 "	30 000 "	" 100 "	10	Высокие hf
"	30 000 "	300 000 "	" 10 "	1	Очень высокие vhf
"	300 000 "	3 000 000 "	" 1 "	0,1	Ультравысокие uhf
"	3 000 000 "	30 000 000 "	" 0,1 "	0,01	Сверхвысокие shf

лезно также классифицировать их соответственно их поведению вблизи земли. Фактически земля почти всегда является основным препятствием, мешающим передаче. Радиоволны преодолевают это препятствие различными путями, зависящими от ориентации и местоположения антенны и в особенности от частоты или соответствующей длины волны. Фиг. 2,1 (взята из Bur. Standards Letter Circ, 615) представляет обычную исходную точку для этого типа классификации. Главная кривая *ABEF* (не включая петли *BCDE* сбоку) и ее вариант для волны вдоль моря и суши грубо представляют то, что было известно относительно радиопередачи примерно до 1920 г. На этом чертеже очень низкие частоты выглядят особенно заманчиво. Заметим, что здесь произведено сравнение на базе 1 кВт действительно излученной, а не 1 кВт развиваемой передатчиком мощности. Но чтобы построить вертикальную антенну в четверть волны для частоты 10 000 гц, необходимо металлическое сооружение высотой примерно 8 км. Ясно, что такая конструкция выпадает из рассмотрения, и антенна строится лишь настолько высокой, насколько это позволяют экономические соображения, с учетом к тому же, что эффективная высота составляет только небольшую часть волны. Антенна, следовательно, получается очень неэффективной: большая часть подводимой мощности теряется в меди и в земле. Такой метод получения волн является крайне несовершенным. Больше того, очень низкая частота резко ограничивает распределение частот по станциям и ограничивает каждую станцию очень узкой полосой модуляции (например, низкочастотная телеграфная передача). Низкие частоты используются небольшим числом береговых стан-

ций большой мощности с огромными антеннами, большинство из которых были построены много лет тому назад. Однако они не являются пустым пережитком прошедших лет. Наоборот, они приобрели значение, как устойчивые аппараты, способные перебросить сигнал в период магнитных бурь, когда

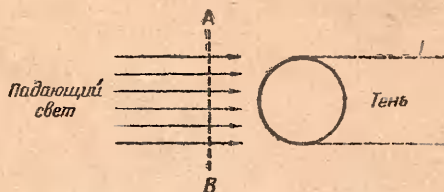


Фиг. 2,1. Дальность действия радиоволн (лето, день).

трансокеанские кабели и все высокочастотные каналы могут отказать в работе. Чтобы это объяснить, необходимо рассмотреть природу старомодной земной (поверхностной) волны, представленной кривой *ABEF* на фиг. 2,1.

На фиг. 2,2 представлено сравнение из оптики. Параллельный луч видимого света, отбрасываемый прожектором, освещает 15-см непрозрачную сферу. Геометрическая оптика, основанная на лучевом строении, предполагает наличие позади сферы абсолютно темной цилиндрической тени; границы тени предполагаются резко очерченными и с полной интенсивностью света сейчас же вне границ тени. Однако произведен-

ные тщательные измерения над тенью, в особенности в пограничной зоне, показывают, что геометрическая оптика — это только приближение. Для более точного решения нужно принять волновое учение, рассматривающее каждую точку фронта волны, например  $AB$ , как маленький источник волн, расходящихся от этого точечного источника. За сферой эти слабые волны почти компенсируются, но все же компенсация получается неполная. Часть света проникает в «тень», загибаясь или «диффрактируя» совершенно так же, как звуковая волна обходит вокруг одиночного здания. Сейчас же у наружной стороны тени появляются попеременные усиления и частичная компенсация. В пределах тени свет спадает быстро, но не плавно, а прерывисто. Что касается более низких частот (инфракрасных или тепловых лучей), то количество загибающихся



Фиг. 2.2. Опыт с дифракцией света.

ся лучей возрастает. Наконец, у очень низких радиочастот загибание вокруг сферы радиуса земли становится с точки зрения инженерного искусства весьма интенсивным, не подверженным воздействию со стороны верхних или нижних слоев атмосферы. Однако вследствие самой природы этих дифракционных процессов волна, достигающая приемника, находилась на всем своем пути в непосредственной близости к полупроводящей земле и благодаря затуханию стала значительно слабее той волны, которая получилась бы (теоретически) при распространении в свободном пространстве.

От «очень низких» частот до «низких» частот это затухание возрастает, а также менее эффективным становится и загибание. Кривая земной волны (фиг. 2.1) круто спадает. Частичная компенсация этого достигается возможностью строить несколько более эффективные антенны и получать даже излучение от очень неэффективных малых антенн, которые могут быть установлены на кораблях. Низкие частоты могут быть использованы для надежной связи на средних расстояниях, но их наиболее действенные функции — это водительство воздушных кораблей и наземная радиомаячная служба. Надежность того, что здесь не играет значительной роли небесная (пространственная) волна, очень облегчает радиопеленгирование. Небесные волны вызывают при однорамочном пеленгировании большие погрешности, присущие самому прибору,



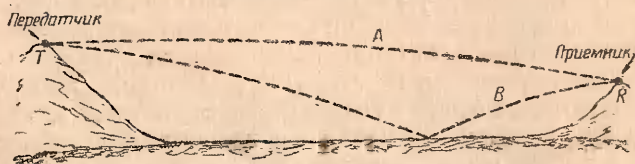
и вызывают необходимость замены рамки более развитой пространственной антенной системой. Даже когда погрешности прибора могут быть надлежащим образом исключены, небесные волны часто показывают действительное отклонение от пути по большому кругу на  $90^\circ$  или больше. Несколькими ограниченной дальности действия низкочастотного маяка на суше не является обязательно недостатком, так как всегда могут быть установлены, где это окажется необходимым, добавочные передатчики.

В диапазоне «средних» частот, используемом для местных широковещательных станций в США, надежно обслуживаемая площадь определяется передачей на земной волне. В зависимости от мощности передатчика, свойств направления антенны и территориального расположения дальность действия земной волны бывает порядка 200—400 км. В направлении к верхнему пределу этой полосы широковещательного диапазона частот надежность перекрытия уменьшается. Считая все волны ниже 200 м явно малого значения, правительство в одно время предоставило американским радиолюбителям все радиочастоты выше 1 500 кГц. В первые годы после 1920 г. начали с возрастающей регулярностью поступать совершенно неожиданные сведения, что радиолюбители устанавливали на малой мощности связи на расстояниях, далеко уходящих от кривой земной волны фиг. 2,1. В течение многих лет существовали крайне неясные идеи относительно передачи на небесной волне. В 1901 г. Кеннели и Хивисайд применили к отражению трансокеанических волн существовавшие прежде теории о проводимости верхних слоев атмосферы. Ночные «фединги» (замирания) на средних частотах были позднее приписаны собственно интерференции небесной волны. Однако точное выяснение на фиг. 2,1 области небесной волны не было возможно до тех пор, пока высокочастотные передатчики и чувствительные коротковолновые приемники не стали обиходными в руках тысяч радиолюбителей. Местоположение и характерные черты этой области изменяются и по часам, и по сезонам, и с периодом солнечных пятен. Ночью эта область сдвигается влево и захватывает «широковещательные» волны, делая возможным передачу на средних частотах на большие расстояния после захода солнца. Выбором рабочей частоты, соответствующей обстоятельствам и направлению передачи, можно установить чрезвычайно эффективную передачу на большие расстояния. При достаточных расстояниях этот выбор становится более критическим: слишком низкая частота сказывается на поглощении волны, в то время как слишком высокая частота вызывает проникание волны за атмосферу, и передача происходит бесполезно в междוזвездное пространство. Эти ограничения определяют соответственно левую и правую границы области небесной волны. При небла-

поприятных стечениях обстоятельств эти границы сужаются больше, чем это указано для среднего случая на фиг. 2.1. В общем передача на небесной волне может быть примерно одинаково хорошей и днем и ночью, но удовлетворяющие выбору частоты очень различны.

