Х. МЕЙНКЕ и Ф. ГУНДЛАХ

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ справочник

FOCOHEFFOUSDAT

TASCHENBUCH DER HOCHFREQUENZTECHNIK

herausgegeben von

H. Meinke und F. W. Gundlach

1956

Х. МЕЙНКЕ и Ф. В. ГУНДЛАХ

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ СПРАВОЧНИК

ТОМ І

РАДИОДЕТАЛИ. ЦЕПИ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ. ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ. ВОЛНОВОДЫ. РЕЗОНАТОРЫ. АНТЕННЫ. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Перевод с немецкого

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО москва 1960 ленинград ЭС-5-5

Приведен обширный материал справочного характера по теории, расчетам и проектированию радиодеталей, электрических цепей, линий передачи, волноводов, резонаторов, антенн и линий радиосвязи. В книге изложены также современные графические методы расчета электрических цепей и приведено большое количество вспомогательных графиков, облегчающих инженерные расчеты.

Справочник предназначен для широкого круга инженеров и техников, работающих в области радиотехники в промышленности, в научноисследовательских организациях и учебных заведениях.

Редактор Б. А. Доброхотов

Техн. редактор Г. Е. Ларионов

Сдано в пр-во 10/XII 1959 г. Формат бумаги 70×108¹/₁₆ Т-05391 Тираж 60 000 (1-й з-д 15 000) Подписано к печати 21/V 1960 г. 35,62 п. л. 51,3 уч.-изд. л. Цена 36 р. 90 к. Зак. 653

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10

ОТ ИЗДАТЕЛЬСТВА

Настоящая книга представляет собой перевод первых 9 глав немецкого справочника по радиотехнике, издаиного в ФРГ в 1956 г. под редакцией директора института радиотехники в Мюнхене проф. Х. Мейнке и директора института радиотехники в Берлине проф. Ф. Гундлаха.

В составлении книги принимало участие 38 видных немецких специалистов.

Как говорится в предисловии к Справочнику, его задачей было «представить новейший уровень знаний в безупречном изложении, несмотря иа тот риск, что при большом числе составителей может пострадать единство изложения. Книга не является учебником; в первую очередь это — справочник для радиоинженера, в котором он найдет нужные ему графики, формулы, цифровые коэффициенты и основные научные сведения, необходимые при проведении научных исследований и разработок различной аппаратуры.

При составлении и отборе материалов для Справочника наибольшее внимание было уделено основам техники высокой частоты и в вопросам применения ee устройствах связи. Другие области практического применения радиотехники — телевидение, радионавигация, радиолокация прочие — в И Справочнике не освещены. Практические сведения о радиоаппаратуре изложены сравнительно кратко, так как в связи с быстрым развитием ее подобный справочный материал очень быстро устаревает».

В Справочнике сжато, но в то же время достататочно полно изложены теоретические основы радиотехники, пояснена физическая сторона явлений, приведено много расчетных формул и справочных данных, т. е. собран обширный материал, весьма полезный при проектировании и расчете радиоаппаратуры. Большое внимание уделено графическим методам расчетов; кроме того приведено значительное количество вспомогательных графиков, облегчающих проведеине расчетов.

Изложение справочного материала выполнено на высоком техническом уровне и достаточно систематизировано; в ряде случаев приведены результаты исследований авторов разделов (диэлектрические волноводы, экспоненциальные линии и др.). К положительным сторонам Справочника можно отнести и многочисленность перекрестных и библиографических ссылок.

Следует отметить, однако, что в ряде случаев едииство изложения Справочиика, в составлении которого участвовало большое количество авторов, несколько пострадало. Не выдержано единообразие терминологии, встречаются повторения, для одних и тех же величин применяются разные сокращенные обозначения. При переводе и редактировании Спр**а**вочника обнаружено значительное количество ошибок в формулах, цифрах и ссылках, а также неотмеченных опечаток. Бросается в глаза явное иесоответствие между обширностью материала по лисверхвысоких частот, волноводам и ниям резонаторам и краткостью освещения вопросов техники сверхвысоких частот в таких разделах Справочника как «Аитенны», «Распространение радиоволн» и др. Помнмо ограииченности тематики Справочника заметна и ограниченность или даже полное отсутствие справочных сведений по ряду новых вопросов, иапример, по ферритовым волноводным элементам, антеннам поверхностиой волны, дальнему тропосферному и ионосферному распространению ультракоротких воли. Значительным недостатком Справочника является и отсутствие ссылок на советскую радиотехническую литературу.

В русском переводе Справочника указаниые иедостатки частично устранены. Применены главным образом термины, рекомендованные Комитетом технической терминологии АН СССР. Однако в связи с неполнотой этих рекомендаций, недостаточностью рекомендаций по буквенным обозначениям физических величин и отсутствием рекомендованных терминов по относительно иовым областям радиотехники, в частности по технике сверхвысоких частот, пришлось прибегать и к таким терминам и обозначениям, которые, возможно, не являются общепринятыми в нашей литературе.

Редактирование перевода первого тома Справочника выполнили В. А. Волгов (радиодетали и материалы), Г. А. Ремез (цепи с сосредоточенными параметрами), Л. С. Бененсон (однородные линии, антенны), В. И. Сушкевич (волноводы, элементы линий и волноводов, резонаторы). Общее редактирование осуществил Б. А. Доброхотов.

СОДЕРЖАНИЕ

От издательства..... 5

РАЗДЕЛІ

введение

РАЗДЕЛ 2

РАДИОДЕТАЛИ И МАТЕРИАЛЫ

Магнитное поле и катушки

2-1. Основные законы магнетизма и поверхност-	
ный эффект	13
2-2. Индуктивность; общие сведения	16
2-3. Индуктивность прямых проводников	18
2-4. Индуктивность однослойных катушек	20
2-5. Индуктивность многослойных катушек	22
2-6. Взаимная индуктивность некоторых цепей	22
2-7. Катушки с регулируемой индуктивностью	24
2-8. Собственная емкость катушек	25
2-9. Потери в катушках и экранах	2 7
2-10. Катушки повышенной мощности	28
2-11. Варнометры	29
2-12. Катушки высокой стабильности	32
2-13. Дроссели	32
2-14. Индуктивность катушек с магнитными сер-	
дечниками	33
2-15. Потери в катушках с магнитными сердечни-	
камн	35
2-16. Магнитные материалы сердечников	38
Электрическое поле и конденсаторы	
2-17. Электрическое поле	44
2.18. Общие сведения о конденсаторах	48
2-19. Диэлектрические потерн и нагрев	52
2-20. Конденсаторы переменной емкости	54
2-21. Высокочастотные изоляционные матерналы н	
диэлектрики	55
2-22. Конденсаторы постоянной емкости	58
2-23. Конденсаторы большой мощности	6 3
2-24. Керамические детали	37
Сопротивления	
2-25. Высокочастотные сопротивления	69
2-26. Эквиваленты антенн	70
2-27. Неотражающие оконечные нагрузки	71
Квалиевые пластины	
incertion in actinity	

2-28. Пьезоэффект и кварцевые	е кристаллы			72
2-29. Свойства кварцевых плас	тин			74
Литература				76

РАЗДЕЛ З

ЦЕПИ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ПАРА-МЕТРАМИ

Общие сведения

3-1.	Предст	авление	перноди	ческих	фун	кци	ий	с	по-	•	
	мощью	действи	тельных	величин	н		•				78

3-2. Представление периодических функций с по- мощью комплексных величии	0
3-3. Комплексные сопротивления и проводимости 8	0
3-4. Расчет мощности в цепях переменного тока 8	3
3-5. Закон Ома	3
3-6. Активные и пассивные двухполюсники 84	ł
3.7. Уравнения контурных токов для цепей пере-	
менного тока	6
3-8. Основы теории четырехполюсников 87	7
3-9. Теория сложных четырехполюсников 92	2
3-10. Применения четырехполюсников 94	ł

Схемы и устройства

3-11. Траисформаторы	96
3-12. Колебательные контуры	98
313. Реактивные двухполюсники	90
3-14. Схемы трансформации без потерь 10	12
3-15. Простые компенсационные схемы 10	5
3-16. Общая компенсация частотной характеристи-	
ки	6
3-17. Широкополосная трансформация 10	9
3-18. Фазовращатели	0
3-19. Простые фильтры	2
3-20. Кварцевые фильтры, кристаллические фильт-	
ры	0
Литература 12	3

РАЗДЕЛ 4

ОДНОРОДНЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ КАБЕЛИ

Общие сведения. Параметры линий

4-1. Электрическое поле н погонная емкость	126
4-2. Магнитное поле и погонная нидуктивность	127
4-3. Распределение токов на поверхности провод-	
ников и погонное сопротивление	127
4.4. Потери в диэлектрике и погонная проводн-	
мость	128
4-5. Длина волны и фазовая скорость	128
4-6. Коэффициент распространения, коэффициент	
фазы и коэффициент затухаиия	130
4-7. Общие сведения о волиовом сопротивлении	130
Различные виды линий	
4-8. Параметры коаксиальных линия	131
4-9. Конструкция гибких коаксиальных кабелей.	133

4-10. Разъемы для коаксиальных кабелей	134
4-11. Несимметричные линии с поперечными сече-	
ниями других форм	136
4-12. Двухпроводная линия в свободном простран-	
Стве	137
4-13. Экранированные двухпроводные линии и ли-	
нии, расположенные вблизи проводящих по-	
верхностей	139

4-14. Линии с уменьшенной фазовой скоростью . . 141

5 90 O

.

4-15.	Изогнутые линии	142
4-16.	Конические линни	142
	Применение линий без потерь	
4-17.	Волны в линии без потерь	143
4-18.	Линня без потерь, короткозамкнутая или ра-	
	зомкнутая на конце	144
4-19.	Личия без потерь, нагруженная произволь-	
	вым реактивным сопротивлением	145
4-20.	Ток и напряжение в линин без потерь при	
	произвольном сопротивлении нагрузки	147
4-21.	Трансформация сопротивления с помощью	
	линии без потерь	151
4- 22.	Диаграмма трансформации сопротивления для	
	лиини без потерь (круговая диаграмма в пря-	
	моугольных координатах)	153
4-23.	Диаграмма коэффициента отраження (круго-	
	вая диаграмма в полярных координатах)	156
	Применение линий с потерями	
4-24.	Волны в линни с потерями	158
4-25.	Трансформация сопротнвления линиями с по-	
	терями	1 59
4-26.	Приближенные формулы для линий с малы-	

					2		· ·							
	ми потеря	ми .		• •			•	• •	•••	•	. •	•	••	1£0
4-27.	Реактивны	есоп	рo	тие	эле	ния	И	pe	зона	нс	ные	ĸ	0И-	
	туры, вып	олнен	нь	ie i	в	лнн	ий	с	пот	еря	ми			161
Ля	тератуы	а.										•	••	162

РАЗДЕЛ 5

ОДНОРОДНЫЕ ВОЛНОВОДЫ, ПОЛЫЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ

Общие сведения

5-1. Тнпы волн в полых волноводах	165
5-2. Апериодическое распространение полей вдоль	
волновода	166
5-3. Распространение волн вдоль волновода, длн-	
иа волны, затухание	67
5-4. Критическая частота и критическая длина	
волны	69
5.5. Волновое сопротивление волновода	171

Волны электрического типа

5-6. Основные (простейшие) волны электрического

	типа			••							171
5 -7.	Волна	типа	Е 11 В	пр	ямс	уго.	льном	воле	ово	де.,	172
5-8.	Волны	тип	ов 🕹	mn	ΒI	ірям	оугол	ьном	вол	ново-	
	де и	межд	у пар	алл	елы	ыма	пло	скост	ямн		173
5 -9 .	Волна	а типа	E_{01}	вкр	угл	омв	олно	воде			173

5-10. Волны типов Етп в круглом волноводе.... 175

Волны магнитного типа

5-11.	Основные (простейшие) волны магнитного ти-	
	па	1 7 6
5.12.	Волна типа Н ₁₀ в прямоугольном волноводе и	
	между параллельными плоскостями	177
5 -13.	Волны типов Нто и Нол в прямоугольном вол-	
	иоводе	179
5-14.	Волны типа Н _{тп} в прямоугольном волноводе	179
515.	Волна типа Н ₁₁ в круглом волноводе	180
5-16.	Волны типа Нол в круглом волноводе	181
5-17.	Волны типа Нта в круглом волноводе	182

Некоторые вопросы волноводной техники

5-18. Волны высших типов в коаксиальных линиях 183 5-19. Полые волноводы сложной формы 184

5-20.	Технические	при м ен а	ния по	лых в	олново,	дов	185
5-21.	Коэффициент	г отраж	сення	и при	івед енн	oe c o-	
	противление,						187
(

Однопроводные и диэлектрические волноводы

о-22. Одиночныя провод как волноводная система	188
5-23. Провод, покрытый слоем изоляции	190
5-24. Спиральный проводник как волноводная си-	
стема	191
5-25. Диэ тектрические волноводы.	194

РАЗДЕЛ 6

ЭЛЕМЕНТЫ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

Общие сведения

6-1.	Неоднородные элементы линий	199
6-2,	Представление элементов линий без потерь	
	в виде четырехполюсников • • • • • • • • •	201
6-3.	Разветвления линий	20 3

Элементы коаксиальных линий

6-4.	Изолнрующие шайбы вкозкснальной линии.	204
6-5.	Неотражающие изолирующие опоры	205
6-6.	Металлические изоляторы	207
n-7.	Прямоугольные изгибы	2 0 8
6 -8 .	Скачкообразные изменения сечения линни	209
6 -9.	Неотражающие изменения сечения коаксиаль-	
	иых линнй	21.0
5 -10 .	Разветвления коаксиальных линнй	212
5-11.	Емкостные вращающиеся сочленення	213

Согласующие и трансформирующие устройства

6-12. Узкополосные трансформнрую цие и согласу-
ющне устройства
6-13. Параллельно подключенные и кольцевые ли-
нии
6-14. Широкополосная трансформация сопротивле-
ния
6-15. Экспоненциальные линии
6-16. Фазнрующие линии
6-17. Симметрирующие шлейфы
6-18. Симметрирующие устройства с горшкообраз-
ными резонансными контурами
Литература

РАЗДЕЛ 7

ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОДНОГО ТРАКТА

Неотражающие соединения

7-1.	Дроссельные соединения волноводов	234
7-2.	Скрученные секции в прямоугольных волно-	
	аодах	2 34
7-3.	Прямоугольные изгибы	235
	Трансформирующие элементы	

/-4.	Диафрагмы в волноводах		•	٠	٠		•	٠		٠	٠	٠	236
7 - 5,	Переходы от воздуха к	ДI	1 Э.	ne	кт	p	łĸ	у	Þ	1	д	1-	
	электрическне шайбы .					•	•						240
7-6.	Металлические штыри.						•		•	•	•		242
7-7	Короткозамкихтые шлейа	ЬΜ											943

Переходные устройства

7-8 .	Связь	дву х	дp	ЯМ	10	yr	oJ	Ъ	нь	١X	1	BO	лн	10	BO,	дc)B	1	пр	И	
	помощ	и щел	ей											•	•		•			,	244

~ .

7-3. Сочленение волноводов разных сечении	245
7-11. Переход от коаксиальной линин к волноводу Различные элементы трактов	247
7-12. Фильтры н трансформаторы типов волн	249

1-14.	Развязанные разве	пвления.	•	• • •	••	•	• •	• •	
7-15.	Неотражающие на	грузки и	ł	ослаб	ите.	ли	(ar	гте-	
	нюаторы)								251
Ли	тература				• •	•	• •		252

РАЗДЕЛ'8

КОАКСИАЛЬНЫЕ И ОБЪЕМНЫЕ **РЕЗОНАТОРЫ**

Коаксиальные резонаторы

8-1. Общие сведения о резонаторах	254
8-2. Коаксиальные резонаторы	254
8-3. Коаксиальные резонаторы, нагруженные ем-	
костью (горшкообразные резонаторы)	256
8-4. Связь с коаксиальными резонаторами	258
8-5. Настройка коакснальных резонаторов	260

Объемные резонаторы

8.6. Прямоугольные объемные резонаторы	٠	•	٠	262
8.7. Цилиндрические объемные резонаторы	٢.			264
8-8. Объемные резонаторы других форм		 		265
8-9. Настройка объемных резонаторов				267
8-10. Связь с объемными резонаторами				26 8
8-11. Фильтры из резоиаторов				269
Лнтература		 •		2 7 0

РАЗДЕЛ 9

АНТЕННЫ

Общие сведения, основные параметры

9-1.	Поле излучения	2 7 2
9-2.	Диполь Герца	2 7 3
9-3.	Поляризация	274
9-4.	Вектор плотности потока электромагнитной	
	энергии (вектор Полнтинга).	274
9-5.	Модность излучения	274
9-6.	Сопротивление излучения	275
9-7.	Диаграмма направленности и коэффициент на-	
	правленного действия	281
9 -8 .	Антенные решетки. Множнтель решетки. Ли-	
	скретные и непрерывные плоские системы.	281
9-9.	Выигрыш	285
9-10	Эффективная погло наю ная плошать антенны	288
9-11.	Теод-ма взаимности. Перелающая и приемная	
	антенны. Вынгрыш и эффэктивная поглошаю-	
	шая пло цаль антенны	289
9 -12	Лействующая высота (или эффективная лли-	-00
0	из) зитенны	290
0.13		200
0.14	Влидина замли из лизврамми выиррыше и со-	231
5-14.	потивление излучения	204
0.15		231
3-10	гойотрия в земле и коэффициент полезного	206
0.16		290
ə-10.	пранцап двоиственности	290

Простые ненаправленные антенны

9-17	Вертикальная	несимметрнчная	антенна	•	•	•	298
9 -18.	Нагруженная	вертикальная ан	тениа.			•	302

9-19. 9-20. 9-21. 9-22.	Вертикальные широкополосные антенны	305 108 11 13
	Простые направленные антенны	
9-23.	Многовибраторные антенны. Двумерные по- перечно излучающие решетки	15
9-24. 9-25	Рамочные и кольцевые антенны	22 [.]
0 20.	динговые антенны)	125.

				-		
	Динговые антенны;	•	•	•	•	3 25
9-26.	Антенны в виде длннных проводов .		•			3 27
9-27.	Ромбические антенны	•				3 30•
9-28.	Многократные ромбические антенны			•		335
9-29.	Пеленгаторные антенны					337

Сложные антенны

9-30.	Турникетная антенна	339
9-31.	Круговые решетки. Всенаправленные антенны	342
9-32.	Круговые решетки. Направленные антенны	345
9-33.	Всенаправленные антенны с вертнкальной по-	
	ляризацией и повышенной направленностью	
	в вертикальной плоскости	346
9-34.	Всенаправленные антенны с горизонтальной	
	поляризацией и повышенной маправленностью	
	в вертикальной плоскости	34 9
9-35.	Всенаправленные антенны из элементов, име-	
	ющих направленность в вертнкальной плоско-	
	сти	35 2
9- 36 .	Всенаправленные антенны с излучателями, на-	
	правленными в горизонтальной и вертикаль.	
	ной плоскостях	354
9-37.	Продольно излучающие антениы с активными	
	элементами	357
9-38.	Продольно излучающие антеины с пассивными	
	элементами	359
9 -3 9.	Щелевые антенны	360
ŀ	Чаправленные антенны для с. в. ч.	

д

9-40. Рупорные антенны	. 363
9-41. Диэлектрические антенны	. 365
9-42. Спиральные антенны	. 366
9-43. Зеркальные антехны	. 367
9-14. Специальные конструкции зеркальных айтен	H
н нх диаграммы	, 368
9-45. Линзовые антенны; общие формулы	. 369
9-46. Линзы для линейно поляризовайных волин.	. 370
9-47. Линзы для волн, поляризованных по кругу.	. 371
9-48. Пассивные ретрансляторы	• 37 2
Литература	. 373.