Прежде чем продолжать рассмотрение небесных волн, продолжим и расширим описание земной волны. Даже при благоприятных стечениях обстоятельств надежная передача на небесной волне редко переходит за 30 мГц. Фиг. 2.1 показывает, что диффрагированная земная волна огибает землю вокруг, следуя за ее кривизной, и имеет очень малое значение при 30 мГц и выше. Однако из табл. 1.1 видно, что громадный диапазон более высоких частот является полезной частью радиочастотного спектра. Были предприняты энергичные меры, чтобы поднять этот диапазон еще выше. Это кажущееся противоречие можно объяснить следующим образом.

Небесная волна приобретает свое значение исключительно на том основании, что обеспечивает эффективный обход вокруг больших препятствий, именно земли. Затухание в обычном воздухе мало. При своем зигзагообразном курсе волна теряет часть энергии при каждом отражении от наружных слоев атмосферы и от земли, но суммарные потери малы по сравнению с затуханием, испытываемым земной волной такой же частоты. Следовательно, достигающая приемника энергия может возрасти до теоретического значения при распространении в свободном пространстве на сравнимых расстояниях. В результате получается громадное преимущество по сравнению с земной волной. Имеется, однако, другой путь, которым можно избежать влияния земли. Иногда может установиться линия прямого зрения между двумя точками на расстоянии нескольких сот километров друг от друга, и для более коротких расстояний это становится, естественно, несколько более легким. Возвышенность любого вида: вершина холма, башня, высокие постройки или аэроплан, делает возможной передачу типа, указанного на фиг. 2.3 лучом А. На первый взгляд



Фиг. 2.3. Прямой луч и луч, отраженный землей.

может показаться, что это представляет идеальное решение вопроса, которое в состоянии обеспечить сигнал, приближающийся к значению его при ходе луча в свободном пространстве, независимо от частоты и независимо от высоты над го-

ризонтом. Но это первое впечатление обманчиво. Устраняя поглощение плохих диэлектриков, как деревья и дома в непосредственной близости к антенне, одно обеспечивает незначительное действительное улучшение — это расположение широко-вещательной станции, работающей на средних частотах, на вершине горы. При средних частотах и даже при высоких частотах «отраженный землей луч» *B* невыгодно интерферирует с «прямым лучом» *A*. Хотя это и не дает полной компенсации сигнала земной волны, но все же дает ухудшение того большого преимущества, которого можно было бы ожидать в случае, когда прямой луч *A* был бы геометрически возможным. Сигнал получается несколько лучше, чем сигнал, получаемый по гладкой искривленной земле. Помехи получаются вследствие того, что луч *B* испытывает при отражении от земли изменение фазы приблизительно на  $180^\circ$ . Дополнительный путь (разность «хода»), проходимый лучом *B*, вызывает дополнительное изменение фазы. Однако по мере увеличения расстояния от передатчика эта разность хода луча, измеренная в частях относительно длинной волны, быстро теряет свое значение.

Пока не будут достигнуты «очень высокие частоты», возможное увеличение высоты подъема передатчика дает значительные практические улучшения на тех расстояниях, где передача сигналов вообще не была бы достижима. Но и здесь при низких углах вблизи горизонта интерференция остается помехой. Решение этой проблемы передачи ведет к примене-



Фиг. 2,4. Диффракция радиоволны над препятствием.

нию «ультравысоких» частот. Вследствие более короткой волны эта передача может работать все ближе и ближе к горизонту, пока разность пути станет неощутимой. При более короткой волне можно также построить удобных размеров рефлектор, дающий столь остронаправленный луч, что отраженная земная волна не будет заметно чувствоваться, пока она не достигнет горизонта. Это исключает появление последовательности максимумов и минимумов, которых в противном случае можно было бы ожидать в области значительно выше горизонта, где эти переменные усиления и ослабления могли иметь место. Оба эти преимущества значительно выступают при применении «сверхвысоких частот». Где-нибудь в этом сверхчастотном диапазоне должно начаться чрезмерное затухание волны благодаря поглощению самим воз-



духом или иногда присутствующими в нем водяными парами и каплями воды. Применяемые частоты начинают уже приближаться к собственным частотам, испускаемым молекулярными возмущениями. Можно вывести соответствующее этим частотам поглощение. Будут ли эти эффекты определять практический радиоспектр, и существует ли нужная область прозрачности, — это вопросы, подлежащие дальнейшему исследованию.

Лучи очень высоких частот и в меньшей степени ультра-высоких частот иногда изгибаются на несколько градусов или частей градуса, спускаясь ниже горизонта. Это в частности похоже на то, что произойдет при обстоятельствах, указанных на фиг. 2,4. Самый низкий прямой луч *A* от передатчика *T* все-таки несколько высок для приема его в *R*. Однако, промежуточная точка *D* сильно освещена, и часть энергии, достигающая *D*, попадает в номинальную теньевую зону. Таким образом, ломаный путь *TDR* становится хотя и плохим, но все же действенным. Передача от *T* до *D* и от *D* до *R* эффективна, но в точке *D* происходят значительные потери. Подъем частоты в случае фиг. 2,4 равным образом вреден, так как еще более затрудняет загиб луча. В обеих частях ломаного пути происходят отражения от земли, еще больше усложняющие картину. Широкая плоская вершина *D* нежелательна, так как волна будет находиться на очень большом протяжении в близком соседстве с землей, вызывая на таких частотах очень быстрое затухание. Добавочные ломающие точки допустимы только такие, чтобы полное изменение направления луча не превосходило нескольких градусов.

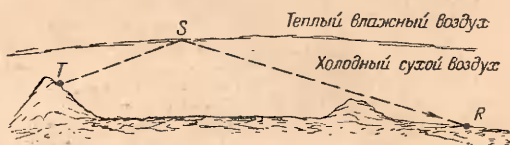
Теперь встает вопрос терминологии. Имеется прямой луч и луч, отраженный от земли; должны ли они входить в общее понятие «земной волны», или же они должны определяться какой-нибудь отдельной категорией—ни «земная волна», ни «небесная волна»? Первая альтернатива официально рекомендована Институтом радиоинженеров и получила общее признание. Действительно, она определяет «земную волну» как «всякую, исключая небесную волну». В добавление к прямой волне и отраженной от земли волне эта альтернатива включает диффрактирование волны всех сортов, загибаются ли они по постепенной кривизне земли (длинные волны) или загибаются над местными препятствиями. Практически она включает также большое количество рассеянного излучения, обратно излученного и отраженного от деревьев, строений, воздушных проводов, подземных труб и всех подобных препятствий вблизи пути над уровнем земли от передатчика до приемника.

**3. Влияние на распространение волн нижних слоев атмосферы.** Нижние слои атмосферы (тропосферы) оказы-



вают на радиопередачу два основных воздействия, важных для волн короче 10 м. Первое воздействие связано с прямым весом и сжимаемостью атмосферы. Из-за градиента средней плотности воздуха даже так называемая «прямая волна» А (фиг. 2,3) имеет небольшую кривизну, впадиной книзу. При элементарном рассмотрении одно очевидно, что соответствующий фронт волны внизу необходимо движется в более плотной среде и со слегка меньшей скоростью, чем вверх. Эта кривизна благоприятна, так как практически она несколько расширяет горизонт за пределы, определяемые чисто геометрическим построением с помощью прямой линии. Улучшение силы сигнала относительно постоянно и всегда мало. Волна все еще считается частью «земной волны».

Второе воздействие изменяется от дня ко дню и даже от часа к часу. Случайно слой теплого влажного тропического воздуха протекает над слоем холодного сухого полярного воздуха. Результирующая пограничная воздушная масса приблизительно горизонтальна и может быть резко очерчена. Даже при вертикальном падении на нее волны она отражает ее, создавая обнаруживаемое радиоэхо, хотя коэффициент отражения может быть и ниже 0,001 %. Эксперименты с таким прямым эхо дают метеорологу новое орудие для исследования непрерывного нарастания и изменения границ воздушных масс всех родов. Отражения от облаков, в особенности от грозовых туч, достаточно обычны. Границы подобных воздушных масс обычно лежат на высотах между 0,5 и 3,0 км. Хотя при вертикальном падении отражение получается ничтожно малым, но при слегка заметном касании его величина может оказаться и очень хорошей. Отсюда следует, что если благодаря введению границы различных воздушных масс видоизменить фиг. 2,4, то получатся условия, изображенные на фиг. 3,1.

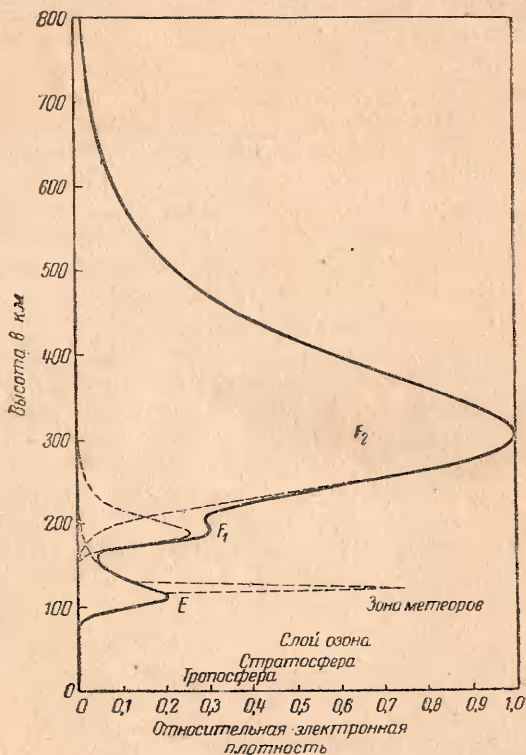


Фиг. 3,1. Отражение радиоволны от границы воздушных масс.

Несколько раз в течение зимнего сезона, например, сигнал в R, принимаемый по курсу TSR, может достигнуть промадного улучшения по сравнению с обычным сигналом, представленным на фиг. 2,4, приближаясь по силе к сигналу, идущему в свободном пространстве. Менее показательные улучшения происходят с большей регулярностью. Являясь ненадежными, эти эффекты скорее нежелательны, хотя они и объ-

яняют многие причудливые рекорды, достигаемые иногда в связи, и все другие применения «микроволн».

**4. Небесная волна от ионосферы. Теоретические обоснования.** Случайно отраженная от воздушной границы или облака волна является истинной «небесной» волной. Однако основное перекрытие небесной волной, показанное на фиг. 2,1 и применяемое почти для всех дальних радиопередач, получается совершенно иным способом. В 1902 г. Кеннели<sup>1</sup> и Хивисайд<sup>2</sup> предположили, что верхние слои атмосферы, вследствие низкого давления, являются проводником. Но наличие



Фиг. 4,1. Слои ионизации в атмосфере.

одного только низкого давления для этого недостаточно, воздух должен быть еще ионизирован. Для этого должны отрываться в громадных количествах электроны от родственных им атомов и молекул и служить в качестве очень подвижных носителей электрического заряда. Термин *ионосфера* при-

<sup>1</sup> А. Е. Kennelly Elec. World, т. 39, стр. 473, 1902.

<sup>2</sup> О. Heaviside. Encyclopaedia Britannica. 10-е изд, т. 33.

лагается к той области наружной атмосферы, лежащей выше стратосферы, где именно возможно осуществить такую большую ионизацию. В общем случае энергии, получаемой от самих радиоволн, совершенно недостаточно, чтобы вызвать такую ионизацию. Стойкие суточные изменения ионизации вызываются ультрафиолетовым светом, который составляет значительную часть солнечного излучения. К счастью, большая часть этого ультрафиолетового света поглощается верхними слоями нашей атмосферы, предупреждая тем самым разрушение всей растительной и животной жизни на поверхности земли. Поглощение это селективно, некоторые частоты ультрафиолетового света особенно сильно поглощаются материей, впервые встречаемой ими в самых высших слоях. Таким образом, освобожденные электроны образуют  $F$  слой (фиг. 4,1). Выше определенной высоты, примерно в 300 км, плотность электронов уменьшается, так как воздух на этих высотах слишком разрежен и нехватает материала, чтобы здесь образовался источник электронов. Ниже этой высоты плотность электронов также уменьшается, так как ультрафиолетовый свет соответствующей частоты уже недостаточен, будучи в значительной степени поглощен в верхних слоях.

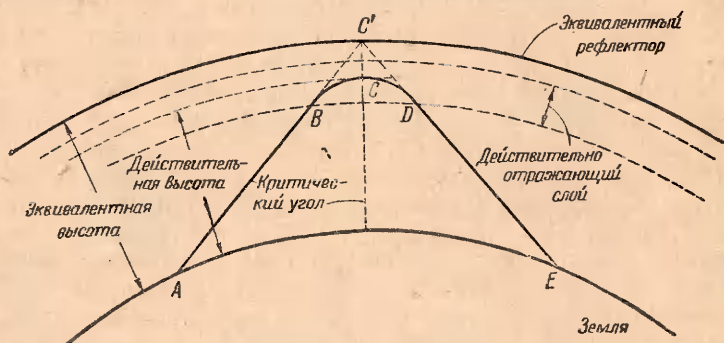
В более низком слое, приблизительно около 100 км, приходящие солнечные лучи впервые встречают в больших количествах молекулы кислорода. Выше этого слоя столкновения кислородных атомов не часты. Будучи разбитыми, они стремятся таковыми и остаться, создавая тем самым недостаточно благоприятные условия для образования  $O_2$ . Следовательно, ультрафиолетовый свет с частотой, подходящей для ионизации молекул кислорода, не находит серьезных препятствий на своем пути через слой  $F$ . Но достигая 100 км уровня, он быстро поглощается, оставляя плотную концентрацию электронов, разбросанных в резко очерченном  $E$  слое.

Подобное селективное поглощение объясняет очень слабый след ионизации, называемый  $D$  слоем, на еще более низкой высоте, где впервые встречается озон ( $O_3$ ). Иногда меньший максимум ионизации может наблюдаться на нижнем крае главного слоя  $F$  (фиг. 4,1). В другое время он лежит внутри главного слоя. Другие субмаксимумы ниже области  $E$  могут иметь значение лишь для специальных задач передачи. Однако в общем связь зависит главным образом от слоев  $E$  и  $F_2$ . Они имеют примерно одинаковое значение: меньшая плотность  $E$  области компенсируется ее меньшей высотой. Распределение электронов в обоих слоях постоянно меняется. Главными факторами, определяющими радиопередачу, являются:

- 1) уровни, на которых плотность электронов имеет максимум;
- 2) величина этой максимальной плотности (число электронов в  $см^3$ );

3) средняя скорость столкновений электронов с атомами и молекулами (вызывающих поглощение радиоволн).

Влияние на радиопередачу слоя свободных электронов может быть объяснено различным образом. Для начала рассмотрим прямой луч или пучок лучей, встречающих тонкий слой снизу (фиг. 4,2). По мере движения волны получается



Фиг. 4,2. Действительный путь и путь эквивалентного отраженного луча.

массовая систематическая вибрация электронов под влиянием поля падающей волны; многие биллионы электронов качаются вперед и назад, что отнимает от волны энергию, вызывая уменьшение первоначальных компонент электрического и магнитного полей. Однако каждое движение электрона сопровождается своим излучением, и общий эффект всех новых излучений вносит новые компоненты электрического и магнитного полей, не совпадающих с направлением падающей волны. В результате направление каждого луча постепенно изменяется до тех пор, пока луч не станет сначала горизонтальным и затем вернется обратно на землю.