РАЗДЕЛ 10

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Общие сведения. Методы расчета

10-1.	Уравнения Максвелла. Плоские волны	375
10-2.	Вектор Герца. Цилиндрические и сфериче-	
	ские волны	3 7 7
10 -3.	Переход к лучевой оптиже	377
10-4.	Практические методы расчета напряжениости	
	поля	378

Явления при распространении

10-5.	Отражение			•		٠					٠			379
10-6.	Преломление	9					•							38 0
10-7.	Поглощение							•						382
10-8,	Днфракция													382
10-9.	Интерферен	ц	łя							•	••	•.		383

Виды распространения

- 40-11. Дифракция у земли (поверхностная волна)... 384
- 10-12. Преломление в тропосфере..... 386 10-13. Отражение от ноносферы (пространственная
- 10-14. Напряженность поля пространственной волны и нижняя граница применимого диапазона

Физические характеристики сред

10-15.	Земля			•	•	•	•	•	•			•	٠	•	•	•	•	•	•	•	•	398
10-16.	Тропос	фе	рa			•	•				•	•			•	•			•	•	•	398
10-17.	Слон и	10110	boc	bep	ы		•		•					•		•	•	•	•	•	•	400
10- 18.	Прогно	оз і	нон	ioc	ф	эp	нь	١X	Д	a	нн	ы	х		•	•	•	•	•	•	•	401
10-19.	Внешн	нй	ур	OB	н	ь	nc	м	ex						•	•				•		402

Распространение волн различных диапазонов

10-20. Миллиметровые волны (30 — 300 Ггц)	403
10-21. Сантиметровые волны (3 — 30 Ггц)	403
10-22. Дециметровые волны (300 Мгц — 3 Ггц)	404
10-23. Метровые волны (30 — 300 Мгц)	405
10-24. Короткие волны (декаметровые волны, 3-	
3) Mzy)	406
10-25. Средние волны (гектометровые волны.	
300 кгц — 3 Мгц)	407
10-26. Длннные волны (кнлометровые волны, 30 -	
3 000 K24)	40 7
10-27. Сверхалинные волны (ниже 30 кги) · · · ·	408
Πντοπατγμά	408
watepatypa	
Предметный указатель	410

РАЗДЕЛ І ВВЕДЕНИЕ

Перед пользованием справочником рекомендуется ознакомиться со следующими пояснениями к принятой в нем системе распределения и оформлечия материала.

1 Отыскание нужного вопроса выполняется с помощью указателя содержания, помещенного в начале справочника, или с помощью предметного указателя, находящегося в конце справочника.

2. Распределение материала. Материал справочника делится на разделы, параграфы и пункты. Разделы пронумерованы одним числом, а параграфы — двумя числами, из которых первое означает раздел. Пункты не пронумерованы, но первые слова их набраны полужирным шрифтом. В указателе содержания группы тематически близких параграфов имеют групповые подзаголовки, облегчающие отыскание нужного параграфа.

В колонтитулах левых страницуказано наименование раздела; в колонтитулах правых страниц указано наименование параграфа.

3. Ссылки. В тексте имеются ссылки, состоящие из знака § или сокращенного обозначения: «ф-ла», «ур.», «рис.», «табл.», и двух чисел; первое из этих чисел означает раздел, а второе — порядковый номер.

Ссылки, состоящие из буквы «Л» и числа, заключенных в прямые скобки, означают ссылку на соответствующий пункт списка литературы, приведенного в конце данного раздела.

4. Единицы измерения физических величин в формулах (за немиогими исключениями) помещены в прямых скобках справа от данной физической величины. На рисунках единицы измерения помещены без скобок, справа от данной физической величины, после запятой.

5. Сокращенные обозначения единиц измерения. В справочнике приняты (за исключением мест, где в тексте указано иное), следующие сокращенные обозначения:

Амлер	а	Герц	гц
Вольт	6	Децибел	дĠ
Ватт	8 <i>m</i>	Непер	неп
Ом	ОМ	Метр	м
Mo	1/ом	Микрон	мк
Кулон	к	Радиан	рад
Фарада	φ	Грамм	้อ
Генри	гн	Секунда	сек

Вебер	вб	Минута	мин
Максвелл	мкс	4ac í	ч
Гаусс	20		
Эрстел	Э		

Десятичные приставки к сокращенным обозначениям единиц измерения:

Кратность или дальность	Наименование	Сокращенное •бозначение
1012	тера	Т
109	гига	Г
106	мега	М
10 ³	кило	κ
10^{2}	гекто	г
101	дека	да
10-1	деци	9
10-2	санти	С
10-3	милли	м
10-6	микро	мк
10-9	нано	н
10^{-12}	пико	• n

6. Уравнения. Встречающиеся в справочнике уравнения, в которые входят только чиСла и физические величины, но в которых не указаны единицы измерения этих величин, дают правильные количественные результаты при применении следующих единиц измерения:

Напряжение	— вольт
Ток	— ампер
Сопротивление	— ом
Проводимость	— мо
Емкость	— фарада
Индуктивность	— генри
Заряд	— кулон
Единица времени	— секунда
Частота	— гери

Надо иметь в виду, что магнитные единицы эрстед, гаусс и максвелл неприменимы в данных случаях: при принятии за единицу длины сантиметр напряженность магнитного поля выражается в a/cM, магнитная индукция — в $b \cdot cek/cM^2$ и магнитный поток в $b \cdot cek$. Для пересчета служат формулы, приведенные в § 2-1.

7. Буквенные обозначения физических и технических величин, часто встречающиеся в справочнике, приведены ниже; иные и реже встречающиеся обозначения оговорены в соответствующих местах текста:

Напряжение,	амплитуда	U
Напряжение,	мгновенное	•
значение		и

Гок. амплитуда	1	Диэлектрическая прони-
Ток, мгновенное значе-		цаемость абсолютная $\varepsilon = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$
ние	i '	Диэлектрическая прони-
Напряженность электри-		цаемость относитель-
амплитуда	Ε	
Напряженность электри-		Электрическая постоян- нач $\epsilon_0 = \frac{1}{2 - c} \times$
ческого поля и э. д. с.,		Παλ 3, 5π (
мгновенное значение	е	$\times 10^{-12} $
ного поля амплитула	Н	= 0,00000000000000000000000000000000000
Мощность активная	P	Масса электрона $m = 9.04 \cdot 10^{-28}$ г
Мощность реактивная	P_{b}	Удельный заряд элек- e/m=1,76×
Мощность полная	P_{S}	трона $\times 10^{15} \ cm^2/\beta \cdot ce\kappa^2$
Сопротивление активное	R	странения волны $\gamma - q \perp i3$
Сопротивление реактив-		Коэффициент затухания а
	1X 7	Коэффициент фазы В
Сопротивление полное	L	Коэффициент передачи $g=a+jb$
линии перелачи	Z_{I}	(четырехполюсника) Корфониционт атонисай
или передати	Z_{re} (§ 6-15÷6-18)	волны
Сопротивление волновое	μ,	Көэффициент сегущей
волновода	Z_F	волны т
Сопротивление волновое		Коэффициент отражения Г
свободного простран-	$Z_0 = 120\pi \ om =$	коэффициент преломле-
	= 376,7 ом	Коэффициент потерь $t\sigma \delta d = 1/Q$
Проволимость активная	β G	Коэффициент связи k
Проводимость реактив-	jB	Коэффициент полезного
ная		действия э у
Проводимость полная	Y	8 Комплексные реличины обозначены в
Индуктивность	x I	тексте и формулах прямым полужир-
Вазимная инпуктивность	L M	ным шрифтом.
DSanwinan nigykindiocid	174	
Емкость	Ĉ	9. Некоторые сокращенные обозначения,
Балмпая индуктивноств Емкость Заряд	C Q	9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте:
Бакаканая индуктивноств Емкость Заряд Добротность	d = 1/0	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила;
Баланая индуктивноств Емкость Заряд Добротность Затухание Ллина волны	$d = \frac{1}{Q}$	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны;
Баланана индуктивноств Емкость Заряд Добротность Зат ухание Длина волны Длина волны в волно-	$d = \frac{1}{\lambda} / Q$	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны;
Баланана индуктивноств Емкость Заряд Добротность Зат ухание Длина волны Длина волны в волно- воде	$d = \frac{1}{\lambda} \frac{1}{2} $	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — температурный коэффициент ем- кости:
Баланана индуктивноств Емкость Заряд Добротность Зат ухание Длина волны Длина волны в волно- воде Длина волны критиче-	$d = \frac{1}{Q} \frac{1}{Q}$	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — температурный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индук-
Баланана индуктивноств Баккость Заряд Добротность Затухание Длина волны Длина волны в волно- воде Длина волны критиче- ская	λ_{B}^{C}	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — температурный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индукациянся;
Баланана индуктивноств Баккость Заряд Добротность Затухание Длина волны Воде Длина волны в волно- воде Длина волны критиче- ская Длина волны в пустоте	λ_{B} λ_{B} λ_{B}	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — темлературный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индуканивности; к. н. д. — коэффициент иаправленного дей-
Баланана индуктивноств Баккость Заряд Добротность Затухание Длина волны Воде Длина волны в волно- воде Длина волны критиче- ская Длина волны в пустоте Частота Угловая частота	$ \begin{array}{c} \overset{n}{C} \\ \overset{Q}{Q} \\ \overset{Q}{d} = \frac{1}{Q} \\ \overset{\lambda_{B}}{\lambda_{B}} \\ \overset{\lambda_{R}}{\lambda_{0}} \\ \overset{\lambda_{0}}{f} \\ \end{array} $	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — темлературный коэффициент емкости; т. к. и. — темлературный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. а. — коэффициент полозиого дойстрия;
Баланана индуктивноств Баккость Заряд Добротность Затухание Длина волны воде Длина волны в волно- воде Длина волны критиче- ская Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период	$ \begin{array}{c} \overset{n}{C} \\ \overset{Q}{Q} \\ \overset{Q}{d} = \frac{1}{Q} \\ \overset{\lambda_{B}}{\lambda_{B}} \\ \overset{\lambda_{R}}{\lambda_{O}} \\ \overset{f}{f} \\ \overset{\omega}{T} \\ \end{array} $	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — темлературный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — темляя частота:
Балампа индуктивноств Баккость Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны критиче- ская Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время	$ \begin{array}{c} \overset{n}{C} \\ \overset{Q}{Q} \\ \overset{Q}{d} = \frac{1}{Q} \\ \overset{\lambda_{B}}{\lambda_{A}} \\ \overset{\lambda_{B}}{\delta_{A}} \\ \overset{\lambda_{C}}{f} \\ \overset{\omega}{T} \\ \overset{T}{t} \end{array} $	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — температурный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — низкая частота; в. ч. — высокая частота;
Баланана индуктивноств Баккость Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны критиче- ская Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура	$ \begin{array}{c} \overset{n}{C} \\ \overset{Q}{Q} \\ \overset{Q}{d} = \frac{1}{Q} \\ \overset{\lambda_{B}}{\lambda_{A}} \\ \overset{\lambda_{B}}{\delta_{A}} \\ \overset{\lambda_{C}}{f} \\ \overset{\sigma}{f} $	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — температурный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — нызкая частота; с. в. ч. — сверхвысокая частота;
Балмана индуктивноств Бакость Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны критиче- ская Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света	$ \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} $ } \\ \end{array} } \\ \end{array}	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — температурный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — нызкая частота; в. ч. — сверхвысокая частота; мПЧ — максимальная применимая частота;
Балмана индуктивноств Бакость Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны критиче- ская Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света	$ \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \end{array} \\ C \\ Q \\ Q \\ \end{array} \\ d = 1/Q \\ \lambda \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \lambda_{B} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \lambda_{k} \\ \lambda_{0} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \begin{array}{c} \end{array} \\ \end{array} \\$	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — температурный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — низкая частота; в. ч. — сверхвысокая частота; МПЧ — максимальная применимая частота; ОРЧ — оптимальная применимая частота;
Балмпан индуктивноств Бакость Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны в волно- воде Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света Магнитная проницае-	$\begin{array}{c} & & & \\ & & C \\ & & Q \\ Q \\ d = 1/Q \\ \lambda \\ & \lambda_{B} \\ & \lambda_{k} \\ & \lambda_{0} \\ f \\ & & \\ &$	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — температурный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — низкая частота; в. ч. — высокая частота; С. в. ч. — сверхвысокая частота; МПЧ — наименьшая применимая частота; ОРЧ — оптимальная рабочая частота; а. — соверхвысокая частота;
Бакмана индуктивноств Бакость Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны в волно- воде Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света Магнитная проницае- мость в общем смысле	$L_{C} Q Q Q d = 1/Q \lambda$ $\lambda_{B} \lambda_{k} \lambda_{0} \delta_{f} \delta_{f$	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — темлературный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индукинивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — низкая частота; в. ч. — высокая частота; С. в. ч. — сверхвысокая частота; МПЧ — максимальная применимая частота; ОРЧ — оптимальная рабочая частота; а — среднее значение величины <i>q</i>;
Санания индуктивноств Бакость Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны в волно- воде Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света Магнитная проницае- мость в общем смысле	$L_{Q}^{C} Q_{Q}^{Q}$ $d = 1/Q$ λ_{B} λ_{B} λ_{k} λ_{0} f ω T t t $c = 2,99778 \times 3 \times 10^{10} \text{ cM/cek} \approx 3 \times 10^{10} \text{ cM/cek}$ μ	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — темлературный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индукинивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — низкая частота; в. ч. — сверхвысокая частота; МПЧ — максимальная применимая частота; ОРЧ — оптимальная рабочая частота; а — пространственный вектор величивност
Скорость света Магнитная проницае- Маститная проницае- Маститная проницае- Маститная проницае- Маститная проницае- Масть в общем смысле	$\mu = \mu_{r} \cdot \mu_{0}$	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — темлературный коэффициент емкости; т. к. и. — темлературный коэффициент индукинивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — низкая частота; в. ч. — высокая частота; с. в. ч. — сверхвысокая частота; МПЧ — наименьшая применимая частота; оРЧ — оптимальная рабочая частота; а — пространственный вектор величины а; а — пространственный вектор величины а;
Ская Длина волны Длина волны в волно- воде Длина волны в волно- воде Длина волны критиче- ская Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света Магнитная проницае- мость в общем смысле Магнитная проницае- мость абсолютная Магнитная проницае-	$\mu = \mu_{r} \cdot \mu_{0}$	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — тем пературный коэффициент емкости; т. к. и. — тем пературный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — низкая частота; в. ч. — высокая частота; с. в. ч. — сверхвысокая частота; МПЧ — наименьшая применимая частота; орч — оптимальная рабочая частота; а — среднее значение величины а; а — пространственный вектор величины а; ехр х = e^x.
Сколовити индуктивноств Баккость Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны в волно- воде Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света Магнитная проницае- мость в общем смысле Магнитная проницае- мость абсолютная Магнитная проницае- мость относительная	$ \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}$ \left) \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \left) \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \left) \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \left) \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \left) \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \left) \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \left) \end{array} \left) \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \begin{array}{c} \end{array} \left) \bigg) \bigg \left) \bigg) \bigg \left) \bigg) \bigg) \bigg \left) \bigg) \left) \bigg \left) \bigg) \bigg \left) \bigg) \bigg \left) \bigg) \left) \bigg \left) \bigg) \bigg \left) \bigg) \bigg \left) \bigg) \bigg) \left) \bigg) \bigg) \left) \bigg) \bigg) \bigg) \bigg) \left) \bigg) \bigg) \bigg) \left) \bigg)	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — тем пературный коэффициент емкости; т. к. и. — тем пературный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — низкая частота; в. ч. — высокая частота; с. в. ч. — сверхвысокая частота; МПЧ — наименьшая применимая частота; и. П. — среднее значение величины а; а — пространственный вектор величины а; ехр х = е^x. 10. Перечни литературы, приведенные в
Свижисть Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны в волно- воде Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света Магнитная проницае- мость в общем смысле Магнитная проницае- мость абсолютная Магнитная проницае- мость относительная Магнитная постоянная	$ \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}$ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\left(\begin{array}{c} \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left(\end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \bigg \left) \bigg) \left] \bigg \left] \bigg) \left] \bigg) \left] \bigg) \left] \bigg) \left] \bigg) \left] \bigg) \left[\bigg] \left] \bigg) \left[\bigg] \left] \bigg) \left[\bigg] \left] \bigg] \left] \left] \left] \left] \left[\bigg] \left] \left] \left[\bigg] \left] \left] \left[9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. б. в. — коэффициент стоячей волны; т. к. е. — темлературный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индуктивности; к. н. д. — температурный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент иаправленного действия; н. ч. — низкая частота; в. ч. — высокая частота; с. в. ч. — сверхвысокая частота; МПЧ — наименьшая применимая частота; иПЧ — наименьшая применимая частота; а — среднее значение величины a; а — пространственный вектор величины a; ехр x = e^x. 10. Перечни литературы, приведенные в конце каждого раздела, являются переводамы.
Свижость Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны в волно- воде Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света Магнитная проницае- мость в общем смысле Магнитная проницае- мость абсолютная Магнитная проницае- мость относительная Магнитная постоянная Диэлектрическая прони-	$ \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}$ \left) \end{array} \left) \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array} \left) \end{array} \left) \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array} \left) \bigg	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; т. к. е. — темлературный коэффициент емкости; т. к. и. — темлературный коэффициент индуктивности; к. н. д. — темлературный коэффициент индуктивности; к. п. д. — коэффициент иаправленного действия; н. ч. — низкая частота; в. ч. — высокая частота; с. в. ч. — сверхвысокая частота; МПЧ — наименьшая применимая частота; оРЧ — оптимальная рабочая частота; а — среднее значение величины a; а — пространственный вектор величины a; ехр x = e^x. 10. Перечни литературы, приведенные в конце каждого раздела, являются переводамы перечней оригинала с некоторыми дополнениями. Перечень, приведенный в конце раз-
Свижата индуктивноств Бакасть Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны в волно- воде Длина волны в пустоте Частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света Магнитная проницае- мость в общем смысле Магнитная проницае- мость относительная Магнитная постоянная Диэлектрическая прони- цаемость в общем	$ \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}$ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \begin{array}{c} \end{array} \end{array} \left \begin{array}{c} \end{array} \end{array} \left \begin{array}{c} \end{array} \end{array} \left \begin{array}{c} \end{array} \left \end{array} \left \end{array} \left \begin{array}{c} \end{array} \left \end{array} \left \end{array} \left \end{array} \left \end{array} \left \end{array} \left \begin{array}{c} \end{array} \left \end{array}	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; т. к. е. — температурный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индуктивности; к. н. д. — температурный коэффициент индуктивности; к. п. д. — коэффициент направленного действия; н. ч. — низкая частота; с. в. ч. — сверхвысокая частота; с. в. ч. — сверхвысокая частота; с. в. ч. — сверхвысокая частота; мПЧ — наименьшая применимая частота; оРЧ — оптимальная рабочая частота; а — среднее значение величины a; а — пространственный вектор величины a; ехр x = e^x. 10. Перечни литературы, приведенные в конце каждого раздела, являются переводамы перечней оригинала с некоторыми дополнениями. Перечень, приведенный в конце раздела 2, значительно переработан редактором
Валянай индуктивноств Заряд Добротность Затухание Длина волны в волно- воде Длина волны в волно- воде Длина волны в пустоте частота Угловая частота Период Время Температура Скорость света Магнитная проницае- мость вобщем смысле Магнитная проницае- мость относительная Магнитная проницае- мость относительная Магнитная постоянная Диэлектрическая прони- цаемость в общем смысле	$ \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}$ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\begin{array}{c} \end{array} \left\end{array} \left\end{array} \left\left(\begin{array}{c} \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left\left(\begin{array}{c} \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left(\end{array} \left) \bigg \left) \bigg \left) \bigg) \left) \bigg \left) \bigg) \left) \bigg) \left) \bigg) \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \bigg) \left) \end{array} \left) \bigg) \left) \end{array} \left) \bigg) \left) \end{array} \left) \bigg) \left) \end{array} \left) \bigg) \left) \end{array} \left) \bigg) \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \end{array} \left) \left)	 9. Некоторые сокращенные обозначения, встречающиеся в тексте: э. д. с. — электродвижущая сила; к. с. в. — коэффициент стоячей волны; к. с. в. — коэффициент бегущей волны; т. к. е. — температурный коэффициент емкости; т. к. и. — температурный коэффициент индуктивности; к. н. д. — коэффициент направленного действия; к. п. д. — коэффициент полезного действия; н. ч. — низкая частота; с. в. ч. — сверхвысокая частота; м. — сверхвысокая частота; МПЧ — максимальная применимая частота; оРЧ — оптимальная прабочая частота; а — пространственный вектор величины а; а — пространственный вектор величины а; ехр х = e^x. 10. Перечни литературы, приведенные в конце каждого раздела, являются переводамы перечней оригинала с некоторыми дополнениями. Перечень, приведенный в конце раздела.

.

РАЗДЕЛ 2

РАДИОДЕТАЛИ И МАТЕРИАЛЫ

2-1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ МАГНЕТИЗМА И ПОВЕРХНОСТНЫЙ ЭФФЕКТ [Л. 1—6]

При прохождении электрического тока (ток проводимости, ток смещения) всегда возникают магнитные поля, в которых магнитные тела и проводники с током испытывают действие сил. Магнитные поля накладываются на имеющиеся электрические поля. Магнитное поле однородно, если линии напряженности поля, показывающие направле-ние поля в каждой точке пространства, являются параллельными прямыми линиями. Примеры: пространство между двумя параллельными пластинами с равномерным распределением тока в них (рис. 2-1); пространство внутри тороидальной или длинной цилиндрической катушки (см. § 2-4). В пустоте напряженность однородного Mar. нитного поля, создаваемого током 1. равна:

$$H = I \psi, \qquad (2-1)$$

тде ψ — коэффициент, зависящий от формы проводника. У цилиндрической катушки, например, этот коэффициент зависит от отношения числа витков к длине катушки. Коэффициент ψ имеет размерность, обратную длине.

Единицей измерения напряженности магнитного поля является ампер на метр (a/m).

$$l \ pcmed = \frac{2.5}{\pi} \ [a/cm] = \frac{250}{\pi} \ [a/m].$$
 (2-2)

Магнитное поле имеет вихревой характер, его напряженность представляется аксиальным линейным вектором. В неоднородном поле напряженность определяется для каждого малого участка, в пределах которого поле считается однородным.

Магнитная индукция В определяется как

$$B = \mu H. \tag{2-3}$$

Коэффициент пропорциональности и называется абсолютной магнитной проницаемостью среды; его размерность: в. сек/а.см.

Абсолютная магнитная проницаемость среды µ связана с магнитной постоянной (магнитной проницаемостью пустоты) № и относительной магнитной проницаемостью среды µ, соотношением

$$\mu = \mu_0 \mu_r. \tag{2-4}$$

 μ_r —безразмерная величина и для всех неферромагнитных веществ весьма мало отличается от 1; для диамагнитных веществ $\mu_r < 1$, для парамагнитных $\mu_r > 1$.

У ферромагнитных веществ μ_r , а следовательно, согласно ур. (2-4) н μ , в значительной мере зависит от напряженности поля H, температуры, способа обработки и других факторов. У некоторых веществ μ , в области высоких частот сильно меняется с частотой (рис. 2-2).



Рис. 2-1. Однородное магнитное поле.

Величина μ_r может быть определена по механической силе, которая действует на проводник, находящийся в поле, характеризуемом μ_r и H. Вектор магнитной индукции Bв изотролных телах имеет одинаковое направление с вектором H. Единицей измерения магнитной индукции является в ольт-секунда на квадрати ый метр ($в \cdot cek/m^2$).

$$1 \ zaycc = 10^{-8} \ e \cdot ce\kappa/cm^2 = 10^{-4} \ e \cdot ce\kappa/m^2.$$
(2-5)



Рис. 2-2. Относительная магинтная проницаемость µr железа и никеля на ультракоротких волнах.

Магнитный поток. Ф через поверхность F определяется следующим образом:

$$\Phi = \int B \, dF. \tag{2-6}$$

Единицей измерения магнитного потока является вольт-секунда, иначе вебер (в.сек, иначе вб).

1 максвелл =
$$10^{-8}$$
 в сек. (2-7)

Закон индукции гласит (рис. 2-3): полное электрическое напряжение u, возникающее в замкнутом контуре при изменении охватываемого им магнитного потока $\Phi(=$ $= \Sigma \Phi$), равно скорости изменения потока

$$u = \frac{d\Phi}{dt} \,. \tag{2-8}$$

Значение и положительно, если направление векторов соответствует рис. 2-3. В общем случае изменение магнитного потока $d\Phi$ $d\Phi$ в ур. (2-8) может производиться как из-

dt в ур. (2-8) может производиться как изменением магнитной индукции *В* во времени,

менением магнитной индукций D во времени, так и одновременным изменением формы и положения плоскости F. При изменении положения плоскости на величину dx

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{\partial\Phi}{\partial x}\frac{dx}{dt}.$$
 (2-9)



Рис. 2-3. Закон индукции.

Если изменение магнитного потока происходит одновременно в *w* витках катушки, то индуктированное в ней напряжение равно:

$$u = w \frac{d\Phi}{dt}.$$
 (2-10)

Под влиянием индукции возникают следующие явления.

Вихревые токи. Так называются токи, индуктируемые переменными магнитными полями в окружающих их проводниках — в корпусах конструкций, обмотках, опорах, экранах, перегородках. Пути, по которым протекают эти токи, обычно не поддаются точному расчету. Вихревые токи всегда вызывают потери энергии, поэтому их по возможности ослабляют путем удаления проводников из возбуждающего ток поля, устройства прорезей на возможных путях вихревых токов, применением для экранов материалов с высокой проводимостью и изготовлением ферромагнитных сердечников катушек и трансформаторов нз тонких листов, проволоки и порочка.

Поверхностный эффект. В противоположность постоянному току переменный ток не распределяется равномерно по сечению проводника, а по мере возрастания частоты оттесняется к поверхности, занимая все болеетонкий слой. При этом амплитуды и фазы токов в различных слоях изменяются в зависимости от расстояния этих слоев до оси проводника.

Для плоского проводника из однородного материала можно приближенно принять:

$$|j_{x}| = |j_{x=0}|e^{-\alpha x} =$$

= $|j_{x=0}|\exp(-x\sqrt{\pi j \mu_{0} u_{x}}),$ (2-11)

где *ј* — плотность тока;

μ_r — относительная магнитная проницаемость;

× — удельная проводимость.

Плотность тока *ј* уменьшается по мере увеличения расстояния *x* от поверхности проводника по экспоненциальному закону (рис. 2-4). *а* определяется на выражения

$$\alpha [\text{Hen}/cM] = 34 \sqrt{\frac{\mu_r (\mathbf{x} [1/\boldsymbol{o}M \cdot cM])}{\lambda_0 [cM]}}, \quad (2-12)$$

где λ_0 —длина волны в пустоте. Вместо определения плотности тока по ур. (2-11) на практике часто ограничиваются расчетом тока в двухслойном проводнике (рис. 2-5). Такой проводник считают состоящим из проводящето поверхностного слоя толщиной *s*, ток в котором распределен равномерно, и лежащего



Рис. 2-4. Поверхностный эффект в плоском проводнике.



Рис. 2-5. Двухслойный провод. ник.

под ним слоя, в котором ток и подле отсутствуют. Сопротивление проводящего слоя для переменного тока частоты *f* равно сопротивлению всего проводника (рис. 2-4) при той же частоте, если толщина эквивалентного проводящего слоя *s* удовлетворяет уравнению

$$s = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu_0 \mu_r x}} = \sqrt{\frac{2}{\omega_{\mu x}}}.$$
 (2-13)

Ферромагнитные материалы особенно сильно увеличивают сопротивление на высоких частотах, так как у них коэффициент

 $\frac{1}{\mu_r}$ существенно уменьшает *s*. Для нанболее употребительных проводниковых материалов $\mu_r = 1$ и эквивалентную толщину проводящего слоя определяют из выражения

$$s [om] = 3,7 \cdot 10^{-5} K_1 V [cm], (2-14)$$

где λ_о — длина волны в пустоте; значения коэффициента К₁ приведены в табл. 2-1.

Таблица 2-1

Матернал	<i>K</i> 1	Матернал	K,
Серебро Медь Золото Алюминий Цинк	1,00 1,03 1,2 1,4 2,0	Латунь Платина Манганин Уголь	2,2 2,6 5,2 ~50

Для некоторых употребительных материалов значения *s* приведены на рис. 2-6.

Удельным поверхностным сопротивлением р'называют сопротивление участка поверхности длиной 1 см, шириной 1 см и толщиной слоя s, определяемой по ур. (2-13) или (2-14). При $\mu_r = 1$

$$\rho'[OM] = \frac{1}{s[CM] \times [1/OM \cdot CM]} \quad (2-15)$$

Нетрудно вычислить, что

$$p'[om] = 0,00044K_1 \ V \overline{\lambda_0 [cm]}.$$
 (2-16)

В этих формулах \varkappa — удельная проводимость; λ_0 — длина волны в пустоте, значения K_1 приведены в табл. 2-1.

Поверхностной плотностью тока S' называют ток, протекающий через участок поверхности шириной I см и толиинной слоя s. Активная мощность dP, выделяющаяся на участке поверхности шириной dy и длиной (в направлении тока) dz, равна:

$$dP = \frac{1}{2} S^{\prime 2} \rho^{\prime} dz dy. \qquad (2-17)$$

Высокочастотные токи и их магнитное поле у поверхности проводника взаимно-перпендикулярны (рис. 2-7). Так как высокочастотные магнитные поля не проникают в глубь



Рис. 2-6. Эквивалентные толщины проводящего слоя некоторых материалов.

проводника, то линии напряженности магнитного поля располагаются параллельно поверхности этого проводника. Между тангенциальной слагающей напряженности магнитного поля *H* и поверхностной плотностью тока S' в любой точке поверхности проводника имеет место соотношение [Л. 7, стр. 38]



Рис. 2 -7. Направления тока и напряженности магнитного поля.

$$H = S'.$$
 (2-18)

Для проводников круглого сечения в пустоте S' на поверхности постоянна. При $r > \frac{d}{2}$

$$H_r = \frac{S'd}{2r},\qquad(2-19)$$

где H_r — напряжениость магнитного поля на расстоянии r от оси проводника; d — его диаметр.

Потеря мощности на 1 см длины проводника согласно ур. (2.17) равна:

$$dP = \frac{1}{2} S^{\prime 2} \rho' \dot{\pi} d. \qquad (2-20)$$

Активное сопротивление, обусловленное поверхностиым эффектом *R'*, равно:

$$R' = \frac{\rho'}{\pi d} \,. \tag{2-21}$$

Для очень тонких проводников круглого сечения при *d < s* справедливо выражение

$$R' = R_0',$$
 (2-22)

где *d* — диаметр проводника; *s* — толщина эквивалентного проводящего слоя, определяемая по ур. (2-13) или (2-14); R_0' — сопротивление постоянному току. При этом

$$R' = \frac{1}{\varkappa \pi \left(\frac{d}{2}\right)}, \qquad (2-23)$$

где х — удельная проводимость; *d* — диаметр проводника.

При d < 4s можно пользоваться формулой

$$R' = R_0' \left[1 + 1, 3 \cdot 10^{-3} \left(\frac{d}{s} \right)^4 \right], (2-24)$$

где R_0' — сопротивление постоянному току, определяемое по ур. (2-23).

Для проводников прямоугольного или подобного ему сечения расчет *R'* усложняется из-за увеличения плотности тока у ребер. Можно принять, что

$$R' = K_2 \frac{\rho'}{p}, \qquad (2-25)$$

где K₂ — поправочный коэффициент (K₂≥1) [Л. 7, стр. 39];

> р' — удельнее поверхностное сопротивление, определяемое по ур. (2-15); р — периметр поперечного сечения проводника (подробнее см. '§ 4-3).

Потери на поверхностный эффект у высокочастотного проводника (литцендрата)¹, состоящего из большого количества изолированных тонких проводов, скрученных так, что на определенном протяжении каждый провод поочередно занимает различные, одинаковые по длине положения в сечении проводника, при частотах до 1 *Мгц* заметно ниже, чем у сплошного проводника такого же сечения [Л. 8].

Эффект близости. В близко расположенных проводниках распределение ток? по сечению проводников зависит от направления токов (одинаковое или противоположное) (рис. 2-8). При определении R' это учитывает-



направление токов

Рис. 2-8. Эффект близости.

чаправление токов

ся величиной коэффициента K₂>1, как в ур. (2-25).

Вытеснение поля токопроводящими платами (экранами). Проводящие платы, расположенные около проводника, вынуждают линии магнитного поля вблизи плат располагаться параллельно им. При этом в платах

¹ В дальнейшем принято сокращенное обозначение в. ч. провод. (Прим. ред.)

возникают токи противоположного направле ния, поверхностная плотность которых S' определяет потери активной мощности согласно ур. (2-17). При этом происходит уменьшение индуктивности провода (см. § 2-9).

2-2. ИНДУКТИВНОСТЬ; ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ [Л. 10÷12]

По закону индукции (см. § 2-1) при прохождении переменного тока в окружающей среде происходят периодические изменения магнитного потока Ф и во всех пронизываемых потоком проводниках возникают переменные напряжения холостого хода U. В комплексной форме

$$\mathbf{U} = j \, \mathbf{\omega} \Phi. \tag{2-26}$$

Обозначив через L совокупность постояниых величин, характеризующих данную систему проводников, получим:

$$\mathbf{U} = j\omega L I. \tag{2-27}$$

Величина L называется индуктивностью системы проводников. Она зависнт от размеров и формы проводников, а также от магнитной проницаемости среды. Единицей индуктивности в практической системе единиц является генри (*гн*).

$$1 \ 2H = 10^{3} \ M2H = 10^{6} \ MK2H = 10^{9} \ H2H =$$

= 1 6 · CeK/a. (2-28)

•Индуктивность проводника конечного сечения складывается из внешней индуктивности L_a и внутренней индуктивности L_i:

$$L = L_a + L_i. \tag{2-29}$$

Внешняя индуктивность учитывает магнитное поле вне проводника; L_i определяется магнитным полем внутри проводника. Напряжение, наведенное переменным током, имеет различные значения для отдельных трубок тока проводника в зависимости от их расстояния от его оси (см. § 2-1). При равномерном распределении тока в сечении проводника L_i не зависит от его величины:

$$L_{i}[2H] = \frac{l[cM]}{4\pi} = \mu_{r}(l[cM]) \ 10^{-9}; \quad (2-30)$$

здесь *l* длина провода. Для проводника круглого сечения радиуса *a* при равномерном распределении тока индуктивность трубки тока на расстоянии *r* от оси может быть вы-

$$L_r = L_a + \frac{\mu l \left(a^2 - r^2\right)}{4\pi a^2}, \qquad (2-31)$$

где *l* — длина провода;

ражена следующим образом:

L_a — внешняя индуктивность.

Если магнитный поток Φ_1 , образованный током I_1 в контуре I, пронизывает контур 2частью Φ_{12} , то между Φ_{12} и I_1 существует следующая зависимость:

$$\Phi_{12} = M_{12}I_1. \tag{2-32}$$

Коэффициент пропорциональности M_{12} называется в з а и м н о й и н д у к т и в н о с т ь ю контуров 1 и 2. По закону сохранения энергии при перемене контуров местами имеем равенство:

$$M_{12} = M_{21}. \tag{2-33}$$

Единицей взаимной индуктивности в практической системе единиц также является генри, см. формулу (2-28).

Идеальная индуктивность L или взаимная индуктивность M для переменного тока частоты f представляет собой положительное мнимое сопротивление jX_L или же jX_M (индуктивное реактивное сопротивление):

$$iX_{L} = j2\pi fL; \ \omega \ [zu] \ L \ [zh] = 188,5 \ \frac{L \ [hzh]}{\lambda_{0} \ [cm]}; \ (2-34)$$
$$iX_{M} = j2\pi fM; \ \omega \ [zu] \ M \ [zh] = 188,5 \ \frac{M \ [hzh]}{\lambda_{0} \ [cm]}, \ (2-35)$$

где λ_0 — длина волны в пустоте. Фазы тока I и напряжения U при идеальной индуктивности L или взаимной индуктивности M показаны на рис. 2-9. Изменение реактивных сопротивлений X_L и X_M в зависимости от частоты показано на рис. 2-10. Значения X_L и X_M при заданной частоте f или длине волны λ_0 с достаточной для практики точностью можно определять по графикам рис. 2-11.

Проводимость идеальной индуктивности или взаимной индуктивности является отрицательной мнимой величиной (индуктивной реак-)тивной проводимостью):

$$jB_L = \frac{1}{jX_L} = -j\frac{1}{\omega L};$$
 (2-36)

$$B_{L}\left[\frac{1}{\Delta \mathbf{M}}\right] = -0,0053 \frac{\lambda_{0} [cM]}{L [H2H]}; \quad (2-36a)$$

$$jB_M = \frac{1}{jX_M} = -j\frac{1}{\omega M}$$
. (2-37)

Реальная индуктивность всегда обладает потерями (см. § 2-9) и некоторой собственной емкостью (см. § 2-8). Потери целесообразно считать сосредоточенными в условном активном сопротивлении R, включенном последовательно с идеальным реактивным сопротивления jX_L . Между коэффициентом затухания (затуханием) d_L , углом потерь δ_L и добротностью Q_L индуктивности с потерями имеют место соотношения

$$d_L = \frac{1}{Q_L} = \frac{R}{X_L} = \operatorname{tg} \delta_L;$$

пры малом δ_L

$$\operatorname{tg} \delta_L \approx \delta_L$$
 (2-38)

Активная мощность Риреактивная мощноствот буудая бидеальной 2 Раднотехнический справочник О АН ССССО





Рис. 2-9. Векторная диаграмма для цепи с идеальной индуктивностью или взаимиой индуктивностью.

Рис. 2-10. Зависимость реактивного сопротивления идеальной иидуктивности или взаимной индуктивности от частоты.

индуктивности L с последовательным сопротивленнем потерь R определяются следующим образом:

$$P = 0{,}5I^2R = d_L P_b ; \qquad (2-39)$$

$$P_b = 0.5I^2 X_L = Q_L P, \qquad (2-40)$$

где / — амплитудное значение тока.

Накопленная в цепи энергия магнитного поля Wm равна:

$$W_m = 0.5Ll^2.$$
 (2-41)



Результирующая индуктивность при включении n независимых индуктивностей L_1 , L_2 ,..., L_n равна:

при последовательном включении

$$L = L_1 + L_3 + \dots + L_n; \qquad (2-42)$$

при параллельном включении

$$L = \frac{1}{\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + \dots + \frac{1}{L_n}}.$$
 (2-43)

Результирующая индуктивность при включении двух индуктивностей L_1 и L_2 , связанных между собой взаимной индуктивностью M_{12} , равна (см. §2-11):

при последовательном соединении

$$L = L_1 + L_2 \pm 2M_{12}; \qquad (2-44)$$

при параллельном соединении

$$L = \frac{L_1 L_2 - M_{12}}{L_1 + L_2 \mp 2M_{12}}.$$
 (2-45)

Индуктивность катушки, состоящей из *п* одинаковых витков, может быть определена по следующей формуле:

$$L = nL_1 + 2\Sigma M_{pq}, \qquad (2-46)$$

где L_1 — индуктивность отдельчого витка; ΣM_{pq} — сумма всех взаимных индуктив-

ностей между витками p и q, причем p = 1 ... nи q = 1 ... n.