Эта постепенная рефракция или загибание луча может рассматриваться и с точки зрения фронта волны. В условиях фиг. 4,2 верхняя часть каждой волны движется немного быстрее, чем нижняя часть, заставляя тем самым фронт волны постепенно опрокидываться, как если бы нижний конец ее волочился. Действительно, во всех точках, где имеются свободные электроны, «волновая скорость» или фазовая скорость превосходит скорость в пустоте. Этот процесс повышения скорости будет наибольшим в точках, где средняя плотность электронов наивысшая. Это вовсе не означает, что импульс или телеграфная точка может быть послана через среду с измеримой скоростью, превосходящей скорость света. Наоборот, скорость сигнала (групповая скорость) может быть много меньше, чем скорость в свободном пространстве. Действительно, время, необходимое, чтобы пройти действительный путь



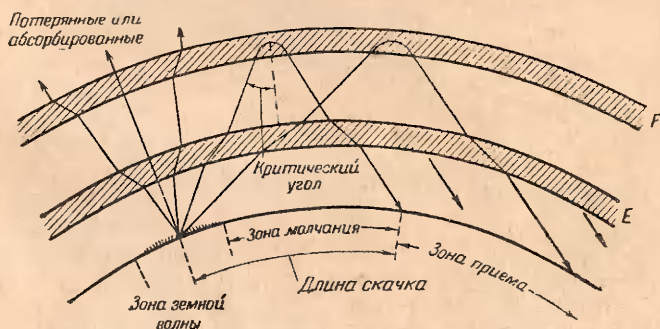
$ABCDE$ , есть то же самое время, которое потребуется, чтобы пересечь более длинный путь  $AB'C'DE$  фиг. 4,2 в пространстве, не содержащем свободных электронов. Поэтому термины «отражение» и «рефракция» почти взаимозаменяемы в обозначении поворота небесных волн от ионосферы. Когда говорят о рефракции, то имеют в виду действительно искривленный путь  $ABCDE$ . Когда говорят об отражении, то вводят понятие эквивалентной рефлексии, которую вызовет подобная приходящая снизу волна. Эквивалентную высоту легко измерить определением угла прихода или определением времени запаздывания приходящего сверху излучения. Расчет действительного пути  $BCD$  требует детального знания распределения электронов. Эквивалентные высоты достаточны для большинства технических расчетов.

Объяснение может быть дано также и математически. На основании простых уравнений движения свободных электронов для индекса рефракции  $n$  получаем выражение

$$n = \sqrt{1 - \frac{4\pi N e^2}{\omega^2 m}}$$

где  $N$  — число электронов в  $см^3$ ;  
 $e$  — заряд электрона (эл.-ст. ед.);  
 $m$  — масса электрона в  $г$ ;  
 $\omega = 2\pi f$ ;  
 $f$  — рабочая частота в  $гц$ .

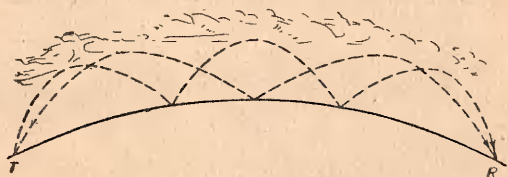
Отсюда следует, что рефрактивный индекс пространства, содержащего свободные электроны, меньше единицы. Радиоволна, входящая снизу в такую среду из неионизированного воздуха, повернет обратно с полным внутренним отра-



Фиг. 4.3. Проникание, отражение и критический угол.

\* В этой элементарной сводке влияние земного магнитного поля на движение свободных электронов, а также вызываемое столкновениями затухание не учитываются. Более обширную сводку см. «The Physics of the Ionosphere», Rev Modern Phys., т. 9, стр. 1 — 43, 1937.

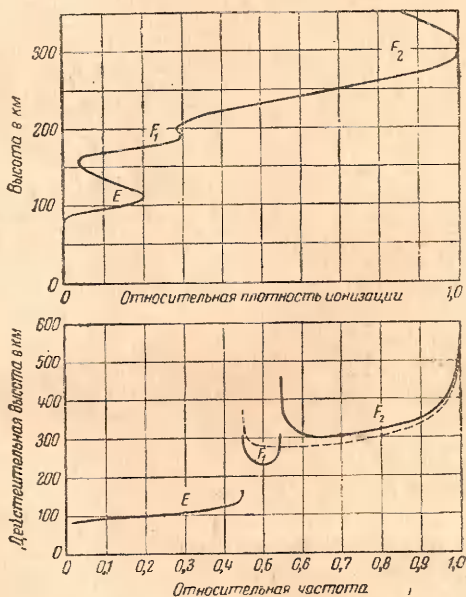
жением, если только угол падения превосходит определенный критический угол, совершенно так же, как и обычный свет, входящий в воду или в стекло и отражаемый ими обратно. Для лучей круче, чем критический луч, волна проникает в самый слой (фиг. 4,3). Критический угол определяется частотой передатчика и электронной плотностью в самом плотном уровне слоя. Действительно, каждый луч действует так, как будто он обладает каким-то рассудком и определенной целью. Он пробуравливает слой, разыскивая достаточно большую плотность электронов, чтобы повернуть обратно (с полным внутренним отражением). Если на какой-нибудь высоте существует достаточная плотность (скажем,  $200\,000$  электронов/ $\text{см}^3$ ), то луч достигнет ее вершины на этой высоте и начнет свой путь книзу. Если в это время такой плотности в слое  $E$  не существует, луч проходит через этот слой к слою  $F$ , где он повторяет свои поиски вниз. Если эти поиски окажутся опять безуспешными, луч уйдет в междוזвездное пространство. При критическом угле луч находится как раз необходимую плотность. Все более крутые лучи (ближе к зениту) теряются в пространстве. Менее крутые лучи (ближе к скользящему падению луча) отразятся гранью меньшей электронной плотности. Это приводит в результате к «прыжку на расстояние». Если земная волна не распространяется настолько далеко, чтобы перекрыть величину этого прыжка, то получается «зона молчания» (фиг. 4,3). Увеличение крутизны луча требует наличия большей электронной плотности. Увеличение частоты вызывает подобный же эффект и, возможно, вызывает проникание через слой даже при углах, приближающихся к скользящему падению луча.



Фиг. 5,1. Передача многократным отражением.

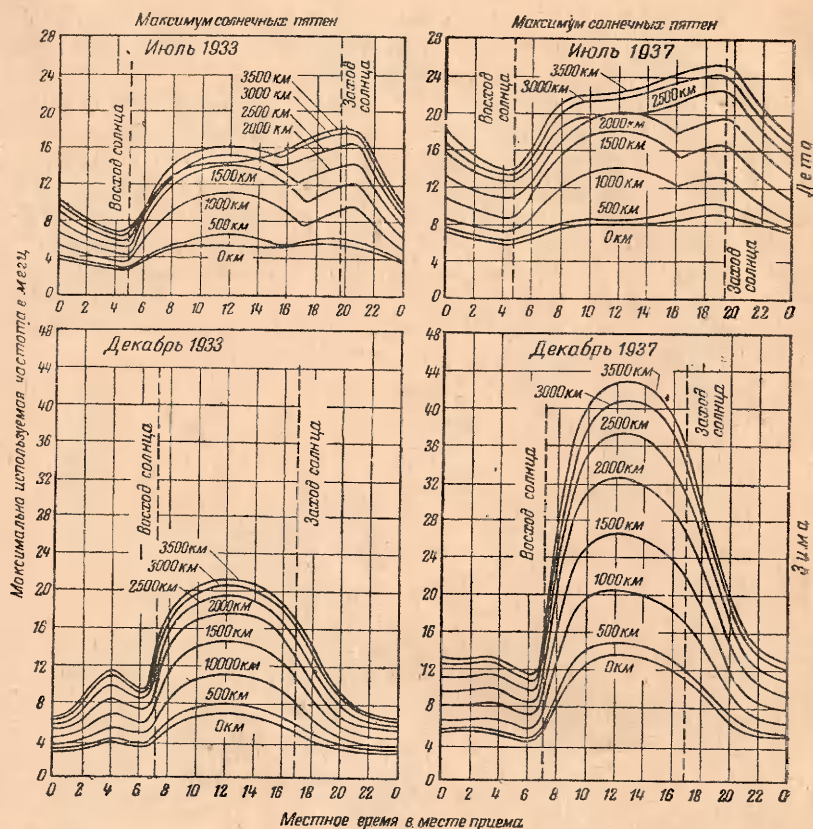
**5. Небесная волна от ионосферы. Практические приложения.** Чтобы покинуть землю без значительного земного затухания, небесная волна должна оставить землю под углом по крайней мере  $3^\circ$  выше горизонта (излучение под более низким углом входит только в земную волну). Лучи несколько выше этого угла являются часто лучшими для связи на далекие расстояния, так как такое «излучение под низким углом» доходит до удаленного приемника зигзагом с наименьшим возможным числом «скачков», избегая тем самым повторных