Формула (2-46) применима только для расчета катушек с небольшим числом витков, см. § 2-6 и ур. (2-77).

Коэффициент связи k между двумя катушками с индуктивностями L_1 и L_2 и взаимной индуктивностью M_{12} равен:

$$k = \frac{M_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}; \qquad (2-47)$$

он показывает отношение действительной взаимной индуктивности двух катушек к максимально возможной. Для двух связанных катушек при полном отсутствии рассеяния значение k равно 1. Значения k для некоторых случаев связи катушек приведены в § 2-6.

При расчете трансформаторов применяется параметр коэффициент рассеяния с, равный

$$\sigma = 1 - k^2.$$
 (2-48)

2-3. ИНДУКТИВНОСТЬ ПРЯМЫХ ПРОВОДНИКОВ

Индуктивность прямолинейного проводника имеет смысл рассматривать только при наличии замкнутого контура тока. Индуктивность сплошных проводников уменьшается с увеличением частоты, так как при этом уменьшается внутренняя индуктивность (см. § 2-2). В пределах применяемых в технике частот уменьшение индуктивности у длинных проводников достигает 2%, у коротких 6%. Проводящие тела, расположенные вблизи проводников, также несколько снижают их индуктивность (см. § 2-1), однако это снижение обычно не поддается математической оценке. Поэтому обычно с достаточной для практики точностью пользуются приближенными формулами [Л. 12, гл. 2].

Проводник круглого сечения в пустоте (рис. 2-12):

$$L[H2H] = 2l[cM] \left(ln \frac{4l}{d} + \mu_r K_3 - 1 \right);$$

 $l > 100d,$ (2-49)

где µ_r — относительная магнитная проницаемость;

К₃ — поправочный коэффициент, значения . которого для медных проводов приведены на рис. 2-13.



рис. 2-12. Прямолинейный проводник круглого сечения.

При очень коротких проводниках ($l \approx d$ с достаточным приближением можно считать

$$L[H2H] = K_4 l[CM] \approx \frac{l}{d}; \ l < 30^{\circ}d; \ \mu_r = 1,$$
(2.50)

где K_4 — поправочный коэффициент, приведенный на рис. 2-14. Уравнение (2-50) справедливо для проводников, вблизи которых на расстоянии до 10 d нет других проводников.

f.ru K, 105 <u>†</u> d,см 0.0002 1.00 C,0005 0.001 0,50 108 茟 0.902 0,005 0.20 0.01 10? 0,10 0.05 - 11 1 0.05 100 0,2 0,24 0,247 0.02 0,249 · 0,0]

Рис. 2-13. Номограмма для определения коэффициента К₃ в ур. (2-49).



Рис. 2-14. График значений коэффициента К. к ур. (2-50).

Проводник круглого сечения, расположенный над проводящей плоскостью (являющейся обратным проводом) (рис. 2-15):

$$L[\mu_{2}\mu] = 0,461l [cm] \lg \frac{4a}{d} \times \frac{1 + \sqrt{1 + 0.25 \left(\frac{d}{l}\right)^{2}}}{1 + \sqrt{1 + 4 \left(\frac{a}{l}\right)^{2}}} + \frac{2 \left\{ \sqrt{(l [cm])^{2} + 4 (a_{\perp}[cm])^{2}} - \sqrt{(l [cm])^{2} + 0.55 (d [cm])^{2}} - 2a + \mu_{r} K_{3} l [cm] \right\},$$
(2-51)

- где µ_r относительная магнитная проницаемость;
 - К_а поправочный коэффициент, приведенный на рис. 2-13.

При $l \gg d$ можно применить следующую приближенную формулу:

$$L [H2H] = 2 l [CM] \left(\ln \frac{4a}{d} - K_5 + \mu_r K_3 \right);$$

2a < l, (2-52)

- где µ_r относительная магнитная проницаемость:
- К₃ и К₅— поправочные коэффициенты, значения которых приведены на рис. 2-13 и 2-16.



рис. 2-15. Прямолинейный проводник круглого сечения, расположенный над проводящей плоскостью.



Рис. 2-16. График значений коэффициента K₆ к ур. (2-52) и коэффициента K₆ к ур. (2-53).

Индуктивность очень коротких проводников рассчитывают приближенно по следующей формуле:

$$L [H2H] = 2l [CM] \left(\ln \frac{4l}{d} - K_6 + \mu_r K_3 \right);$$
$$l \ll 2a, \qquad (2-53)$$

где μ_r — относительная магнитная пронецаемость;

Ка и Ка — поправочные коэффициенты, значения которых приведены на рис. 2-13 и 2-16.

Если длина проводника *l* много больше расстояния *a* от проводящей плоскос ти, применяют следующую приближенную формулу:

$$L [\mu \epsilon \mu] = 2l [\epsilon \mu] \left(\ln \frac{4a}{d} + \mu_r K_3 \right). \quad (2-54)$$

Проводник прямоугольного сечения в пустоте (рис. 2-17).

Вследствие неравномерности поверхностной плотности тока, особенно у ребер, индуктивность проводника прямоугольного сечения поддается лишь приближенному расчету (см. § 2-1). Более подробно см. (Л. 12). Если представить проводник как часть однородной односторонней ленточной линии с очень большим расстоянием между проводниками, то приближенно можно принять (Л. 13):

$$L [H2H] = 6, 6l [CM]$$
 (2-55)

— для квадратного сечения, c = b;

$$L [H2H] = 9,0 l [CM]$$
(2-56)

— для тонких ленточных проводников, c « b

Прямой провод круглого сечения, расположенный коаксиально внутри круглого экрана, являющегося обратным проводом (коа-





рис. 2-18. Прямолинейный проводник круглого сечения, расположенный коаксиально внутри круглого экрана.

кснальный кабель). Очень малые значенчя индуктивности при хорошей защите от внешних полей легче всего осуществить при помощи отрезков коаксиального кабеля (рис. 2-18). Индуктивность такого отрезка равняется:

$$L [HZH] = 2l [cM] \ln \frac{D}{d}. \qquad (2-57)$$

При наличии внешнего поверхностного эффекта значение L можно определить по формулам для волнового сопротивления Z_L , приведенным в разделе 4:

$$Z_L[om] = 30L' \left[\frac{H2H}{cm} \right] \text{ и др.}$$

Два параллельных проводника круглого сечения в пустоте (рис. 2-19). Если в прямом и обратном параллельных проводниках диаметра *d* проходит одинаковый ток и если на



Рнс. 2-19. Два параллельных проводника круглого сечения.

расстоянии не менее 10 *а* от их оси симметрии отсутствуют другие проводники, то их индуктивность равняется:

$$L [HZH] = 4l [CM] \left(\ln \frac{2a}{d} - \frac{a}{l} + \mu_r K_s \right);$$

$$l [CM] \gg a [CM], \qquad (2-58)$$

где К_а — поправочный коэффициент, приведенный на рис. 2-13.

2-4. ИНДУКТИВНОСТЬ ОДНОСЛОЙНЫХ КАТУШЕК [Л. 12, 14, 15, 16]

Катушки без сердечника с намоткой в один слой находят широкое примененне ввиду простоты их изготовления, незначительной собственной емкости и стабильности в течение длительного времени. Чаще всего употребляются цилиндрические катушки с небольшим числом витков, полученных вжиганием металла в керамический каркас с последующим усилением слоя гальваническим иаращиванцем. Так как индуктивность всех катушек с рассеянием, и прежде всего коротких цилиндрических, существенно меняется от случая к случаю под влиянием внешних воздействий, то точные формулы, связанные с большой вычислительной работой, имеют для практнки чисто условное значение. Приводимые ниже формулы имеют приближенный характер и при отсутствии оговорок относятся к намотке проводом круглого сечения.

Виток (петля) длиной с в плоскости:

$$L[n2n] = K_7 + 4,6 \lg \frac{s}{d}; s > 50d, (2-59)$$

где *d* — диаметр провода;

К₁ — поправочный коэффициент; его численное значение в зависимости от формы петли равно:

	Олнослойная инлинлаическая катушк	а
-	равностороннего треугольника3,	6
"	квадрата	9
*	правильного шестиугольника2,	5
для	окружности2,	1

Однослоиная цилиндрическая катушка (рис. 2-20):

$$L [HZH] = \frac{(\pi w D [cM])^2}{i [cM] + 0.45D [cM]}.$$
 (2-60)

Эта формула применима при условни:

$$l > 0,3D.$$
 (2-61)

При расстоянии а между соседними витками (шаг намотки), не равном диаметру проволоки, к ур. (2-60) следует прибавить поправочный член ΔL :

$$\Delta L \ [\textit{H}\textit{c}\textit{H}] = \omega K_{8} D \ [\textit{c}\textit{M}], \qquad (2-62)$$

где *w* — число витков;

К_в — поправочный коэффициент по рис. 2-21 [Л. 12, 15, 28 стр. 1—53].

Цилиндрические катушки, намотанные проводом прямоугольного или квадратного сечения, с удовлетворительным приближением рассчитывают по ф-ле (2-60), считая диаметром катушки D расстояние между осевыми линиями проводов. Подобным же образом вычисляют поправку ΔL по ур. (2-62), имеющую небольшую величину. Цилиндрические катушки из в. ч. провода (см. § 2-9) также достаточно точно могут быть рассчитаны по ур.

(2-60) и (2-62). Формулы с несколькими поправочными членами приведены в [Л. 12].



Рис. 2-20. Однослойная цилиндрическая катушка.



Рис. 2-21. График зиачений коэффициента Как ур. (2-62).

Катушки с сечением в виде правильного миогоугольника. С достаточным приближением индуктивность такой катушки рассчитывают принимая ее за цилиндрическую и подставляя вместо D среднее значение D между диаметрами вписанной и описанной окружностей:

$$\overline{D} [cm] = D_u [cm] \cdot \cos^2 \frac{\pi}{2n}, \qquad (2-63)$$

где D_{μ} — диаметр описанной окружности; n — число углов многоугольника, Подробнее о катушках многоугольной формы см. [Л. 12, 17].

Катушки прямоугольного сечения (рис. 2-22)

$$L [HZH] = 7,87 (b [CM] + c [CM]) w^{2}K_{9}, (2-64)$$

где w — число витков;

К₉ — поправочный коэффициент, значения которого приведены на рис. 2-23.

Если расстояние а между серединами витков не равно диаметру провода d, то к ур. (2-64) прибавляют поправочный член:

$$\Delta L [H2H] = \varpi K_s \frac{2 (b [cM] + c [cM]]}{\pi}, (2.65)$$

где w — число витков;

К₉ — поправочный коэффициент, значения которого даны на рис. 2-23. Для катушек с квадратным сечением в ур. (2-64) и (2-65) полагают b = c.



Рис. 2-22. Катушка прямоугольного ' сечения.



Рис. 2-23. График значений коэффициента К. к ур. (2-64).

Тороидальные катушки круглого сечения (рис. 2-24). При плотной намотке действительна следующая формула:

$$L [H2H] = 2\pi w^2 \left\{ D [CM] - V (D [CM])^2 - (D_1 [CM])^2 \right\}, \qquad (2-66)$$

где w — число витков.

Приближенная формула при D₁ < 0,1D:

$$L [H2H] = \pi w^2 \frac{(D_1 [CM])^2}{D [CM]} \cdot \qquad (2-67)$$



Рис. 2-21. Тороилальная катушка круглого сечения.

прямоугольного Тороидальные катушки сечения (рис. 2-25):

$$L [H2H] = 2w^{2}h [cm] \ln \frac{D_{2}}{D_{1}}, \qquad \sqrt{2-68}$$

гле w — число витков.





Рис. 2-25. Торондальная катушка прямоугольного сечения.

Рис. 2-26. Плоская катушка со спи-ральной намоткой.

Плоские катушки со спиральной намоткой (рис. 2-26):

$$L [H2H] = \frac{24,6w^2D [cm]}{1+2,75 \frac{s}{D}}; s > 0,2D, (2-69)$$

гле w — число витков:

s — ширина •бмотки.

Точность этой формулы около 5%. Более точные формулы см. [Л. 12, 18].

Плоскне катушки со спиральной прямоугольной намоткой. Плоские катушки с не-

большим количеством витков, отстоящих друг от друга на расстояние, большее диаметра проволоки d, рассчитывают, исходя из индуктивностей отдельных витков ч



взаимных индуктивностей по ф-ле (2-46). Общие формулы см. [Л. 7]. Катушки квадратной формы (рис. 2-27):

$$L [H2H] = 8w^{2}s [cM] \left(\ln \frac{s}{wa} + 0,224 \frac{wa}{s} + 0,726 \right); w > 10, \quad (2-70)$$

где *ш* — число витков.

Эта приближенная формула достаточно гочна для практических целей, так как при алоской катушке внешние влияния особенно ощутимы и не всегда поддаются учету.

2-5. ИНДУКТИВНОСТЬ МНОГОСЛОЙНЫХ КАТУШЕК [Л. 12, 14]

Катушки с несколькими слоями обмотки, расположенными один над другим, позволяют при малом объеме получить большие эначення индуктивности. Однако при этом возрастает собственная емкость катушки (см. § 2-8). Для уменьшения собственной емкости применяют особые виды обмоток; вообще же применяют многослойные катушки лишь на относительно иизких частотах. Наиболее широко применяются следующие типы катушек.

Длинная цилиндрическая катушка с плотной намоткой (рис. 2-28):

$$L [H2H] = L_0 [H2H] - \frac{2\pi \omega^2 D [c_M] c [c_M] \cdot K_{10}}{l [c_M]} , \ i \gg D, \quad (2-71)$$

- сде L₀ индуктивность однослойной цилиндрической катушки длиной l и диаметром D, равным среднему диаметру (рис. 2-28);
 - *w* число витков;
 - К₁₀ поправочный коэффициент, определяемый по рис. 2-29.

Уравнение (2-71) зает точные значения «ндуктивности при условии, что толщина изоляции провода мала по сравнению сего диаметром *d*. Если «то условие не соблю-



Рис. 2-28. Многослойная цилиндрическая катушка.



рн**с**. 2-29. График значе ний коэффициента *К*₁₀ к ур. (2-71).

дается, то к ур. (2-71) следует прибавить поправочный член ΔL :

$$\Delta L \ [H2H] = 2\pi D \ [CM] \ w \left(\ln \frac{b}{d} + 0, 155 \right). \ (2-72)$$

В этом уравнении диэлектрические свойства изоляции не учитываются.

Короткая цилиндрическая катушка (рис. 2-28). Если пренебречь внешними влияниями, достаточно точные результаты дает формула

$$L [H2H] = \frac{25\pi w^2 (D [cM])^2}{3D [cM] + 9l [cM] + 10c [cM]};$$

$$l < D. \qquad (2.73)$$

Более точные формулы см. [Л. 12].

Тороидальная катушка круглого сечения (рис. 2-24).

$$L [H2H] = 2\pi D [CM] w^{2} \left(\ln \frac{8D}{D_{1}} - 1,75 \right), \quad (2-74)$$

где D— средний диаметр катушки, включая обмотку;

D₁ — диаметр поперечного сечения тора. Уравнение (2-74) действительно при плотной намотке и при условии, что толщиной изоляции провода можно пренебречь.

2-6. ВЗАИМНАЯ ИНДУКТИВНОСТЬ НЕКОТОРЫХ ЦЕПЕЙ

Два параллельных проводника одинакового сечения (рис. 2-30)

$$M [H2H] = 2l [CM] \left(\frac{a}{l} + \ln 1, 47 \frac{l}{a}\right);$$

$$l \gg a \gg d; \ \mu_r = 1. \qquad (2.75)$$

Формулы для расчета М между параллельными проводниками различной длины и между смещенными параллельными проводниками одинаковой длины см. [Л. 12].



Рнс. 2-30. Два параллельных проводника.

Два прямолинейных проводника одинакового сечения, расположенные по одной прямой (рис. 2-31):

$$M [\mu_{2}\mu] = l_{1} [cM] \ln \frac{l_{1} + l_{2} + a}{l_{1} + a} + l_{2} [cM] \ln \frac{a (l_{1} + l_{2} + a)}{(l_{1} + a) (l_{2} + a)} + a \ln \frac{a (l_{1} + l_{2} + a)}{(l_{1} + a) (l_{2} + a)}; \ \mu_{r} = 1. \quad (2.76)$$



В частном случае при a = 0 последний член ур. (2-76) превращается в нуль. Два коаксиальных круглых витка (рис. 2-32). Подробный вывод формул см. [Л. 6]. Для практических целей

является достаточно точной

нижеследующая формула в

сочетании с табл. 2-2:

Рис. 2-32. Два коаксиальных круглых витка.

$$M [H2H] = K_{11} V \overline{D_1 [CM] D_2 [CM]}, \quad (2-77)$$

сде К₁₁ — поправочный коэффициент, определяемый для различных значений отношения b/c из табл. 2-2.

Таблица 2-2

bjc	κ,,	b /c	κ.,
0,010 0,020 0,030 0,040 0,050 0,060 0,070 0,080 0,090 0,150 0,250 0,250 0,300	25,080 20,730 18,195 16,395 15,005 13,875 12,920 12,100 11,380 10,740 8,305 6,640 5,396 4,422	0.350 0.400 0.450 0.550 0.650 0.700 0.750 0.700 0.850 0.850 0.900 0.95) 0.900	3,635 2,985 2,443 1,985 1,5955 1,2635 0,9810 0,7405 0,5371 0,3673 0,2285 0,1193 0,040535 0,018550
	1 1	L 0.990	0,000010

Значения *b/c* определяются из выражения

$$\frac{b}{c} = \frac{1 - \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 + 4\left(\frac{a}{D_2}\right)^2}{1 + \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 + 4\left(\frac{a}{D_2}\right)^2}.$$
 (2.78)

Два круглых витка с общим центром, плоскости которых повериуты между собой на угол а (рис. 2-33):

$$M [H2H] = K_{12}D_2 [cM]; D_2 > D_1; \mu_r = 1, (2-79)$$

где K_{12} — поправочный коэффициент, определяемый по графику рис. 2-34 в зависимости от отношения $\frac{D_1}{D_2}$ и угла α .

Уравнение (2-79) справедливо при условии, что проводники обоих витков имеют одина-

ковый диаметр, величина которого мала по сравнению с D_1 и D_2 .



.

Рис. 2-33. Два круглых витка с общим центром, плоскости которых повернуты на угол а.



Рис. 2-34. График значений коэффициента К₁₂ к ур. (2-79).

Два прямоугольных витка с параллельными сторонами, расположенные в одной плоскости (рис. 2-35). При любом взаимном положении витков в одной плоскости справедливо уравнение

$$M = M_{15} + M_{26} + M_{37} + M_{48} - M_{17} - M_{28} - M_{35} - M_{46}, \qquad (2-80)$$

где M₁₅, M₂₆ и т. д. — взаимная индуктивность между соответствующими сторонами.

При симметричном расположении витков в одной плоскости имеем:

$$M_{15} = M_{37}; \ M_{26} = M_{48}; \ M_{17} = M_{35}; M_{28} = M_{46};$$
(2-81)

$$M_{\bullet} = 2 \left(M_{15} + M_{26} \right) - 2 \left(M_{17} + M_{28} \right). \quad (2-82)$$

При симметричном и параллельном расположении сторон квадратных витков

$$M = 4 \left(M_{15} - M_{17} \right). \tag{2-83}$$





Рис. 2-35. Два прямоугольных витка, расположенных в одной плоскости.

Рис. 2-36. Коаксиальные цилиндрические катушки; внешняя катушка длиннее внутренней.

Две коаксиальные цилиндрические катушки. [Л 19, 20]. Если внешняя катушка длиннее внутренней (рис. 2-36), то

$$M [H2H] = -\frac{2\pi^2 (r_2 [cM])^2 \omega_1 \omega_2}{b [cM]} \times \left\{ \frac{\int r_1^2 r_2^2 \left[3 - \left(\frac{l_2}{r_2} \right)^2 \right]}{8b^4} + 1 \right\}, \quad (2-84)$$

где w₁ — число витков внешней катушки; w₂ — число витков внутренней катушки;

$$b = \sqrt{r_1^2 + (0,5l_1)^2}.$$

Если внешняя катушка короче внутренней (рис. 2-37), то ур. (2-84) остается в силе, однако обозначения должны соответствовать рис. 2-37. Если обе катушки одинаковой длины (рис. 2-38), то применяют следующую формулу [Л. 21]:

$$M \ [H2H] = -\frac{4\pi^{2} (r^{2} \ [CM])^{2} w_{1} w_{2}}{l \ [CM]} \times \left[1 - \frac{D_{1}}{l} \left(0, 5 - \frac{r_{2}}{8D_{1}}\right)\right]; \ D_{1} \ll l. \ (2-85)$$





Рнс. 2-37. Коакснальные цилиндрические катушки. внешняя катушка короче внутренней.

.

Рис. 2-38 Коаксиальные цилинарические катушки одинаковой длины.

О катушках различных размеров и иначе расположенных друг по отношению к другу см. [Л. 12, 22].

Две коаксиальные катушки, намотанные на общем тороидальном основании (рис. 2-39):

$$M [H2H] = \frac{4\pi w_1 w_2 F [CM^2]}{l [CM]}.$$
 (2-86)

Формулы для расчета взаимной индуктивности многослойных катушек см. (Л. 12, 14, 23].

2-7. КАТУШКИ С РЕГУЛИРУЕМОЙ ИНДУКТИВНОСТЬЮ [Л. 16]

Возможность регулировки индуктивности на практике чаще всего достигается при помощи следующих способов:

1. Секционированные катушки (с отводами), у которых витки включаются и отключаются по одному или группами (иеплавное изменение L).



Рис. 2-39. Две коаксиальные катушки на общем торондальном основании.

2. Катушки и вариометры, у которых плавное изменение индуктивности достигается изменением влияющих на нее величин, например коэффициента связи с проводами схемы или с другими катушками, расположенными в поле данной катушким, длины катушки, формы катушки, действующей магнитной проницаемости сердечника катушки. О вариометре с высокочастотным сердечником см. § 2-14.

Наиболее важными свойствами вариометров являются: диапазон регулирования $L_{\text{макс}}/L_{\text{мин}}$ (вариация), воспроизводимость и стабильность значений L во времени, при изменениях температуры и в зависимости от механической точности приспособления для регулирования.

Наиболее употребительными являются следующие конструкции:

Катушка со скользящим контактом (рис. 2-40). При помощи скользящего контакта, обеспечивающего соединение с каждым

витком катушки, можно осуществить регулировку индуктивности *L* ступенями. Плавную регулировку можно получить у однослойной цилиндрической катушки из голого провода, заставляя ее вращаться вокруг оси так, чтобы контактный рычаг с роликом сколь-



Рис. 2-40. Катушка со скользящим контактом.

зил вдоль проволоки [Л. 13, 14, 24].

Недостатком всех подобных приборов является то, что свободные витки катушки в сочетании с их собственной емкостью (см. § 2-8) могут стать источником нежелательных резонансных явлений и потерь. Следуст также отметить затруднения, связанные с действием скользящего контакта, например неточную воспроизводимость регулировки, проскальзывания, изменения переходного сопротивления.

Последовательное соединение двух катушек с регулируемой взаимной индуктивностью (рис. 2-41). В вариометре с выдвижной катушкой (рис. 2-42) взаимная индуктивность M₁₂ двух входящих одна в дру-





Рис. 2-41. Послеловательное включение двух катушек с регулируемой взаимной инлуктивностью.

Рис. 2-42. Вариеметр с подвижной катушкой.

гую катушек, обычно цилиндрических, с индуктивностями L_1 и L_2 изменяется путем перемещения одной из них вдоль оси, см. § 2-6. Индуктивность при последовательном соединении находится из выражения

$$L = L_1 + L_2 \pm 2M_{12}, \qquad (2-87)$$

причем L_1 и L_2 вычисляются согласно § 2-4 или 2-5, M_{12} — согласно § 2-6. Зиак + у последнего члена принимается при одинаковом направлении намотки обеих катушек, знак при встречной намотке.

Вариометр с вращающейся катушкой (рис. 2-43) состоит из двух катушек, чаще всего цилиндрических, одна из которых может вращаться внутри другой, благодаря чему изменяется их взаимная индуктивность. Если угол между осью вращения внутренней катушки и осью внешней катушки равен 90°, то индуктивность при последовательном соединении равна:

$$L[H2H] = L_1[H2H] + L_2[H2H] \pm \pm 2\cos\alpha M_{\text{Make}}[H2H], \qquad (2-88)$$

где α — угол поворота внутренней катушки; $M_{\text{макс}}$ — максимальная взаимная индуктивность, вычисляемая согласно § 2-6; для цилиндрических катушек она имеет место при α = 0 (катушки • расположены коаксиально).

Знак + у последнего члена в ур. (2-88) имеет место при одинаковом, а знак — при встречном направлении намотки катушек. Если внутренняя катушка может поворачиваться на 180°, то достигается очень широкий диацазон регулировки. Значения L_1 и L_2 вычисляются, как указано в § 2-4 или 2-5. Диапазон регулировки определяется из выражения

$$\frac{L_{\text{makc}}}{L_{\text{mHH}}} = \frac{L_1 + L_2 + 2M_{\text{makc}}}{L_1 + L_2 - 2M_{\text{makc}}}.$$
 (2-89)

При $L_1 + L_2 \gg M$ можно применить приближенную формулу

$$\frac{L_{\rm Makc}}{L_{\rm MWH}} = 1 + \frac{4M_{\rm Makc}}{L_1 + L_2}.$$
 (2-90)

Чтобы сделать диапазон регулировки возможно бо́льшим, $M_{\text{макс}}$ увеличивают до пределов, ограничиваемых только конструктивными возможностями. Оптимальным с этой точки зрения является шаровой вариометр (рис. 2-44), у которого расстояние



Рис. 2-43. Вариеметр с вращающейся катушкой.



между внутренней и внешней катушками можно сделать минимальным. При применении катушек с сердечниками коэффициент связи $k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$ можно получить равным 0,5 — 0,7 и больше.

Параллельное включение двух катушек с регулируемой взаимной индуктивностью (рис. 2-45). При таком соединении взаимная индуктивность может изменяться так же, как и при последовательном соединении. Результирующая индуктивность в этом случае подсчитывается по формуле

$$L = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 + L_2 \mp 2M},$$
 (2-91)

где L_1 и L_2 — индуктивности отдельных катушек;

М — взаимная индуктивность.

Отрицательный знак в знаменателе соответствует одинаковому, а положительный встречному направлению намотки катушек.



Рис. 2-45. Параллельное включение двух катушек с регулируемой взаимной индуктивностью.

Рис. 2-46. Вариометр с короткозамкнутой катушкой.

Варнометр с короткозамкнутой катушкой (рис. 2-46). Индуктивность катушки, в поле когорой перемещается или вращается корот-козамкнутая, электрически не связанная с ней вторая катушка, так что коэффициент связи $k = M/VL_1L_2$ между ними изменяется, подсчитывается по следующей формуле:

$$L = L_1 - \frac{M^2}{L_2} = L_1(1 - k^2) = L_1 \left(1 - \frac{M^2}{L_1 L_2}\right).$$
(2-92)

Часто вместо короткозамкнутой катушки применяют замкнутое кольцо или шайбу из хорошо проведящего материала [Л. 15]. Все вариометры такого типа имеют тот недостаток, что добротность Q_L катушки заметно сиижается по мере возрастания коэффициента связи k.

2-8. СОБСТВЕННАЯ ЕМКОСТЬ КАТУШЕК [Л. 25, 26]

Поведение реальной катушки при изменении частоты отличается от поведения чистой индуктивности вследствие наличия частичных емкостей между от-

дельными витками и емкостей на землю. катушку Реальную (дроссель) можно уподобить колебательному контуру; при этом индуктивность L и емкость C приблизительно равномерно распределены по длине катушки (рис. 2-47,6). Если на низких частотах реактивное сопротивление катушки X_{L} определяется yp.



Рис. 2-47. Эквивалентная схема катушки с собственной емкостью.



Рнс. 2-48. Изменение реактивного сопротивления катушки с потерями и без потерь с учетом собственной емкости.

(2-34), то по мере приближения частоты к резонансной частоте f_r , определяемой значениями L и C_L (рис. 2-47, a), катушка начинает вести себя как обычный параллельный резонансный контур (рис. 2-48; подробнее см. § 3-12). В области $f < f_r$

$$X = \frac{X_L}{\left(1 - \frac{\hat{f}}{\hat{f}_r}\right)^2} \,. \tag{2-93}$$

Собственная емкость катушки определяется уравнением

$$C_L = \frac{1}{(2\pi f_r)^2 L} \,. \tag{2-94}$$

На частотах выше резонансной простая схема замещения с единственной собственной емкостью C_L не дает возможности учесть влияние частоты, так как при этом нет равномерного распределения напряжения вдоль катушки.

Обычно стремятся к возможному снижению собственной емкости, так как она создает добавочные потери в катушке и ограничивает диапазон настройки колебательного контура. Емкостные реактивные токи катушки, проходящие через частичные емкости и общую емкость C_L , тем более сравнимы с общим током катушки, чем выше частота, приложенное напряжение, активное сопротивление обмотки и эти емкости. Емкость C_L определяется без сложных расчетов лишь для катушек простых форм и видов намотки; при этом предполагается, что наибольший размер катушки (диаметр или длина) мал по сравнению с длиной волны λ_0 [Л. 27]. Для катушек в пустоте C_L

в основном определяется их геометрическими размерами и лишь отчасти шагом обмотки. В табл. 2-3 приводятся некоторые числовые значения отношения C_L $[n\phi]/D[cm]$ для однослойной цилиндрической и плоской катушек в зависимости от отношения

Более точные формулы для катушек, заземленных одним концом, а также для оценки емкости относительно земли см. [Л. 28 стр. 137—157].

Значения C_L у катушек без каркаса с малым числом витков, что обычно для частот выше З May, лежат в пределах 3—15 $n\phi$. Собственная емкость цилиндрических катушек с плотной намоткой для частот около 1 May, а также катушек с сердечниками из высокочастотного железа (см. § 2-14) составляет 10—40 $n\phi$. Для снижения емкости катушек каркас, крепление и другие изоляционные детали выполняются из материалов с и низким коэффициентом потерь tg δ (см. § 2-21). Кон

]

Рис. 2-49. Катушка с секционированной намоткой.

структивно катушки выполняют так, чтобы детали из диэлектрика содержали Минимальное количество материала и по возможности находились в местах с малой напряженностью электрического поля. Особенно низкие значения C_L получаются у цилиндрических катушек с секционированной намоткой (рис. 2-49), у которых несколько плоских катушек размешены в отдельных секциях общего каркаса и соединены последовательно. Разделение на *п* секций снижает



Рис. 2-50. Пирамидальная намотка.

Таблица 2-3

Однослойные цилиндрические катушки				Плоские н	атушки			
l/D = 0,10	0,25	0,50	1,0	2,0	4.0	r/D = 0,10	0,25	0,50
$C_L/D = 0,257$	0,236	0,239	0, 23 9	0,257	0 302	$C_L/D = 0,257$	0,237	0, 243

собственную емкость таких катушек примерно в *n* раз. Малой емкостью обладают также многослойные цилиндрические катушки с пирамидальной намоткой (рис. 2-50), катушки с универсальной намоткой и плоские бескаркасные катушки (с корзиночной намоткой), у которых механическая прочность достигается перекрестным направлением слоев. Собственная емкость многослойных катушек все же больше, чем собственная емкость однослойных катушек одинаковой индуктивности. Собственная емкость и емкость на землю увеличиваются любыми проводящими предметами, находящимися вблизи. Для экранов катушек существует правило, чтобы их расстояние от обмоток было по крайней мере равно диаметру катушки [Л. 30]. Подробнес о влиянии экранов см. [Л. 31].

2-9. ПОТЕРИ В КАТУШКАХ И ЭКРАНАХ [Л. 32, 33]

Потери в катушке с затуханием d_L (§ 2-2) можно представить с помощью эквивалентного сопротивления потерь R_L , включенного последовательно с индуктивностью без потерь L (рис. 2-51):

$$R_L = d_L X_L = 2 \frac{P_L}{I^2} = \frac{1}{\mathbf{Q}_L} X_L; \qquad (2-95)$$

где P_L — общая мощность потерь;

X_L — индуктивное реактивное сопротивле-

ние по ур. (2-34);

I — ток в цепи;

 d_L — затухание;

Добротность.

Между затуханием d_L и углом потерь δ_L имеются следующие соотношения:

$$d_L = \operatorname{tg} \delta_L = \frac{R_L}{X_L}; \qquad (2-96)$$

$$\delta_L = \operatorname{arctg} d_L.$$
 (2-97)

Абсолютное значение полного сопретивления катушки с потерями определяется как

$$Z = \sqrt{R_L^2 + X_L^2} = X_L \sqrt{1 + d_L^2}$$
 (2-98)

Для катушек с малыми потерями можно приближенно считать: $d_L = \delta_L$; δ_L должно быть выражено в радианах. (2-99)

Общее сопротивление потерь R_L в общем случае складывается из следующих отдельных сопротивлений:

$$R_{L} = R_{проведника} + R_{вихр. токов} + + R_{диэлектр.} + R_{излучения.}$$
(2-100)

Относительно указанных составляющих сопротивления можно сказать следующее (см. [Л. 14, 26, 30]):

 R_{проводника} — сопротивление потерь проводника катушки при рабочей частоте f. В этом сопротивлении учтены поверхностный



эффект, неравномерная поверхностная плотность тока, эффект блязости и влияние экранов (см. § 2-1). Для очень тонких проводов, у которых диаметр d меньше толщины проводящего слоя s [см. ур. (2-14)], $R_{проведника}$ равно сопротивлению постоянному току. Сопротивление потерь, обусловленное поверхностным эффектом (см. § 2-1), растет пропорционально \sqrt{I} . Более подробно о потерях в катушках из в. ч. провода см. [Л. 14,23].

2. $R_{\rm вихр.\ токов}$ возникает вследствие того, что наведение токов в соседних витках катушки, так же как и во всех окружающих металлических частях (экранах, креплении, конструктивных деталях и т. п.), связано с потерями. Потери вследствие вихревых токов растут приблизительно пропорционально квадрату частоты и практически имеют значение на частотах от 500 кги [Л. 34,35]. Для простейшего случая цилиндрической катушки в круглом экране (рис. 2-52) действующую индуктивность L в первом приближении можно вычислить из выражения

$$L = L_1 (1 - k^2), \qquad (2-101)$$

где L₁ — индуктивность катушки без экрана согласно § 2-4 или 2-5;

k — көөффициент связи между катушкой и воображаемой короткозамкнутой катушкой. заменяющей экран.

С известным приближением экран может быть заменен рядом отдельных короткозамкнутых витков и вносимое им сопротивление равно:

$$Z_{k} = \frac{\omega^{2}M^{2}}{j\omega L_{2} + R_{2}} = -\frac{j\omega^{3}M^{2}L_{2}}{\omega^{2}L_{2}^{2} + R_{2}^{2}} + \frac{\omega^{2}M^{2}R_{2}}{\omega^{2}L_{2}^{2} + R_{2}^{2}} \approx$$

$$\approx -\frac{j\omega M^{2}}{L_{2}} + R_{2}\frac{M^{2}}{L_{2}^{2}}; \qquad (2-102)$$

где ω = 2πf — угловая частота;

- М взаимная индуктивность между основной катушкой и катушкой замещающей экран, определяемая по § 2-6;
- *R*₂ активное сопротивление вихревых токов экрана. Из ур. (2-101) следует, что

индуктивность катушки уменьшается. Это уменьшение равно (в процентном отношении)

$$-k^2 = -\frac{F_1}{F_2}, \qquad (2-103)$$

где k — коэффициент связи;

F₁ и F₂ — площади поперечного сечения катушки и экрана.

Изменение затухания катушки из-за наличия экрана определяется действительной частью вносимого полного сопротивления Z_k :

$$R_k = R_2 \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2 w \qquad (2.104)$$

где *w* — число витков катушки.

Для уменьшения R_k , а вместе с ним и $R_{\text{вихр.токов}}$ катушки F_2 следует делать возможно большим (см. § 2-2). Кроме того, для экранов необходимо применять материалы с высокой проводимостью (серебро, медь, алюминий и т. п.) или использовать их в качестве покрытия других материалов (например, железа). Подробнее см. [Л. 31, 33].

3. $R_{диэлектр}$ является слагающей, обусловленной диэлектрическими потерями в изоляции витков, изолирующих частях креплений и каркасе катушки. Она зависит от собственной емкости катушки (см. § 2-8), а также от угла потерь в изоляционных материалов (см. § 2-21). При неизменном токе через катушку $R_{диэлектр}$ растет приблизительно пропорционально кубу частоты. Для расчетов применяется следующая приближенная формула:

$$R_{\text{диэлектр}}[om] \approx 0.25 (f [M z u])^3 (C [n\phi]) (L [HzH])^2 \times \delta_{C} \cdot 10^{-9}, \qquad (2-105)$$

где f — рабочая частота;

С — собственная емкость катушки¹;

L — индуктивность катушки;

δ_C — угол потерь изоляционного материала.

4. $\vec{R}_{H3лучения}$ достигает заметных значений только при высоких частотах или у катушек больших размеров, порядка $\frac{\lambda}{10}$

(λ — длина волны). Потери излучения растут приблизительно пропорционально четвертой степени частоты.

2-10. КАТУШКИ ПОВЫШЕННОЙ МОЩНОСТИ [Л. 15, 16]

К катушкам повышенной мощности, применяемым в передающих устройствах, предъявляются следующие основные требования:

а) работа при требуемой мощности, выраженной в ква, в, а и при максимальной рабочей частоте;

б) малые потери;

в) теплостойкость при собственном нагреве и при дополнительном нагреве со стороны окружающей среды;

¹ Точнее брать "емкость через диэлектрик" см. [Л. 14]. (Прим. ред.) г) у катушек для высоких напряжений электрическая прочность при возможных случайных перенапряжениях;

 д) механическая прочность при воздействии ударных токов короткого замыкания.

Добротность \mathbf{Q}_L , а также затухание d_r (см. § 2-9) зависят от конструкции катушки, от примененных изолирующих материалов и от частоты. Приближенно Q_L находится путем вычисления активного сопротивления провода с учетом поверхностного эффекта (см. § 2-1). Наивысшего значения Q_L достигает у катушек без каркаса. На длинных волнах значение QL может равняться 3 000 и выше. Q_L уменьшается при применении сплошных проводов и при наличии деталей внутри катушки, например роторов вариометров, особенно если они выполнены из сплошного провода или трубки, или каркасов, особенно если они изготовлены из электрокартона с большим углом потерь. У хороших катушек колебательных контуров и у вариометров для средних волн, изготовленных из трубки с керамической изоляцией, при мощностях порядка 500 ква значения Q, лежат в пределах от 200 до 500.