потерь вследствие чрезмерного числа отражений от неба и от земли. При подъеме в  $3^\circ$  расстояние скачка составляет примерно 3500 км. Более длинные расстояния автоматически разбиваются на части, не превосходящие 3500 км. Иногда имеет место передача по многим путям, что бывает при волнах, получаемых от некоторых модов (фиг. 5,1). Интерференция между сигналами, пришедшими по таким путям, частично способствует появлению сигналов замирания и искажениям в полосах боковых частот. Замирания могут быть уменьшены выбором наилучшего мода в приемнике, но это требует сложных антенных систем и приемников, оправдывающих себя только в нескольких фиксированных точках приема.



Фиг. 5,2. Действительная высота ионизированных слоев.

При перекрытии расстояний меньших, чем 3500 км, луч должен подниматься выше  $3^\circ$ . Говоря более обще, передатчик излучает волну с широкой вертикальной диаграммой, т. е. он излучает во всех вертикальных углах. В каждом случае полезный луч становится все круче и круче по мере приближения приемника к передатчику (фиг. 4,3), и, следовательно, требуется все большая и большая плотность электронов, и, наконец, при критическом угле проникание луча через слои E и F<sub>2</sub> прекращает возможность дальнейшего приближения приемника. Частота, соответствующая этому особому рас-



Фиг. 5.3. Типичные значения максимально используемой частоты.

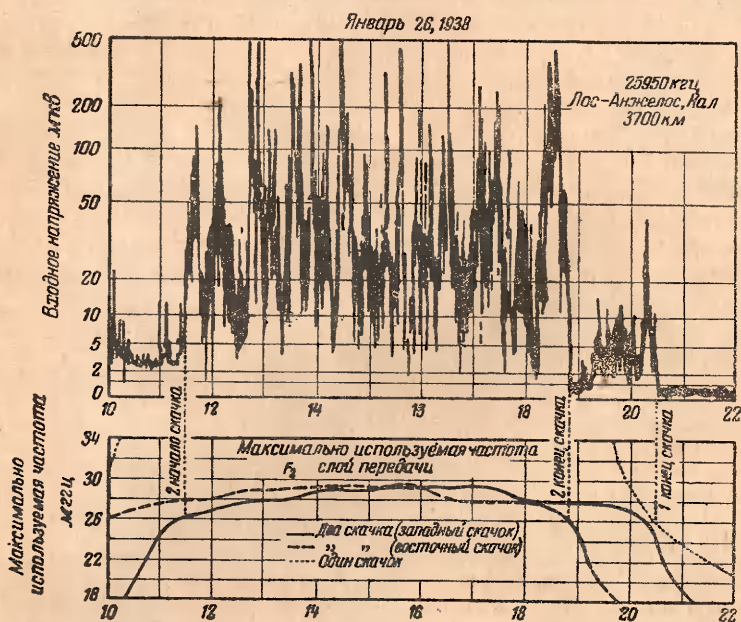
стоянию, носит название «максимально используемой частоты» (MUF)<sup>1</sup>, определяемой расстоянием и преобладающей электронной плотностью в точке на полпути между передатчиком и приемником. Небесной волной могут быть перекрыты и более короткие расстояния, но при этом частота должна быть снижена до более низкого значения. Следовательно, имеется ряд значений MUF, соответствующих выбранным расстояниям. Эти расстояния могут быть сведены полностью до нуля достаточным снижением частоты. Самое низкое значение MUF, необходимое при нулевом расстоянии, называется «критической частотой» или «частотой пронизывания» слоя  $F_2$  (фиг. 4.1). При более низких частотах наблюдается эхо даже в непосредственной близости к передатчику. При более высоких частотах лучи, направленные прямо к зениту, про-

<sup>1</sup> Maximum Usable Frequency



низывают слой  $F_2$  и теряются. Подобные «частоты пронизывания» слоев  $E$  и  $F_1$  можно точно измерить, отмечая разные провалы в кривой времени запаздывания эхо в функции частоты, получаемые на приемнике, настроенном на пульсирующий передатчик. Такие кривые, как кривая действительной высоты (фиг. 5,2), записываются автоматически, часто с 10-минутными интервалами, ионосферическими обсерваториями в различных точках земного шара. Расчеты, основанные на этих наблюдениях, дают возможность Бюро стандартов предсказывать MUF в функции географического положения, времени дня, сезона и периодичности солнечной деятельности (11-летний солнечный цикл).

Вообще MUF—это частота, при которой можно получить самые сильные сигналы. Однако при выборе надлежащей ра-



Фиг. 5.4. Запись интенсивности поля, подтверждающая предсказанную передачу.

бочей частоты желательно оставлять некоторый запас для вариаций ионосферы. Например, если предсказана частота 10 мгц, предпочтительно выбрать частоту передачи не больше 8,5 мгц, оставляя, таким образом, 15% про запас на ошибку. В общем чрезмерное поглощение уничтожает надежную связь на больших расстояниях на частотах меньших, чем 50% от MUF. Однако эта нижняя граница также широко изменяется с направлением и периодом. Отсюда приобретают значения предсказания о «наилучшей пригодной высокой

частоте» (LUNF)<sup>1</sup>. К несчастью, частотный интервал между MUF и LUNF на таких курсах, как курс Северной Атлантики, иногда очень ограничен и может оказаться невозможным оставить достаточный запас выше и ниже назначенной частоты.

Из установленных фактов вытекает, что эффективное оперативное использование всего «высокочастотного» радиоканала может быть значительно улучшено в результате тщательного изучения детальных и точных MUF и LUNF предсказаний, которые имеются теперь в распоряжении.

Здесь не могут быть цитированы в качестве доказательства самые последние методы получения и использования этих данных, но общий характер суточных изменений, сезонного цикла и 11-летнего цикла показаны на фиг. 5,3, которая является репродукцией графиков<sup>2</sup>, опубликованных Бюро стандартов в 1940 г. применительно к континенту США. Резко заостренные места на июльских кривых в поздние предвечерние часы на средних расстояниях являются результатом перехода от передачи *E*—слоем к передаче *F*—слоем.

Фиг. 5,4 приводится из тех же источников<sup>3</sup> с целью показать типичный пример удивительно близкого совпадения между предсказанным поведением ионосферы и имеющими обычно место практическими оперативными результатами. Фиг. 5,4 сопровождается в оригинале следующими пояснениями.