Затухание d_L при данной реактивной мощности Рь определяет величину потерь $P = d_L P_b$, выделяемых в виде тепла, и вместе с электрической прочностью ограничивающих мощность. Удельная тепловая нагрузка в зависимости от теплостойкости изолирующих материалов и условий охлаждения может составлять от 0,1 до 1,0 вт на 1 см² площади продольного разреза катушки D · l'. Наименьшее значение она имеет в катушках с каркасом из электрокартона и намотанных в. ч. проводом (литцендратом), наибольшеев катушках из трубок на керамических каркасах при принудительном воздушном охлаждении. Еще бо́льшие ее значения могут быть допущены при водяном охлаждении.

Электрическая прочность обеспечивается исключением из конструкции катушки низкокачественных диэлектриков и легковоспламеняющихся материалов и применением дугостойких керамических материалов. В. ч. провода разрушаются уже после однократного пробоя.

Катушки постоянной индуктивности для колебательных контуров. Катушки постоянной индуктивности для колебательных контуров повышенной мощности выполняются почти исключительно в виде однослойных цилиндрических катушек ввиду простоты их изготовления (см. § 2-4). Высокочастотные магнитные сердечники

Высокочастотные магнитные сердечники применяются лишь для небольших катушек. Схематическое выполнение цилиндрической катушки с экраном показано на рис. 2-53. Влияние экранирования на индуктивность и затухание рассмотрено в § 2-9 и [Л. 28]. При проектировании катушки с постоянной индуктивностью для колебательных контуров следует обращать внимание на то, чтобы ее собственная частота была значительно выше области рабочих частот (см. § 2-8). На электрическую прочность оказывает влияние то, что отдельные витки раз-



Рис. 2-53. Цилиндрическая катушка с цилиндрическим экраном.

Длина экрана равна $l + D_a - D$. Для вычисления индуктивнести определяют коэффициент связи между катушкой и экраном, предполагая его равным коэф фициенту связи цилиндрических катушек соответствующей длины. L нахолится по ур. (2-101), Большей частью для экранирования достаточно двух колец диаметром D_a , каждое длиной l/4.

лично связаны с полем. Поэтому распределение напряжения вдоль катушки получается неравномедным и напряжение на средних витках получается больше, а на крайних меньше.

Типы конструкций. Простейшей является бескаркасная конструкция катушки из нескольких витков голой проволоки или, при большем диаметре, из трубки. Для получения большей прочности конструкции применяют цилиндрические или ребристые каркасы. Для повышения электрической прочности многослойные катушки должны выполняться малоемкостными намотками, например «в перекидку» (рис. 2-54). Угол диэлектрических потерь используемых материалов в значительной степени определяет качество катушки. При невысоких требованиях удовлетворяются электрокартоном, пропитанным искусственными смолами. Недостатком этого материала являются его невысокая теплостойкость, особенно в сочетании с большим углом потерь и малой электрической прочностью. Для обмотки применяют изолированную или голую про-



Рис. 2-54. Малоемкостная многослойная обмотка "в перекидку".

волоку или ленту, в последних случаях с прокладкой шнура (нитки) для обеспечения заданного расстояния между витками (шага), а также в. ч. провод для уменьшения омических потерь. В более ответственных случаях применяют каркасы из керамики. Они чрезвычайно жестки и сочетают высокую теплостойкость с незначительным углом потерь. В виде примера на рис. 2-55 показаны два ребристых каркаса для катушек средней величины (около 100 мм диаметром), один из них с пазами для обмотки. Поверхность керамики можно металлизировать (см. § 2-22) для припайки металлических деталей, например контактов. Обмотка изготовляется из в. ч. провода или голой проволоки; в ответственных случаях последняя серебрится [Л. 15, 36].



Рис. 2-55. Керамические ребристые каркасы для катушек колебательных контуров.

Каркасы для больших катушек делаются из круглых керамических стержней с пазами (рис. 2-57). Для этой цели также применяют стеклянные стержни прямоугольного сечения.

2-11. ВАРИОМЕТРЫ [Л. 14, 15, 16]

Передатчики для широкого диапазона частот, как правило, настраиваются вариометрами [Л. 37]. Различают следующие конструкции вариометров.

Вариометр с вращающейся катушкой состоит из двух катушек, из которых одна (ротор) вращается внутри другой (статор) (см. § 2-7). Различают конструкции с последовательно или параллельно включенными катушками, а также с короткозамкнутой внутренней катушкой (короткозамкнутый ротор). Значения индуктивности при последовательном и параллельном включении катушек получаются соответственно из ур. (2-87) и (2-91). Вариация $L_{\text{макс}}/L_{\text{мин}}$ в обоих случаях одинакова: однако значения индуктивности при том и другом соединении не совпадают. Вариация получается наибольшей при L1=L2, однако это условие может быть выполнено лишь приближенно, так как внутренняя катушка всегда имеет меньшие размеры. При цилиндрических катушках и малой длине наружной катушки (l<D) вариация получается от 4 до 5 при коэффициенте связи 50-65%. В шаровых вариометрах величина вариации получается больше примерно в 2 раза. Затухание при установке в положение L_{мин} возрастает тем больше, чем больше вариация.

При последовательном соединении ток в обеих катушках одинаков, а распределение напряжения зависит от величин L_1 и L_2 , а также от взаимного положения катушек. Если U — общее напряжение, а U_1 и U_2 — напряжения на L_1 и L_2 ($U = U_1 + U_2$), то

$$\frac{U_1}{U} = \frac{L_1 + M}{L_1 + L_2 + 2M}$$
(2-106)

И

$$\frac{U_2}{U} = \frac{L_2 + M}{L_1 + L_2 + 2M}.$$
 (2-107)

M в крайних положениях или положительно ($L_{\rm макс}$), или отрицательно ($L_{\rm мин}$). Если $|M| > L_2$, то при $L_{\rm мин}$ U_2 может стать отрицательным и $U_1 > U$. На это следует обращать внимание при расчете виткового напряжения в связи с уже упоминавшимся при рассмотрении катушек с постоянной индуктивностью неравномерным распределением виткового напряжения.

При параллельном включении катушек напряжение на них одинаково, но рас пределение тока различно. Если I — общий ток, а I_1 и I_2 — токи в L_1 и L_2 ($I = I_1 + I_2$), то

$$\frac{I_1}{I} = \frac{L_2 - M}{L_1 + L_2 - 2M} \tag{2-108}$$

$$\frac{L_2}{I} = \frac{L_1 - M}{L_1 + L_2 - 2M} \quad (2-109)$$

Если $|M| > L_2$, то при $L_{\text{макс}}$ I_1 может стать отрицательным и $I_2 > I$. Это следует учитывать при определении данных внутренней катушки.

У вариометра с кореткозамкнутой катушкой (ротором) L изменяется при повороте на 90° по ур. (2-92). У этого вариометра величина вариации $L_{\rm макс}/L_{\rm мин}$ получается значительно меньшей, чем при питании внутренней катушки, но зато исключается подвод тока (контактные кольца, гибкие подвижные проводники) к ротору. Ток в короткозамкнутой катушке равен:

$$l_2 = -l_1 \cdot k \, \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \,, \qquad (2-110)$$

где k — көэффициент связи между катушками. При экранировании наружную катушку вариометра помещают в экран (аналогично рис. 2-53). Поэтому вариация уменьшается. Если обозначить через k_1 и k_2 максимальные значения коэффициентов связи катушек L_1 и L_2 с экраном (оси катушек параллельны), то при последовательном включении катушек

$$L_{\text{MAKC}} = L_1 (1 - k_1^2) + L_2 (1 - k_2^2) + + 2M \left(1 - \frac{k_1 k_2}{k} \right)$$
 (2-111)

И

$$\mathcal{L}_{MHH} = L_1 \left(1 - k_1^2 \right) + L_2 \left(1 - k_2^2 \right) - 2M \left(1 - \frac{k_1 k_2}{k} \right) \cdot (2-112)$$

При параллельном включении

$$L_{\text{MARC}} = \frac{L_1 L_2 \left(1 - k^2 - k_1 - k_2^2 + 2k_1 k_2 k\right)}{L_1 \left(1 - k_1^2\right) + L_2 \left(1 - k_2^2\right) - 2M \left(1 - \frac{k_1 k_2}{k}\right)}$$
(2-113)

И

$$= \frac{L_{1}L_{2}\left(1-k^{2}-k^{2}-k^{2}+2k_{1}k_{2}k\right)}{L_{1}\left(1-k^{2}_{1}\right)+L_{2}\left(1-k^{2}_{2}\right)+2M\left(1-\frac{k_{1}k_{2}}{k}\right)}$$
(2-114)

Наконец, для экранированного вариометра с короткозамкнутой катушкой

$$L_{\rm Make} = L_1 \left(1 - k_1^2 \right) \,. \tag{2-115}$$

$$L_{\rm MHH} = L_1 \frac{1 - k_1^2 - k_2^2 - k^2 + 2k_1k_2k}{1 - k_2^2} \cdot (2.116)$$

Существует много различных конструкций вариометров с вращающейся катушкой. На рис. 2-56 показана конструкция шарового вариометра на керамических каркасах (диаметры 145 и 170 мм), с металлической осью и с намоткой из в. ч. провода.

При небольшой реактивной мощности вариация может быть увеличена путем применения магнитного сердечника в роторе; это одновременно уменьшает затухание. Вариометры больших размеров, так же как и катушки с постоянной индуктивностью, имеют сборную конструкцию. В виде примера на рис. 2-57 показан вариометр для оконечного каскада средневолнового передатчика мощностью 100 квт (днаметр катушки 600 мм, обмотка из алюминиевой трубки диаметром 25 мм; режим работы: напряжение 35 кв, симметричное по отношению к земле, ток 80 а, мощность 1 500 ква, $\lambda_{_{\rm MHH}} = 200$ м). Основными конструктивными элементами каркаса являются: четыре керамических шлифованных стержня, укрепленных вверху и внизу на крестовинах из легкого металла. Ось крепится в подшипниках из легкого металла, обмотка ретора для уменьшения потерь на вихревые токи выполнена из в. ч. провода и имеет шаровую форму. При помощи вентилятора она обдувается воздухом через основание вариометра. От наружной цилиндрической катушки (статора) сделаны отводы. Это позволяет сущеувеличить вариацию. Конструкция ственно иметь достаточную электрическую должна прочность, особенно в местах крепления витков. Неработающие витки внешней катушки замыкаются накоротко, ибо в противном случае, особенно когда включено немного вит-



Рис. 2-56. Керамический каркас для шарового вариометра с вращаю цейся катушкой.





Рис. 2-57. Вариометроконечного двухтактного каскала мощного средневолнового радиопередатчика.

ков, легко может возникнуть коронный разряд.

Вариометр со скользящим контакто м состоит из одной обмотки, включаемой частично или полностью при помощи скользящего контакта. L_{макс} определяется индуктивностью обмотки с учетом экранирования, L_{мин} очень мало и определяется наименьшей длиной подводящих проводов и контактной рукоятки. Благодаря этому вариация получается большой. Преимуществом является также и то, что затухание при установке в положение L_{мин} не увеличивается так сильно, как у вариометра с вращающейся катушкой, ибо рабочая длина провода при этом также уменьшается Вариометры со скользящими контактами особенно удобны для коротковолновых передатчиков с частой перестройкой. На рис. 2-58 показан принцип конструкции симметричного вариометра для двухтактного каскада коротковолнового передатчика. Обмотка из трубки крепится на четырех или шести ке-



Рис. 2-58. Принцип конструкции вариометра со скользящими контактами, симметричного относительно земли; продольный разрез.



Рис. 2-59. Керамический ротор конусного вариометра со скользящими контактами: намотка выполнена методом вжигания.

рамических стержнях, параллельных оси. Половины обмотки имеют встречное направление намотки. Два контактных рычага сидят на оси и передвигаются с помощью трубки со шлицем, охватывающей ось. Неработающие витки замыкаются накоротко и соединены с осью, имеющей потенциал земли. Обмотка н ось при больших мощностях, особенно на коротких волнах, часто охлаждаются водой. При устранении одной половины получается конструкция, несимметричная относительно земли.

Недостатком вариометров со скользящими контактами является наличие пружинных контактов, которые легко перегреваются. Попытка снизить нагрузку отдельных пружин путем увеличения их числа оказывается безуспешной, потому что «внутренняя» пружина вследствие вытеснения тока полем принимает на себя подавляющую часть тока. Вместо контактных пружин оправдали себя ролики с сильным нажимом. Для устранения возможности короткого замыкания витков опорные ролики изолируются; обмотка при этом выполняет роль направляющей. Кривая изменения L может быть скорректирована, например, путем соответствующего выбора шага обмотки.

Вариометры со скользящими контактами для средних и длинных волн имеют очень большие размеры. Однако они все же применяются и на этих диапазонах вследствие большого значения вариации. В небольших конструкциях обмотку иногда делают вращающейся вокруг оси (рис. 2-59), а контакт располагают снаружи, благодаря чему снижается затухание.

Вариометр со скользящими контактами для очень больших мощностей выполняется иногда в виде короткозамкнутого отрезка линии, длина которой меньше λ/4; входное реактивное сопротивление такой линии является индуктивным. В симметричных относительно земли конструкциях этого типа применяют двухпроводную линию из охлаждаемых водой труб, которые помещаются в закрытый ящик прямоугольного сечения. Действующая длина линии регулируется короткозамыкающим мостиком. И в этом случае наиболее пригодными оказались роликовые контакты. Для увеличения вариации и уменьшения зависимости реактивной мощности от частоты такие вариометры целесообразно соединять с конденсатором переменной емкости и объединять их конструктивно [Л. 38].

2-12. КАТУШКИ ВЫСОКОЙ СТАБИЛЬНОСТИ [Л. 39, 40]

В задающих каскадах генераторов с самовозбуждением применяются катушки или вариометры небольшого размера (диаметром до 120 мм), к которым предъявляются жесткие требования в отношении механической устойчивости и электрической стабильности. Обычно в этих случаях используют специальные конструкции на керамических каркасах.

Катушки с постоянной индуктивностью для этой цели изготовляют следующим образом: в керамическом цилиндре вышлифовывается плоский винтообразный паз, который серебрится, а иногда и усиливается гальва-ническим путем, образуя провод (см. § 2-21). По такому же способу изготовляют плоские и даже тороидные катушки. Рис. 2-60 показывает, какой сложной формы катушки можно получать этим путем (диаметр от 20 до 45 мм, высота от 64 до 85 мм, индуктивность от 0,2 до 1 *мкгн*; Q_L≈140 при λ=15 *м*; см. также рис. 2-59). Способом «вжигания» достигается прочное соединение между «обмоткой» и корпусом и металлу вынужденно сообщается малый коэффициент расширения керамики. Это устраняет остаточные изменения размеров вследствие механических напряжений при колебании температуры и индуктивность приобретает однозначную зависимость от температуры, что недостижимо при обычных способах намотки. Внутренние напряжения устраняются при помощи искусственного старения (отжига). Так как в данном случае температурный коэффициент индуктивности (т. к. и.) определяется свойствами керамики, то применяют керамическую массу с особенно малым температурным коэффициентом линейного расширения.

Вариометры с вращающейся катушкой (см. § 2-7), часто выполняемые для устранения скользящих контактов и для получения большей цены деления шкалы (при малом значении вариации), как вариометры с короткозамкнутыми катушками, также могут изготовляться путем вжигания проводников. При расположении катушки и короткозамкнутого кольца под углом 45° к оси вращения ротора (рис. 2-61) полное изменение индуктивности происходит в пределах угла поворота 180°. Устройством нескольких короткозамкнутых колец на шаровом роторе можно, кроме того, влиять на кривую индуктивности.





Рис. 2-61. Вариометр с короткозамкнутым витком, с углом поворота 180°.

Рис. 2-60. Керамическая катушка с обмоткой, выполненной методом вжигания. Катушки, изготовленные методом вжигания, хорошо оправдали себя в коротковолновом диапазоне. При их применении достигаются температурные коэффициенты индуктивности $\Delta L/L=20-40\cdot10^{-6}$ °C в пределах температур от -40 до +60°C. Еще бо́льшая стабильность может быть получена при помощи конденсаторов с отрицательным температурным коэффициентом (термокомпенсация [Л. 41, 42]).

На средних и длинных волнах применяются проволочные обмотки. В этом случае иа керамических каркасах нарезают пазы: обмотка изготовляется из тонкого в. ч. провода и закрепляется лаком. Этим путем достигается достаточно жесткая связь с керамикой и удается в известной мере избегнуть остаточных деформаций. Для подводки тока к ротору применяются контактные кольца с пружинами.

В заключение следует упомянуть, что вопросы конструкции о пор, привода и шкалы требуют особого внимания, так как от них зависит точность установки индуктивности. Иногда приходится применять большие шкалы с нониусом и лупой или счетные механизмы с приводом без свободного хода.

• 2-13. ДРОССЕЛИ

Дросселн для передатчиков средних и длинных волн при низких и средних напряжениях выполняются малоемкостной обмоткой на большом Ш. или Н-образном сердечнике из железа. При высоких и высокочастотного очень высоких напряжениях обмотка располагается на цилиндрическом каркасе из электрокартона или керамики. Дроссели для коротких волн в зависимости от индуктивности могут выполняться бескаркасными. Так как малые потери часто нежелательны, то применяются сплошные провода. Для увеличения затухания при резонансе параллельно дросселю включают сопротивление; при необходимости сопротивления присоединяют параллельно частям обмотки (половине или через каждую четверть ее длины). Этот способ наиболее пригоден для подавления резонанса на высших гармониках с нестационарным распределением напряжения.

Дроссели для заземления антенн служат для соединения с землей нижних точек средне- и длинноволновых антенн избежание статических зарядов. Они BO должны выдерживать напряжение до 30 -100 кв и поэтому имеют большие размеры (например, диаметр 300 мм, длина 800 мм). Обычно они одновременно используются для подводки переменного тока для освещения мачт и поэтому выполняются из трех или четырех сильно связанных друг с другом параллельно включенных обмоток. Для повышения электрической прочности заземляющие дроссели иногда снабжают хорошо изолированными закругленными металлическими колпаками или защитными кольцами.

Собственные частоты дросселей (см. § 2-8) должны значительно отличаться от рабочих частот передатчика; большей частью они лежат выше их.

У дросселей для подвода напряжений питания, включаемых в цепи анодов или сеток, следует обращать внимание на механическую прочность, так как обмотка может быть разрушена очень большими токами при коротком замыкании конленсатора. Цилиндрические обмотки под действием магнитных сил могут быть сдвинуты и разорваны.

§ 2-14. ИНДУКТИВНОСТЬ КАТУШЕК С МАГНИТНЫМИ СЕРДЕЧНИКАМИ [Л. 30, 43, 44]

Магнитный сердечник увеличивает индуктивность и добротность катушки. Катушки с высокочастотными сердечниками при одинаковом качестве могут иметь меньшие размеры, чем катушки без сердечников. Сердечники состоят из мелких изолированных друг от друга и спрессованных частиц железа (магнитодиэлектрики) или полупроводящих окислов (ферриты) [Л. 30, стр. 174-215, 45, 46].

Введем обозначения:

Lo — индуктивность катушки без сердечника;

L_m — индуктивность катушки с сер-дечником;

ше число витков катушки;

 $\mu_{u'} = \frac{L_m}{L_0}$ — действующая относительная маг-нитная проницаемость сердечника катушки;

 $A_L = \frac{L_m}{w^2}$ — индуктивность на один виток;

 $c = \frac{w}{VL_m} -$ коэффициент пропорциональности;

, и с имеют •пределенные значения только для конкретных сердечников и катушек.

Различают замкиутые сердечники, v которых линии магнитной индукции практически полностью проходят через сердечник (например, тороидальные и броневые сердечники без воздушного зазора), почти замкнутые серлечники, у которых магнитный поток проходит через небольшой воздушный зазор (например, броневые сердечники с небольшим зазором во внутреннем цилиндре) и разомкнутые сердечники с сильным потоком рассеяния (например, ци-линдрические, роликовые и Н-образные сердечники).

Индуктивность катушки с сердечником равна:

$$L_m = L_K + L_s,$$
 (2-117)

где L_K — индуктивность, обусловленная линиями индукции в сердечнике;

L_s — индуктивность, обусловленная линиями индукции в обмотке, вне серлечника.



Рис. 2-62. Тороидальный сердечник.

У замкнутых сердечников с высокой магнитной проницаемостью величиной L, обычно можно пренебречь:

$$L_m \approx L_K; A_L \approx A_{LK}.$$
 (2-118)

Для сердечника любой формы с высокой магнитной проницаемостью

$$L_m \approx L_K = \omega^2 A_{LK} = \omega^2 \mu_F \mu_0 \frac{1}{\int \frac{dl}{F_K}},$$
 (2-119)

- где dl элемент линии магнитной индукции в сердечнике (интеграл берется вдоль средней линии индукции);
 - F_K площадь сечения сердечника, перпен-дикулярная линиям индукции в данной точке.

<u>1</u> магнитное сопротивление сердеч-ника.

Катушки с тороидальными (кольцевыми) сердечниками с плотной, равномерно распределенной обмоткой имеют индуктивность [Л. 43, 47]

$$L_m \approx L_K = \mu_r \mu_0 w^2 \frac{F_K}{l_m}, \qquad (2-120)$$

где F_K — постоянное поперечное сечение сер-

дечника; l_m — длина средней линии индукции в сердечнике, равная $\pi \frac{d_a + d_i}{2}$;

$$d_a$$
 — наружный диаметр кольца;
 d_i — внутренний диаметр кольца (рис. 2-62).
 d_a

Если $\frac{a}{d_i} > 1,5-2$, то лучше пользо-

ваться формулой

$$L_{K} = \frac{1}{2\pi} \,\mu_{r} \mu_{0} w^{2} h \ln \frac{d_{a}}{d_{i}}, \qquad (2-121)$$

где h — высота кольца.

При П- и Ш-образных сердечниках (рис. 2-63 и 2-64) применяют ур. (2-120) [Л. 47].

Катушки с круглыми броневыми сердечниками (рис. 2-65) [Л. 48] рассчитываются по формуле

$$L_{K} = \mu_{r} \mu_{0} w^{2} \frac{1}{h_{m} \left(\frac{1}{F_{u}} + \frac{1}{F_{i}}\right) + \frac{1}{\pi d} \ln \frac{v}{u}}$$
(2-122)

где $h_m = \frac{h_1 + h_2}{2}$ — средния высота сердеч-





Рнс. 2-53. П-образные сердетники.

Рис. 2-54. Ш-образные сердечники





Рис. 2-65. Круглый броневой сердечник.

$$d = \frac{h_2 - h_1}{2}$$
 толщина торцовой части сердечника;

$$F_i = -\frac{\pi (d_2^2 - d_1^2)}{4}$$
 — поперечное сечение

внутреннего цилиндра;

$$F_a = \pi - \frac{d_4^2 - d_3^2}{4} -$$
поперечное сечение

внешнего цилиндра;

$$u = \sqrt{\frac{d_1^2 + d_2^2}{8}} = \frac{d_1 + d_2}{4} - \text{средний}$$
раднус внутреннего цилиндра;
$$v = \frac{d_3 + d_4}{4} - \text{средний радиус внешнего}$$
цилиндра.

Размеры h_1 , h_2 , d_1 , d_2 , d_3 , d_4 показаны на рис. 2-65. Индуктивность катушек с броневыми сердечниками (рис. 2-65) иногда регулируют сердечником (гладким или с резьбой), который вводят во внутреннее отверстие. Если магнитная проницаемость регулировочного и основного сердечников одинакова, то пределы регулировки можно определить по ур. (2-122), положив $d_1 = 0$.

При применении сердечников с низкой магнитной проницаемостью следует учитывать индуктивность рассеяния *L*_s. Ориентировочно можно принять [Л. 47, 48]:

$$L_s \approx L_0 - \frac{L_K}{\mu} \approx w^2 \left(\frac{L_0}{w^2} - \frac{A_{LK}}{\mu_r} \right), \quad (2.123)$$

где L_0 может быть определено по известным формулам [Л. 49, 50]; см. также § 2-4 и 2-5; A_{LK} — см. ур. (2-119). A_{LK}/μ_r зависит только от формы сердечника и не зависит от магнитной проницаемости.

Действующая магнитная проницаемость сердечника и может быть определена из выражения

$$\mu_{w} = \frac{L_{m}}{L_{0}} \approx 1 + (\mu_{r} - 1) \frac{\frac{A_{LK}}{\mu_{r}}}{\frac{L_{0}}{w^{2}}}.$$
 (2-124)

Обычно $\mu_w < \mu_r$. Для катушек с броневыми сердечниками можно приближенно считать:

$$\frac{A_{LK}}{\mu_r} \approx 0.3 \cdot \frac{L_0}{\omega^2};$$

$$\omega - 1 \approx 0.3 (\mu_r - 1)$$

Для сердечников с небольшим воздушным зазором, перпендикулярным магнитному потоку:

μ

$$L_{K} \approx w^{2} \frac{1}{\frac{1}{\mu\mu_{0}}\int \frac{dl}{F_{K}} + \frac{1}{\mu_{0}} \frac{d_{l}}{aF_{l}}} = w^{2}\mu_{g}\mu_{0} \frac{1}{\int \frac{dl}{F_{K}}} \cdot (2-125)$$

где d₁ — величина воздушного зазора;

- *F*₁ поперечное сечение воздушного зазора, перпендикулярное линиям индукции;
- а поправочный коэффициент на рассеяние из-за зазора, равный 1÷2 при величине зазора до 1 мм [Л. 47, 48].

Зазор снижает магнитную проницаемость сердечника до значения "проницаемости призазоре" — μ_g . У тороидального сердечника с зазором, при $F_l = F_K = \text{const}$ проницаемость при зазоре равна:

$$\mu_g \approx \frac{\mu_r}{1 + \frac{\mu_r d_l}{a l_m}}.$$
 (2-126)

При броневом сердечнике с воздушным зазором во внутреннем цилиндре к знаменателю ур. (2-122) следуст прибавлять $\frac{d_i}{\mu_r \mu_o a F_i}$.

Обычно зазор настолько велик, что магнитная проницаемость резко снижается и это слагаемое приобретает решающее значение. Действующая магнитная проницаемость сердечника с зазором определяется по ур. (2-124), если в нем заменить μ_r на μ_{a} .

Точных формул для расчета индуктивности катушек с короткими толстыми разомкнутыми сердечниками пока не предложено. Для цилиндрических сердечников в тесно к ним прилегающих катушках приблизительно одинаковой с ними длины можно приближенно принять [Л. 28, стр. 215—231]:

$$\mu_{\omega} \approx \mu_g \approx \frac{0.45 + \frac{l_K}{D_K}}{0.45 + \frac{l_K}{\mu_r D_K}}; \qquad (2-127)$$

здесь *l_K* — длина и *D_K* — диаметр сердечника. Можно также пользоваться формулой

$$\mu_w \approx \mu_g \approx \frac{1}{p + \frac{1}{\mu_r}}, \qquad (2-128)$$

где *р* — коэффициент размагничивания, определяемый из таблиц [Л. 51].

средний Если диаметр облогки D_s (рис. 2-66) зиачительно больше диаметра сердечника, то [Л. 48]

$$\mu_{w} \approx 1 + (\mu_{g} - 1) \left(\frac{D_{K}}{D_{s}}\right)^{2}. \quad (2.129)$$

По ф-ле (2-129) может быть определено изменение индуктивности вариометра с вы-



Рис. 2-56, Универ-

с цилиндрическим

сердечником.

катушка

сальная

движным магнитным сердечником. Для сердечников сложной формы (роликовых, H-образных) значения AL (в $MKCH/w^2$ ИЛИ в HCH/w^2), с (в *w*/ *V* мгн) или µ_т обычно сообщают заводы-изготовители [Л. 30, ~т. 3, стр. 174-215, 44].

Внешнее поле рассеяния катушек с магнитными сердечниками может быть вычислено согласно § 2-15; там же указаны способы уменьшения рассеяния [Л. 48].

Сердечники. Для широкополосных, импульсных и антенных трансформаторов, трансформаторов тока, а также для дросселей без подмагничивания, не требующих подстройки, применяются тороидальные, Ш-образные, Побразные и овальные сердечники, овальные сердечники из тонкой листовой стали или из феррита с высокой проницаемостью, а также броневые сердечники из феррита. Для некоторого увеличения добротности (см. § 2-15) применяют воздушный зазор в несколько десятых долей миллиметра. Если на частотах до нескольких сотен килогерц требуется особо высокая добротность (до 500 или даже до 1 000), то применяют тороидальные или броневые сердечники без воздушного зазора из магнитодиэлектриков или еще лучше ферритовые сердечники с зазором. Броневые сердечники из магнитодиэлектриков с низкой магпроницаемостью или нитной ферритовые с воздушным зазором в 1 мм и более обеспечивают высокую добротность на средних и коротких волнах. Броневые сердечники обычно имеют в середине отверстие, в которое вводится цилиндрический штифт или винт из магнитодиэлектрика или феррита для подстройки. Прямоугольные подстроечные элементы могут вводиться в зазор внутреннего цилиндра через щель во внешнем цилиндре. Добротность порядка 350 достигается при применении роликовых или Н-образных сердечников с значительным зазором. Для добротности от 100 до 300 в диапазоне длинных и средних волн применяют простые цилиндрические сердечники (гладкие или с резьбой) диаметром 2—8 мм. Гладкие цилиндрические сердечники из феррита диаметром 4 мм и более делаются иногда пустотелыми для введения в них подстроечных штифтов. На коротких и ультракоротких волнах применяются почти исключительно цилиндрические сердечники, которые служат обычно для настройки (вариометры с выдвижным сердечником). Гладкие цилиндрические сердечники применяются также для простых у. к. в. дросселей и трансформаторов, для вариометров средневолнового диапазона, ферритовых антенн и т. п.¹. Магнитострикционные фильтры с ферритовыми сердечниками имеют добротность от 1000 до 15 000 [Л. 52].

Обмотки катушек для длинных волн изготовляются обычно из тонкого одножильного провода или из многожильного в. ч. провода; для средних волн — главным образом из в. ч. провода и (простейшие катушки) из одножильного тонкого провода. Обмотки катушек для коротких волн изготовляются преимущественно, а для у. к. в. исключительно из толстых одножильных проводов или методом печатания на каркасе.

Каркасы для ответственных катушек на роликовых, броневых, Н-образных и других сердечников делают из высококачественных искусственных диэлектриков или керамики; каркасы катушек для средних волн с универсальной намоткой и катушек для к. в. и у. к. в. делают в виде трубки, в которую вводят сердечник с резьбой. На цилиндрические сердечники из феррита намотку обычно укладывают непосредственно, не применяя каркаса; иногда на сердечник наносят предварительно слой изоляционного лака или лакированной бумаги [Л. 30, т. 3, стр. 174-215, 53, 54, 55].

2-15. ПОТЕРИ В КАТУШКАХ С МАГНИТНЫМИ СЕРДЕЧНИКАМИ [Л. 43]

При применении сердечников сопротивление потерь в катушке увеличивается. В сердечнике возникают потери вследствие последействия, вихревых токов, гистерезиса и диэлектрические. В эквивалентной схеме катушки (рис. 2-67)



рис. 1-67. Эквивалентная схема катушки с сердечником.

они могут быть учтены введением добавочного сопротивления потерь, вносимых сердечником R_{VA}, включенного последовательно с со-Rg противлением катушки постоянному току и сопротивлением потерь R_{VO} катушки без сердечника. На эквивалентной схеме Со-собственная емкость катушки. Общие потери в катушке равны:

$$P_{V} = I_{eff}^{2} \left(R_{g} + R_{V0} + R_{VK} \right) = I_{eff}^{2} R_{W}, \quad (2-130)$$

где I_{eff} — действующее значение тока в катушке;

R w — общее активное сопротивление.

По принятым в СССР обозначениям:

по принятым в СССР ооозначеням;
 СЦР — цилиндрический сердечник с резьбой;
 СЦГ — цилиндрический сердечник гладкий;
 СЦТ — цилиндрический сердечник трубчатый;
 СЦШ — цилиндрический сердечник со шпилькой;
 СБ — броневой сердечник, с •)квой а — без зазора, с буквой б — с зазором.

Добротность *Q* катушки определяется как

$$Q = \frac{\omega L_m}{R_W} = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_L}, \qquad (2-131)$$

где $\omega = 2\pi f;$

f — частота;

- δ_L угол потерь;
- tg б_L коэффициент потерь катушки;
 - L_m индуктивность катушки с сердечником.

При введении сердечника добротность катушки повышается, если индуктивность возрастает в большей мере, чем активное сопротивление. В сердечниках высокочастотных катушек обычно напряженность поля мала, значительно меньше, чем коэрцитивная сила. В этом случае R_{VK} можно выразить как сумму следующих сопротивлений, соответствующих составным частям потерь: $R_w = sf^2 L_K$ (потери на вихревые токи); (2-132) $R_n = nf L_K$ (потери на последействие); (2-133) $R_h = hH_{eff} L_K$ (потери на гистерезис), (2-134) где $s - \kappa$ оэффициент потерь на вихревые то

- токи (в литературе часто обозначается через *w*);
- п коэффициент потерь на последействие;
- h коэффициент потерь на гистерезис;
 H_{eff} действующая напряженность магнитного поля в катушке, равная wl_{eff}/l_m;
 - w число витков;
 - l_m средняя длина линии магнитной индукции в сердечнике [см. ур. (2-120)]; $L_K \approx L_m$ [см. ур. (2-119)].

Обычно в ур. (2-132), (2-133) и (2-134) ј выражают в кги, L_K — в гн, H_{eff} — в a/cmи получают s в мксек, n — в $^0/_{00}$, h — в $\frac{cm}{\kappa a}$. В литературе часто встречаются постоян-

и ы е потерь:

$$e = \frac{10^{-6}s}{\mu_r};$$

$$c = \frac{10^{-3}n}{\mu_r};$$

$$a = \frac{10^{-3}h}{0.4\pi \sqrt{2}\mu^2}.$$

Коэффициент потерь на вихревые токи s сердечника из изолированных листов или лент толщиной d или магнитодиэлектрика с диаметром зерен d равен [Л. 43, 47]:

$$s = \frac{c_s \mu_r^{\,\nu_0} d^2}{\rho} , \qquad (2-135)$$

- где р удельное сопротивление магнитного материала;
 - µ_r относительная магнитная проницаемость сердечника;

$$c_s = \frac{\pi^2}{3} - для$$
 сердечника из листового

материа**л**а и 0,1π² для сердечника из магнитодиэлектрика.

Для уменьшения потерь на вихревые токи магнитодиэлектрик изготовляют из очень мелких зерен (табл. 2-4). Плохая изоляция отдельных зерен ведет к повышению s. Проводимость $\frac{1}{p'}$ всего сердечника, имеющего лиаметр D_K , создает дополнительные потери s', определяемые по ф-ле (2-135) при подстановке в нее D_K и p'. В магнитодиэлектриках, отдельные зерна которых хорошо изолированы друг от друга, а также в ферритах величиной s' можно пренебречь.

Уравнение (2-135) действительно при условии, что рабочая частота мала по сравнению с граничной частотой вихревых токов (см. § 2-16). При наличии воздушного зазора μ_r заменяется на μ_r и значение *s* уменьшается

$$\text{ to } s_g = \frac{s\mu_g}{\mu_r}.$$

Коэффициент потерь на последействие *п* металлических сердечников не зависит от частоты лишь в пределах узкого диапазона [Л. 47, 56]; приближенные значения этого коэффициента приведены в табл. 2-4. Коэффициент потерь на последействие у ферритов на низких частотах мало зависит от частоты; с повышением частоты значения *n* резко увеличиваются и тем быстрее, чем выше магнитная проницаемость. На рис. 2-68 приведены относительные значения коэффициентов потерь на последействие некоторых ферритов с малыми потерями и с различной магнитной проницаемостью [Л. 7, 53, 57, 58, 59]. Здесь

$$\frac{\operatorname{tg} \delta}{\mu_r} = \frac{n}{2\pi\mu_r}; \quad (R_n = \operatorname{tg} \delta \omega L_h). \quad (2-136)$$



Рис. 2-68. Зависимость относительного значения коэффициента потерь на последействие некоторых ферритов с малыми потерями от частоты (экстранолировано до исчезновения напряженности поля).
Для каждой рабочей частоты следует выбирать такой феррит, у которого относительчый коэффициент потерь наименьший. Таким обравом, для длянных и средних волн следует выбирать значения магнитной проницаемости приблизительно от 100 до 1 000; для коротких волн надо брать $\mu_r \approx 4-10$ (табл. 2-5). Потери на последействие у ферритов с высокой магнитной проницаемостью увеличиваются при повышении температуры. Ферритовые сердечники для высокочастотных катушек высокой добротности всегда имеют зазор (см. § 2-14); при этом коэффициент потерь на

носледействие уменьшается до $n_g = n \frac{\mu_g}{\mu_r}$,

а общий коэффициент потерь до $\operatorname{tg} \delta_g = u$

=tg d $\frac{\mu_g}{\mu_r}$. Потери в сердечниках с большим

зазором могут быть определены только приблизительно [Л. 47, 48].

Сопротивление мотерь на гистерезис R_h в отличие от R_w и R_n зависит от тока в катушке. При очень малых токах потерями на гистерезис в сравнении с другими составляющими потерь можно пренебречь.

Коэффициент потерь на гистерезис *h* при обычных рабочих условиях катушек приемников можно считать не зависящим от напряженности магнитного поля. Значения, приведенные в табл. 2-4 и 2-5, относятся к напряженностям поля внутри катушки порядка нескольких *ма/см.* Наличие зазора уменьшает этот коэффициент до значения

$$h_g \approx h \left(\frac{\mu_g}{\mu_r}\right)^2.$$
 (2-137)

При расчете торондальных, цилиндрических и других сердечников с воздушным зазором в ф-лу (2-134) вместо H_{eff} нужно подставлять напряженность в нешнего поля катушки, равную $\frac{\varpi I_{eff}}{l_K}$, где $l_K = l_m - длина$

сердечника в направлении линий индукции. При непостоянном поперечном сечении сердечника вместо l_m следует брать [Л. 48]

$$l'_{m} = \frac{\left(\int \frac{dl}{F_{K}}\right)^{2}}{\int \frac{dl}{F_{K}^{2}}},$$
 (2-138)

где dl и F_K имеют то же значение, что и в ур. (2-119). Для броневого сердечника (рис. 2-65)

$$l'_{m} = \frac{N^{2}}{h_{m} \left(\frac{1}{F_{i}^{2}} + \frac{1}{F_{a}^{2}}\right) + \frac{1}{2\pi^{2}d^{2}} \left(\frac{1}{u} - \frac{1}{v}\right)};$$
(2-139)

обозначения соответствуют ур. (2-122); N — знаменатель ур. (2-122).

Если известно значение действующей индукции в сердечнике B_{eff} , то потери на гистерезис (независимо от величины зазора) определяются из уравнения

$$P_{h} = R_{h} I_{eff}^{2} = \frac{h f B_{eff}^{3} V_{K}}{(\mu_{r} \mu_{0})^{2}}; \qquad (2-140)$$

здесь V_K — объем сердечника; черта над B_{eff}^3 означает среднее пространственное значение (потери от вихревых токов и на последействие растут пропорционально только B_{eff}^2). При больших амплитудах значения hнепостоянны.