Верхняя половина фигуры представляет непрерывную запись National Bureau of Standards интенсивности поля станции W6XKG, Лос-Анджелес, Калифорния, на 25 950 кГц на расстоянии 3 700 км. В нижней половине приведены графики расчетной максимально используемой частоты для этого расстояния для передачи одним и двумя «скачками». Это расстояние несколько превосходит максимальное расстояние для хорошей передачи одним скачком в течение зимнего дня на базисе угла отправления в  $31\frac{1}{2}^\circ$ . Разница между передачей одним и двумя скачками достаточно заметна и отношение силы сигналов превосходит 100:1. Такая разница в силе сигналов получается частично вследствие увеличенного поглощения над плоской траекторией и частично вследствие неблагоприятного угла отправления. Следовало бы отметить совпадение времени начала и конца передачи двумя скачками с временем, рассчитанным по максимальной используемой частоте, приходящейся примерно на 26 мГц для западного и восточного скачков соответственно. Передача двумя скачками началась сразу же, как прошел западный скачок, и кончилась, когда провалился восточный скачок. После провала передачи с помощью двух скачков станция переходит к передаче одним скачком. По мере течения вечера интенсивность возрастает вследствие прекращения абсорбции дневного времени и подъема вверх слоя с последующим, более благоприятным углом отправления. Провал передачи при помощи одного скачка также совпадает с понижением расчетной максимальной используемой частоты в 26 мГц.

<sup>1</sup> Lowest Useful High Frequency.

<sup>2</sup> Из Bur. Standards Letter Circular LC-614, октябрь 23, 1940.

<sup>3</sup> Newbern Smith, Samuel S. Kirby and Theodore Gilliland. Bur. Standards Research Paper, RP-1167, январь, 1939 (часть Bur. Standards J. Res., т. 22, стр. 81—92, январь, 1939).

Точные соотношения этого рода получаются также на обычной записи силы сигналов, сделанной в судостроительной лаборатории в Вестоне (Массачусетс).

**6. Ненормальности и перебои в распространении волн.** Предсказанные условия связи по временам прерываются двумя видами возмущений: «солнечными взрывами» и «магнитными бурями». «Взрыв на солнце» — чрезвычайно большая эмиссия ультрафиолетового света, создаваемая малой областью солнечной поверхности, которая может послужить причиной внезапного возникновения ненормальной ионизации в слоях ниже нормального слоя *E*. В этих нижних слоях электроны настолько часто сталкиваются с атомами и молекулами, что обратное излучение крайне неэффективно. В крайних случаях все небесные волны поглощаются повсюду, где отражение происходило бы на освещенной стороне земли. К счастью этот «эффект Делинджера» имеет короткую продолжительность, длящуюся от нескольких секунд до 30 примерно минут в крайних случаях. Как только добавочные электроны рекомбинируются или присоединятся к нейтральным молекулам, вновь появляется передача сначала на высоких частотах и несколько позже — на более низких. В активные годы солнечных пятен в течение месяца несколько раз может наступить 10-минутное пропадание связи, в течение же спокойных лет — оно менее часто.

«Магнитные бури» прерывают связь на более длительные периоды. Причиной этого являются корпускулярные излучения солнца. Вулканически вылетающие из солнца потоки материи временами бомбардируют землю. Ионы и электроны этих потоков направляются к магнитным полюсам, создавая картину видимых северного и южного сияний. Облака электронов в неистовом движении через верхние слои атмосферы вызывают ненормальные отклонения компаса и служат также причиной появления вторичных токов на поверхности земли и моря и во всех линиях передачи, телефонных линиях и морских кабелях. В крайних случаях сплошные слои ионосферы разбиваются на части и через разрывы между ними устанавливается связь при помощи небесной волны. Такой шторм может длиться несколько дней. Даже после того, как бомбардировка прекратится, требуется значительное время, чтобы эти слои могли бы восстановиться. В течение этих послештормовых дней электронные плотности чрезвычайно низки, и для получения наилучших результатов необходимо снизить частоты небесной волны. Раньше могли быть удовлетворительные предсказания только для передач при отсутствии магнитных штормов, теперь пытаются эти предсказания расширить и на случай магнитных штормов.

Ионосферические слои не являются совершенно ровными и непрерывными: они волнисты и имеют вид облаков. Очень



большие облака временами могут перекрывать целые штаты, будучи причиной нескольких тысяч донесений радиолобителей о передаче на волне в 5 м на громадные расстояния с помощью действительно небесной волны. Малые облака вызывают неустойчивые дробные радиосигналы. Это беспорядочное излучение вызывает порою сигналы, которые могут быть приняты в нормальной зоне молчания. Улавливаемое ухом время задержки сигналов делает их ненормально реверберирующими. Дробное излучение вызывает также приход сигналов по совершенно неожиданным направлениям, сильно путающим ориентацию небесной волны. Пока не будут произведены дальнейшие изыскания, эти направления должны рассматриваться как весьма подозрительные и могут быть использованы лишь там, где нельзя получить более надежной информации. Радиопеленгаторы на небесной волне необходимы для определения местоположения нелегальных или вражеских передатчиков на расстояниях вне предела земной волны или для случая общих исследований распространения радиоволн. Они иногда полезны для определения местонахождения сигналов бедствия. Для прямой навигации на большие расстояния имеются в распоряжении другие средства радиопомощи. Когда производятся наблюдения направления прихода небесной волны, то в некоторых случаях необходимы особые формы развитой антенной системы. Даже когда небесная волна точно проходит по большому кругу, одиночная рамочная антенна подвержена значительным инструментальным погрешностям, которые делают ее совершенно ненадежной. Эти инструментальные погрешности могут быть полностью объяснены изменением поляризации небесной волны, вызываемой вращением электронов в ионосфере в магнитном поле земли.

---



## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Ампера закон 92, 98  
 Аналогия антенны одиночной 157  
 — коллинеарной системы 156, 157  
 Антенны, башня 130  
 — — вертикальная на проводящем полупространстве 127  
 — возбуждаемая в центре 108, след.  
 — коаксиальной линией 168  
 — диполь 196, след.  
 — коллинеарная 210  
 — линейный излучатель 207  
 — нагруженная сверху 130  
 — несимметричная 165, след.  
 — приемная 179, след.  
 — рамочная (петлевая) 245  
 — ромбическая 259  
 — свернутый диполь 246, след.  
 — свойства 107  
 — связанные, сравнение с цепью с выдержкой времени и линией 136  
 — со связью на конце 157, 164, след.  
 — широкополосная 127 (см. также: Системы, Рулоры, Рефлекторы)  
 Антирезонанс антенны 120  
 — — реактанс 120, 121  
 — — сопротивление 125  
 Атмосферы, ионизация 342  
 — состав 342  
  
 Башня-антенна 130  
 Бесселя функций корни 313  
 Ближняя зона, бесконечная скорость 99  
 — — определение 98  
 — — поле диполя 196, след.  
 — — таблица численных значений 99  
 — — условия 98  
 Близости эффект 25  
 Бродсайд (синфазная) система антенн 215, 221, 225, 226  
  
 Вектор 194  
 Верхняя нагрузка антенны 130  
 Взаимности теорема 236, след.  
  
 23 Кинг — Передающие линии  
  
 Взрыв солнечный 351  
 Возбуждения методы, антенны в центре  
 — — — на концах 158, 165, след.  
 — — — у основания 129  
 — — двухпроводной линией 115  
 — — коаксиальной линией 168  
 — — передающих цепей 300, след.  
 — — сложных систем 224, след.  
 Воздушных масс границы 341  
 Волна, бегущая в линии 20—24  
 — — в электрической цепи 272  
 — — длина 21, 22, 26, 293—297, 333  
 — — земная 335—337, 339, 340, 345  
 — — измерение 65, 66, 313  
 — — падающая и отраженная 33—42, 79, 80  
 — — поглощение 337  
 — — радио 332  
 — — дальность действия 334  
 — — интерференция 338  
 — — рефлексия 344  
 — — рефракция 341, 343, 344  
 — — расходящаяся поверхностного тока у основания антенны 202—203  
 — — скорость 23, 44  
 — — стоячая в конденсаторе 104  
 — — — линиях 49, 79, 80  
 — — — электрической цепи 272  
 — — уравнивание с одной координатой 276  
 — — фронт 335  
 — — электромагнитная 102  
 — — антенны 201  
 — — — определение 101—102  
 — — — плоская 102, 200  
 — — — сферическая 102, 200  
 — — — эллипсоидальная 200  
 Волновая скорость см. Фазовая скорость  
 Волноводы см. Передающие цепи  
  
 Гармоник подавление 42, 45  
 Гиперболические функции 317  
 — — в уравнениях линии 78, след.

- Границы воздушных масс 340  
 Граничные условия магнитного поля 275  
 — — электрического поля 275  
 Групповая скорость 344  
 — — в ближней зоне поля антенны 202  
 — — — передающих цепях 296, 297  
  
 Дальней зоны длина волны 192  
 — — определение 101  
 — — условия 101  
 Дальность действия радиоволн 334  
 Действительная высота ионизированных слоев 347  
 — — отражающего слоя 343  
 Деллинджера эффект 350  
 Диполь 196, след.  
 — свернутый 246, след.  
 Директор 229  
 Дифракция 335, 339  
 Диэлектрическая постоянная в линиях коаксиальных 27—29  
 — — пространства 93  
 Длина скачка 345, 346  
 — электрическая 1, 46, 47  
 Добротность  $Q$  резонансной передающей линии 321.  
 — — резонатора 326, 327  
 — — сферы 327, 328  
  
 Емкость на единицу длины 16, 24—28  
  
 Загибание радиоволны 341, 344  
 Замирание (фединг) 337, 346  
 Запаздывание электромагнитное 96  
 Запаздывания время 23, 24  
 Заряда распределение в возбуждаемой антенне 105, 108, след.  
 — — — — диаграммы 105, 110, 111  
 — — — — формулы 108, 109, 110  
 — — — волноводах см. ТЕ, ТМ  
 — — — приемной антенне 179, след.  
 — — — диаграммы 182  
 — — — формулы 183, 184  
 — — — трубах см. ТЕ, ТМ  
 — — на единицу длины 274, 275  
 — — — поверхности 276  
 Затухание, влияние диэлектрика в коаксиальных линиях 29  
 — минимум в коаксиальных линиях 29, 30  
 Затухания коэффициент оконечных устройств 317, след.  
 — постоянная в линиях 18; 24—28, 315  
 — — трубах 295, 318  
  
 Земная (поверхностная) волна 334, 335, 338, 340, 345  
 Земной отраженный луч 338, 340  
 Зона ближняя 98  
 — волновая 101, 102  
 — излучения 101, 102  
 — индукции 98  
 — метеоров 342  
 — молчания 345, 351  
 — удаленная 101—102  
  
 Излучение 132, след., 330  
 — дробное 351  
 — корпускулярное солнечное 350  
 — линиями 255, след.  
 — под критическим углом 345  
 — — низким углом 346  
 — поле 102  
 — рассеянное 349  
 — сопротивление 138, след.  
 Изменения сезонные, суточные, приема 348  
 Измерение длины волны 65, 66, 314, след.  
 — нагрузочного импеданса 53, 54, 314—320  
 Изолирующие (поддерживающие) шлейфы 43  
 Изоляторов расстановка 58  
 Импеданс антенны изолированной 114  
 — — в присутствии других антенн 143, 144  
 — — кривые взаимного импеданса 146—150  
 — — собственного импеданса 147—150  
 — в пучности тока или напряжения 51, 52  
 — нагруженных трубами линий 322, 323  
 — симметричных антенн 114, след.  
 — характеристический взаимный 143, 146, след.  
 — — кривые для антенны бесконечно тонкой 146  
 — — — — конечного радиуса 147—150  
 — — входной передающих линий 69, 72  
 — — измерение 53, 54  
 — — линий 18  
 — — обобщенный 322, 323  
 — — пространства 93, 133  
 — — связанных антенн 142, след.  
 — — согласование 52, 54—65  
 — — труб 296, 322  
 Индекс волноводов для круглых труб 282, 283, 290  
 — — — прямоугольных труб 293

Индекс рефрактивный 344, 345  
 Индуктивность, линия 38, 39, 44  
 — на единицу длины 16, 24—28  
 Индукции поле 102  
 Интерференция радиоволн 338  
 Ионизация атмосферы 341  
 Ионосфера 341  
 Искажения 78  
  
 Кеннели-Хивисайда теория 336, 341  
 Кирхгофа закон 98  
 Клитрон-генератор 326  
 Колинеарная система, как связанная цепь 153  
 — — коаксиальная 162  
 — — множитель вертикальной 212  
 — — над поверхностью земли 211  
 — — поле 210, след.  
 Компаса отклонение 350  
 Комплексные обратные значения 72, 73  
 — числа и векторы 194, след.  
 Корпускулярное солнечное излучение 350  
 Коэффициент полезного действия  
 — — — передачи в трубах или линиях 321  
 — — — передающей линии 82, 83  
 Критическая частота 347  
 Критический угол излучения 343, 344, 346  
 Круговая диаграмма 66—78, 81, 82, 324  
 — — с затуханием 324  
 Кулона закон 92, 98  
  
 Лехера провода 65, 66  
 Линия, антенные токи 15, 152, 153  
 — без потерь 30—78  
 — бесконечная 20  
 — двухпроводная 27  
 — — поле 95, 96  
 — длина волны 21—22  
 — длинная 13  
 — для приемной антенны 259  
 — излучение 256, след.  
 — искажения 78  
 — как элемент цепи 51—53  
 — коаксиальная 28—30  
 — — поле 95—96  
 — конструкции цепи 14, 15  
 — короткозамкнутая 37—43, 72, 80, 81  
 — коэффициент полезного действия 82, 83  
 — мощность предельная 53, 298  
 — нагруженная любым импедансом 30—33, 78—82  
 — — сопротивлением 20, 21, 33  
 — нерезонирующая 19—24

Линия нерезонирующая, входной импеданс 19  
 — — напряжения распределение 20  
 — — тока распределение 20  
 — однородная 16  
 — падающие и отраженные волны 79, 80  
 — постоянные 24—30  
 — — распределенные 15  
 — применение 51—53, 224—226  
 — разомкнутая 43, 45, 80—81  
 — распространенная постоянная 18  
 — резонирующая 49  
 — резонирующая импеданс 42, 45, 80, 81  
 — с малыми потерями, приближения 26, 42, 43, 45  
 — скин-эффект 15  
 — согласование с см. Шлейфы  
 — сопротивление нагрузочное 47—49  
 — теория 14, 15  
 — уравнение дифференциальное 16—18, 20, 32  
 — — общее 78, 79  
 — характеристический импеданс 18, 19, 26—29  
 — четырехпроводная 28  
 Луч земной отраженный 338, 348  
 Луча загибание 340, 344  
  
 Магнетостатика 93  
 Магнитная буря 350, 351  
 Магнитное поле, граничные условия 275  
 — — единицы 93  
 Максимально используемая частота (MUF) 346, 349  
 Многократное отражение 346  
 Множитель вертикального поля  
 — — — антенны над землей 203, 204, 209  
 — — — диполя 203  
 — — — короткой антенны 208  
 — — — линейного излучателя 207, 208  
 — горизонтального поля  
 — — — параллельных единиц 214, след.  
 — — — пассивных единиц 230, след.  
 Мощность измерение 53  
 — предельная линии 53  
  
 Наблюдения над ионосферой 349  
 Нагрузка антенны вверху 130—132  
 — — на входных зажимах 132  
 Нагрузочные цепи для труб 305, след.  
 Наименьшая пригодная высокая частота (LUF) 348, 349

- Направленность абсолютная 206
- диполя  $\lambda/2$  207, 203
- относительная 207
- Напряжение максимальное и минимальное 36, 37
- Напряженности поля запись 349
- Настраивающие шлейфы см. Шлейфы
- Небесная (пространственная) волна 336, 337, 340, 341
- — ориентация 352
- — перекрытие расстояний 341
- Ненормальности в распространении радиоволн 350
- Несер 18
- Ночной эффект 337, 338
  
- Обратное излучение радиоволн 340 341
- Обратные величины комплексоз 72—73
- Объемный (полостный) резонатор 326 (см. также Резонирующие цепи)
- Омега, кривые 116
- определение 118
- Отклонение компаса 350
- Отражение внутреннее полное 345
- действительная высота 343
- земной волны 338
- коэффициент 36—37, 79—80
- радиоволн 340, 341, 345
- эквивалентное 345
- Отраженные и падающие волны в линии 33—42
- Очень высокая частота 333, 339
- низкая частота 333, 334, 336
  
- Падающие и отраженные волны 33—42
- Параллельно расположенные единицы, возбуждение 213, след.
- — характеристика системы 219
- Параметры передающих линий 15, 16, 18, 26, 27—30
- — цепей 293, след.
- — — таблица 295, 296
- Пассивные элементы 226, след.
- — обратное поле 230—232
- — поле при постоянной мощности 230—232
- — — постоянном токе 230—232
- — — прямое обратное поле 232
- — — поле 230—232
- Передача скачками 345, 346, 349
- Передающие цепи, аналитическая проблема 273
- — как фильтр высоких частот 294
- — общие свойства 273
- — сравнение свойств 297
  
- Передающие цепи, сравнение свойств вращающегося соединения 299
- — — — гибкая трансмиссия 299
- — — — предельный ток 298
- — — — пригодность 298
- — — — потери мощности на излучение 297
- — — — частотные диапазон и характеристика 298
- Перекрытие расстояний небесной волной 341
- Переходная секция от  $TE_{1,0}$  (прямоугольная) к  $TM_{0,1}$  (круглая) 306, 307, 308
- Петлевая антенна см. Рамочная антенна
- Плотность заряда поверхностного 274
- — тока квазиповерхностного 274
- — — — объемная 274, 275
- Поглощение волны 337
- селективное 343
- Подавление гармоник 42, 45
- Поле см. Электрическое поле, Электромагнитное поле, Магнитное поле
- Полное внутреннее отражение 346
- Поля напряженности запись 350
- Поляризация вектора 194, 195
- — круговая 194, 195
- — линейная 194, 195
- — эллиптическая 195, 199
- Поперечная задача для передающей цепи
- — — — — неограниченного поперечного сечения 279
- — — — — сечение ближней зоны 277
- — — — — разомкнутой открытой линии 279
- — — — —  $TE$ -тип в коаксиальной трубе 284, след.
- — — — — круглой трубе 284, след.
- — — — — прямоугольной трубе 291, след.
- — — — —  $TEM$ -тип в коаксиальной трубе 278
- — — — —  $TM$ -тип в коаксиальной трубе 279
- — — — — круглой трубе 279
- — — — — прямоугольной трубе 291—293
- Постоянная распространения 18, 276, след. (см. также Линии постоянные)
- универсальная магнитная 93
- — электрическая 93
- Потери в антенне 133—135
- — — — — передающих линиях 19—21, 25, 29, 31, 52, 53, 82, 83



Потери в трубах или линии 321  
 Приемная антенна 179, след.  
 — — — максимум мощности в нагрузке 190, след.  
 — — — напряжения в нагрузке 193  
 — — — тока в нагрузке 193  
 — — — — трубе 308  
 — — — эквивалентная цепь 184, след.  
 — — — эффективная длина 186  
 — — — — кривые 183, 190, 191  
 Приемные системы для труб 310, след.  
 Проводимость входная 53, 59, 71—72  
 Продольная задача в передающих цепях 276, 277  
 Промежуточная зона 102  
 Проникание волны, луча 337, 345—346  
 Проницаемость пространства 93  
 Прямое обратное поле, отношение, пассивная антенна 232  
 Прямой луч 338, 340  
 Прямоугольные трубы 291, след.  
 Радиоволны 331  
 Радиопеленгатор на небесной волне — 351  
 Радиочастотный спектр 332  
 Радиоэхо (тропосферы) 340  
 Рамочная антенна 245, след.  
 — — — несбалансированная 252, след.  
 — — — передающая 245, след.  
 — — — поле 249—251  
 — — — сопротивление излучения 248  
 — — — приемная 251, след.  
 — — — экранированная 255, след.  
 — — — эффективная длина 252  
 Рассеянное излучение 340, 351  
 Расстраивающие шлейфы и муфты 161, 171, след.  
 Реактанс, линия, 41, 45, 46, 47  
 — симметричной антенны 118, 119, 120, 123  
 Резонанс, обобщенное условие для всех передающих цепей 314, след.  
 Резонансная длина антенны 126  
 — — — волны, круглая труба 312, 314  
 — — — — прямоугольная труба 313  
 Резонансный импеданс 42, 45, 80, 81  
 Резонатор квазиаксальный 327  
 — объемный (полостной) 325 (см. также Резонирующие цепи)  
 — сферический 325  
 — тороидальный 326  
 — цилиндрический 312—314  
 Резонирующая линия 49  
 Резонирующие цепи 311, след.  
 Рефлектор 229, 232,  
 — параболоид 235

Рефлектор цилиндрический 233  
 — эквивалентный 343  
 Рефрактивный индекс 345  
 Ромбическая антенна 259, след.  
 Рупор двухконусный 236  
 — как нагрузка для труб 305, 306  
 — линии тока 307  
 — электромагнитный 235, 236  
 Свёрнутый диполь 246, след.  
 Сверхвысокая частота 333, 339  
 Свет ультрафиолетовый 341  
 Связь антенн и линий 142, след.  
 — — с окружающим пространством 133, 135  
 — коэффициент для антенн 150  
 — — — — — линий с трубами 300, 301, 308  
 Сезонные колебания ионосферы 348  
 Селективное поглощение 343  
 Сигнала (групповая) скорость 344  
 Силы электромагнитные, вызванные токами двухпроводной линии 100  
 — — — между элементами тока 97  
 — — — общий закон 92, след. 95, след.  
 Сияние северное и южное 350  
 Скачка длина 316, 346  
 Скин-эффект 24, 26, 274  
 — — — глубина 24, 26, 274  
 Скорость волновая 344  
 — групповая 202, 293—297, 345  
 — сигнала 344  
 — фазовая 23, 26, 138, 200—203, 279  
 — характеристическая пространства 93, 138  
 — электромагнитная в диэлектрике 97  
 — — — — — проводниках 97  
 — — — — — пространстве 93, 97  
 Сложные антенны 223, 224  
 — — бродсайд (синфазные) 215, 221, 225, 226  
 — — Брюса 226  
 — — дабл-энд-файр (переменнофазная) 216, 225, 226  
 — — коллинеарные 210, след.  
 — — с параллельным расположением единиц 213, след.  
 — — — — — пассивными (косвенно возбуждаемыми) единицами 227, след.  
 — — энд-файр (антенна с рефлектором) 216, 221, 222  
 Слои ионизированные  $D$  343  
 — —  $E$  343, 349  
 — —  $F$ ,  $F_1$ ,  $F_2$  341—343, 349  
 — — озон 343  
 Согласования принцип при подборе импедансов 56, 57  
 Согласующие цепи для труб 303  
 Согласующие устройства 54—65, 176, след.



Ультравысокая частота 338, 339  
Ультрафиолетовый свет 341  
Умова-Пойнтинга вектор 240, след.  
Усиление от антенны 205

Фазовая постоянная передающих ли-  
ний 15, 16, 18, 26, 27—30  
— — — цепей 277, 293, след., 314  
317

Фазовые коэффициенты оконечных устройств труб или линий 315, 316  
Фазообразующие муфты 155, 162, след.  
шлейфы 153, след.

Цепи теория см. Электрической цепи  
теория  
Цикл солнечных пятен 347

Частотные диапазон и характеристика 298

Эффективная длина 46, 47

Цена 16 р. 75 к.