Для хороших катушек, имеющих сердечники с большими зазорами и работающих при малых токах, например во входных цепях приемников, потерями на гистерезис можно пренебречь; в катушках с сердечниками с небольшими зазорами, работающих в маломощных генераторах с самовозбуждением и последних каскадах полосовых усилителей, потери на гистерезис достаточно велики, так что добротность катушки зависит от тока [Л. 59]. В небольших передатчиках и сильно нагруженных трансформаторах (например, в телевизионных трансформаторах развертки) потери на гистерезис могут стать преобладающими.

Диэлектрические потери возникают, когда электрическое поле катушки проникает в сердечник. Их величина пропорциональна $L_m^3 f^3$. Уменьшаются диэлектрические потери при помощи электростатического экрана (тонкий металлический слой, нанесенный на сердечник, или металлическая сетка), выбором достаточного расстояния между обмоткой и сердсчником или секционированием обмотки и сердсчником или секционированием обмотки, Особо следует обращать внимание на диэлектрические потери в частичных емкостях между обмоткой и сердечником, а также внутри катушки (см. § 2-8).

В ферритах могут возникать диэлектрические вихревые токи; их влияние подобно емкости с большими потерями, включенной параллельно катушке [Л. 58, 60] (см. также § 2-16). Поэтому толстые ферритовые сердечники в некоторых случаях должны разделяться прорезями, перпендикулярными пути вихревых токов.

Каждая катушка, кроме катушки на тороидальном сердечнике с равномерной намоткой, создает в пространстве магнитное поле рассеяния, что может привести к возникновению нежелательных связей между соседними катушками, Это поле можно уменьшить путем применения металлического экрана, окружающего катушку. В их ревые токи в экране создают сопротивление потерь [Л. 25, 31]

$$R_{s} \approx \frac{3k^{2}\omega^{2}F_{s}^{2}}{2\sqrt{\pi}r_{a}^{4}}\sqrt{\mu_{o}f\rho_{s}}, \qquad (2-141)$$

где F_s — средняя площадь сечения катушки;

- r_a радиус шарового или цилиндрического экрана; при других формах экранов — эквивалентный радиус;
- р_s удельное сопротивление экрана;
- к коэффициент, значение которого зависит от рассеяния сердечника.

Для катушек без сердечника k=1, для цилиндрических сердечников $k \approx \mu_w (\mu_w)$ см. § 2-14), для броневых сердечников без воздушного зазора $k \approx 1,5-2$ [Л. 48]. У катушек с тороидальными и броневыми сердечниками с высокой магнитной проницаемостью и внутренним воздушным зазором потерями в экранах большей частью можно препебречь. Небольшие металлические детали, например винты, находящиеся вблизи сердечников катушек, могут увеличивать потери.

Оболочка из феррита или магнитодиэлектрика, расположенная между экраном и катушкой, уменьшает влияние экрана.

Поле рассеяния сердечника с зазором влияет на потери от вихревыхтоков в обмотке. Цилиндрический сердечник в короткой катушке (рис. 2-66) уменьшает потери в меди; короткий сердечник в длинной катушке (рис. 2-69) увеличивает их [Л. 61]; подобным же образом действует поле рассеяния внутреннего зазора броневого сердеччика.



Рис 2-59. Длинная катушка с коротким цилиндрическим сердечником.

В катушках с постоянным подмагничиванием (постоянным током) в сердечнике возникают магнитострикционные колебания, если частота переменного поля совпадает с собственной механической частотой сердечника; полное сопротивление катушки вблизи резонанса становится непостоянным. При частотах выше 1 000 *Мги* и значительном подмагничивании возникают резонансные явления вследствие прецессии спина электронов, которые между прочим используются для в рашения плоскости поляризации в волноводах (гиратор) [Л. 62].

Замкнутые магнитные сердечники примеияются тогда, когда допустимы некоторые потери в сердечниках и когда изменение магнитной проницаемости под влиянием температуры (см. § 2-16) и других внешних факторов иесущественно. Это относится к маломощным высокочастотным трансформаторам, трансформаторам тока для частот до коротковолнового диапазона, дросселям и т. п. В этом случае магнитная проницаемость сердечника используется полностью. Если же необходимо изготовить катушки с высокой добротностью, малым температурным коэффициентом и высоким постоянством во времени, то применяют сердечники с зазором.

Сердечники из магнитодиэлектрика благодаря наличию между зернами слоя диэлектрика во многих случаях уже имеют необходимый «воздушный» зазор. В ферритовых сердечниках делают специальный зазор. Зазоры уменьшают индукцию в сердечнике и потери. Однако уменьшение магнитной проницаемости требует увеличения числа витков, что увеличивает сопротивление обмотки. Ориентировочно можно считать, что наименьшее активное сопротивление получается, когда сопротивление обмотки равно сопротивлению потерь, вносимых сердечником [Л. 28, 43]. Поэтому оптимагнитная проницаемальная мость при зазоре для данной катушки зависит как от коэффициентов потерь материала сердечника, так и от конструкции катушки и для определенного материала сердечника она не всегда одна и та же. Если стремятся к наивысшей добротности, то магнитная проницаемость при зазоре должна выбираться тем меньшей, чем выше добротность катушки без сердечника, чем больше коэффициенты потерь материала сердечника и чем выше частота. Хорошие ферритовые сердечники, у которых коэффициенты потерь меньше, чем у сердечников из магнитодиэлектриков, допускают по сравнению с последними большие значения магнитной проницаемости при зазоре. Таким образом, катушки с ферритовыми сердечниками при одинаковой величине лучше, а при одинаковой добротности меньше, чем катушки с сердечниками из магнитодиэлектрика. На практике, однако, не всегда применяют оптимальный зазор с точки зрения добротности; так, например, обстоит дело, когда требуется особо малый гистерезис или когда из конструктивных соображений или с точки зрения стоимости выбирается простая форма сердечника. Подробные данные добротности и индуктивности катушек по C броневыми сердечниками приведены в [**Л**. 63].

Нагревом катушек приемников рабочим током можно пренебречь, так как обычно изза высокой добротности размеры катушек значительно больше, чем это необходимо из соображений теплоотдачи. Сердечник может нагреваться только в катушках передатчиков или сильно нагруженных трансформаторов для высоких частот. Теплоотдача в окружающую воздушную среду равна:

$$P_{w} = a T_{\mu} O, \qquad (2-142)$$

где T_u — температура перегрева сердечника; O — общая поверхность сердечника;

а [мвт/см²·град] для большинства случаев равно 0,3÷1.

В случае необходимости может быть применено дополнительное воздушное или жидкостное охлаждение; толстые цилиндрические сердечники для улучшения охлаждения снабжают продольными отверстиями.

2-16. МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ' СЕРДЕЧНИКОВ

В сердечниках из магнитодиэлектриков обычно применяют карбонильное железо. Для сердечников катушек для длинных волн и вариометров — сорта С и S с высокой прони-

цаемостью¹, для средних и коротких волн — сорта EN н HF *, для более высоких частот сорт HFF ** (табл. 2-4) [Л. 64]. Сердечники меньшей добротности изготовляются из железного порошка², размельченного механическим путем и дополнительно обработанного при высокой температуре, или из порошка, полученного путем электролиза или восстановления. Для низких частот и для вариометров с управляемым магнитным полем применяют железоникелевые сплавы (пермаллой). Прессованные сердечники с высокой проницаемостью содержат от 0,5 до 3% связующих средств (твердые искусственные смолы), сердечники со средней и низкой проницаемостью — от 3 до 10%. При изготовлении сложных сердечников пластические связующие средства в количестве 8-25% вносятся путем пульверизации; цилиндрические сердечники изготовляются выдавливанием [Л. 30, т. III, сгр. 174--215].

Ферриты изготовляются путем спекания смеси солей и окислов (окиси железа, марганца, никеля, магния, цинка, меди, кобальта, лития и т. д.) при температуре от 1 000 до 1400° С. Их начальная магнитная проницаемость колеблется между 7 и 4 000; точка Кюри лежит тем ниже, чем выше проницаемость (табл. 2-5). Удельное сопротивление при комнатной температуре равно 10²—10⁷ ом · см; оно снижается с возрастанием температуры. Ферритовые сердечники прочнее сердечников из магнитодиэлектриков; они могут изготорляться с более тонкими стенками. В качестве ферромагнетика применяются также магнетит и у-окиси железа [Л. 53, 54, 55, 59, 65, 88].

Ленточные сердечники для высоких частот выполняются из легкопрокатываемых железоникелевых сплавов (от 35 до 80% Ni); начальная магнитная проницаемость равна от 1 000 до 100 000. Лента изготовляется толщиной от нескольких микрон.

При низких частотах магнитная проницаемость с возрастанием частоты незначительно снижается вследствие последействия [Л. 47, 56]. При высоких частотах внутренние поля вихревых токов снижают проницаемость металлических сердечников; она падает (рис. 2-70) [Л. 47] по закону:

$$\frac{\mu_r(f)}{\mu_r(f=0)} = \frac{1}{x} \cdot \frac{\operatorname{sh} x + \sin x}{\operatorname{ch} x + \cos x}; \quad (2-143)$$
$$x = d \sqrt{\frac{\pi f \mu_r \mu_0}{\rho}} = 2 \sqrt{\frac{f}{f_g}}.$$

Обозначения величин в этих уравнениях те же, что и в ур. (2-135); fg — "граничная частота вихревых токов":

$$f_g = \frac{4\rho}{\pi\mu_r\mu_0 d^2} = \frac{4\pi}{3s}; \qquad (2-144)$$

**То же —сорт Р-2. (Прим. ред.)

⁹ В нашей практике часто применяется порошок альсифера (Прим. ред.)



Рис. 2-70. Снижение магнигной проницаемости металлических сердечников на высоких частотах вследствие вихревых токов.

Сплощной линией показано изменение полной проницаемости, пунктиром — ее действительной составляющей, •тнесенных к значению μ_a при низкой частоте, f_{ρ} — гранзиная частота вихревых токов.

здесь значение *s* определяется по ур. (2-135). Эти формулы действительны для сердечников нз листового железа, а приближенно и для сердечников из магнитодиэлектриков. В импульсных трансформаторах применяют очень тонкие ленты, чтобы получить возможно более высокую граничную частоту. Хорошие сердечники из магнитодиэлектриков для высокой частоты имеют граничные частоты порядка 1 000 *Мгц* и выше (табл. 2-4). Наличие зазоров уменьшает относительное падение магнитной проницаемости.

Магнитная проницаемость ферритовых сердечников падает на частотах выше гиромагнитной граничной частоты спина электронов [Л. 58, 66, 67, 68, 88]:

$$f_{p} = \frac{g \cdot B_{s}}{\mu_{r}}; \quad g \approx 2 \cdot 10^{6} (zc \cdot ce\kappa)^{-1}, \quad (2-145)$$

где B_s — индукция насыщения (см. табл. 2-5 и рис. 2-71).

Магнитная проницаемость сердечника без зазора в области до нескольких сотен мегагерц приблизительно обратно пропорциональна частоте; коэффициент потерь при частотах



Рис. 2-71. Снижение магнитной проницаемости ферритовых сердечников на высокой частоте.

¹ Примерно соответствует нашему сорту Ж. • То же — сорт Р-4.

Таблица 2-4

Магнитные свойства магнитодиэлектриков для сердечников высокочастотных катушек

		Средняя	изго- ия инка 1	ная ае- сорои- го инка	Относител ляющих	іьные знач коэффицие	ения состав ента потерь	ная а	ция ення ²	атив- Ла	rь pa- lacror ⁸	• •••••••••••••••••••••••••••••••••••
Сорт порошка		величина зерен (<i>мкн</i>)	Метод товлен сердечи	Магнит проннц мость 1 дально сердеч	s/µ [10-3 мксек]	n/[1. [°/00]	h/µ² [см/ка]	Гранич частот [<i>Мг</i> ц]	Индук насыш [<i>кгс</i>]	Коэрци ная сн [<i>а/сж</i>]	Облас	Формы сердечников
	HFF	1—3	Пр., Выд.	5-10	0,01-0,5	0,15	0.02	≥2 000	12—16	4	К.В., У.К.В.	Цилиндрические с резьбой и гладкие
			Пул.	57				≥1 000	1 000 14			Цилиндрические с резьбой и
	нғ	3—6	Пр., Выд.	а. 8—11 а.	0,5-1 (0,06-0,1		~ 400	17	4	п. ч.	образные
	E, EN		Пул.	8—10	- 1-2	0.07—0,15	0,015—0.02	≈ 400	16		К. В., С. В. Д. В., П. Ч.	Цилиндрические с резьбой и гладкие, роликовые, грибо- образные, полые цилинд- ры ⁴
Карбонильное железо		4—8	Пр., Выд.	10—18				~ 200	17	6		Цилиндрические с резьбой и гладкие, броневые, грибо- образные, Ш-, Н- и Г-об- разные, полые цилиндры
	C	4—8	Пр.	25 —50	2-5	0.1-0.15	0.15-0.03	20—100	18	14	д. в., др.	Цилннлрические с резьбой и гладкие, броневые, полые цилиндры, Ш-и Г-образ- ные, тороидальные
	s	6—10	Пр.	6075	10—30	0,150,2	0,02-0,04	2—8	19	12	др.	IШ- и Г-образные, тороидаль- ные

Радиодетали и материалы

40

[Разд. 2

· ,		Средняя	изго- ия ника ¹	ная ае- торон- го сер- а	Относительные значения состав- ляющих коэффициента потерь			ная а	ция ения ²	117 MB- 1123	b pa- lacror ³		
Сорт порошка		величина зерен [<i>мкк</i>]	Метод товлен сердеч	Магнит прониц мость дально дечник	s /µ. {10 ⁻³ мксек}	n/μ [°/00]	h/µ² [см/ка}	Гранич частот [<i>M2</i> 4]	Индук насыщ [<i>кгс</i>]	Коэрци ная си (а/см]	Област бочих ч		
Железный порошок (ме-	Круглый	550	Пр.	20-40	550	0,1-0.2	0,050,15	250 -	17—19	_	С. н., д. в., лр.	Цилиндрические с резьбой и гладкие, броневые, торои- дальные, полые цилиндры для малых добротностей)	
ханическое размельче- ние, восстановление, электролиз)	Пластин- чатой формы	Днамегрот 0,5 до 1 мм; толщина от 0,02 до 0,1 мм	Пр.	150250	50—1 000	~0.1	~0,3	<0.05	~18	2 } тр. (до 15 кгц) 		Ш- и П-образные, тороидаль- ные	
Порошок пермаллоя		30—100	ſ1р.	60—135	5-25	0,0250,06	0,002- 0,905	I—10			д. в., др.	Ш-и П-образные, торон дальные	
(78—80% Ni; 18—20% Fe; 0—4% Mo)		20 —40	Πр.	12—30	310	●,07—0,15	0, 01 —0, € 2	10—100	7-10 ~3		д. в., с. в., др.	Цилиндрические с резьбой и гладкие, броневые, торои- дальные (вариометры с регулируемым магнитным полем и модуляторы	
Порошок состава 85% Fe; 9,5% Si; 5.5% Al		30-100	ГIр.	60—100	5-30	0.07—0.15	0,007-0,012	1-10	8	2	д. в., с . в ., др.	Цилиндрические с резьбой и гладкие, тороидальные	

¹ Пр. — прессование, Выд. — выдавливание, Пул. — пульверизация с термопластическими связующими средствами

 2 1 K2C = $10^{-5} \text{ B} \cdot C e \kappa / C M^{2}$.

³ у. к. в. — ультракороткие волны (* 100 Мг4); к. в. — короткие волны (6-20 Мг4); с. в. — средние волны (0,5-1,6 Мг4); д.в. — длинные волны (0,15-0,35 Мг4); п. ч. — промежуточная частота (* 0,47 Мг4); тр. — трансформатор; др. — дроссель.

4 Полый цилиндр для магнитного экранирования, например в полосовых фильтрах.

S

2-16]

4

Магнитные свойства ферритов для сердечников высокочастотных катушек

Начальная магнитная	Оти иап	оситель: оследей	ные знач ствие tg	ения ко ^{б д} /µа (%	эфф <i>нци</i>] при ча	ента пот астоте (л	ерь Мгц]	Относитель- ное значение коэффициента	Гиромаг- нитная	Индук- ция на-	Ко э р- цитив-	Точка	Область		
мость µа	0,1	0,3	1	3	10	31	100	потерь на гистерезис h'µ² [см/ка]	граничная частота [Мгц]	сычце- ния ¹ [кгс]	ная сила [а/см]	Кюри [°С]	рабочих частот ²	Формы сердечника	
1 500 до 3 000	_		_		_			0,0005 до 1),003	0.5 до 2	1.5 до 2,5	∼0,1	150 10 70	тр., др.	Ш- н П-образные, торондальные круглые и овальные	
700 до 1 500	0,005 до 0,02	0.01 до 0.04	>0.04	_	_		_	0.0005 до 0.005	2 до 7	2 до 4	0.1 до 0.3	189 до 120	д. в. гр., 1р.	Цилиндрические, бронсвые, Ш- и П-образные тороидальные круг- лые и овальные, полые цилиндры ³	
100 Ao 700	_	0,008 до 0,03	0,015 до 0. 4	>9,02	_	-		0.001 до 0.03	10 до 50	2 ло 5	0,3 до 2	>200	С. В., П. Ч., Д. н., Г	Цилиндрические с резьбой и глад- кис, броневые, полые цилиидры, стержии для магнитных антени	
20 до 80	_	`	-	0,02 до 0,15	0,05 до 0,2	U,1 до 0.4		0.04 до 0.2	50 до 100	2 до 5	5 до 50	>300	К. В., Г	Цплиндрические с резьбой и глад- кис, броневые, полые цилиндры, стержии для магнитных антени	
4 до 10	-	_	-	-	_	0,3 до 0,7	0,7 до 1	_	>300	3 до 5	_	>300	у. к. в., т.	Цилиндрические с резьбой и глад- кие	

 $1 | \kappa z c = 10^{-5} \ \theta \cdot c e \kappa / c m^2$

² у. к. в. — ультракороткие волны (~ 100 Мгч); к. в. — короткие волны (6-20 Мгч); с. в. — средние волны (0,5-1,6 Мгч); д. в. — длинные волны (0,15-0,35 Мгч); п. ч. — промежуточная частота (~0,47 Мгч); тр. — трансформатор, в частности широкополосный трансформатор; др. — дроссель; г. — гиратор для дециметровых волн. * Полый цилиндр для магнитиого экранирования.

Идельное сопротивление ферритов с большим содержанием маргаица составляет около 102—103 ом.см; ферритов с большим содержанием никеля или магния — чаще всего более 10° ом.см. Первые применяются преимущественно при частотах ниже 1 Мгц, последние — при более высоких частотах.

выше f_p близок к 1. Если принять как среднее значение $B_s = 2500 \, cc$, то получим ориентировочную формулу [Л. 66]:

$$f_p \approx \frac{5 \cdot 10^9}{\mu_r} \,. \tag{2-146}$$

С повышением температуры значения B_s и f_p уменьшаются. У сердечников из очень тонких лент f_p может оказаться ниже f_g и магнитная проницаемость становится меньше вычисленной по ур. (2-143) [Л. 66, 69, 70, 71].

В табл. 2-6 приведены значения импульсной магнитной проницаемости ленточных и ферритовых сердечников.

Для катушек, к которым не предъявляется особых требований в отношении добротности (например, дроссели, трансформаторы), магнитный сердечник может применяться и на частотах выше граничной.

У ферритов с большой диэлектрической проницаемостью на высокчх частотах магнитная проницаемость уменьшается из-за влияния диэлектрических вихревых токов; их граничная частота равна [Л. 58. 59, 60, 66]:

$$f_d \approx \frac{k}{d \, l \, \mu_r \epsilon_r}; \ k \approx 2 \cdot 10^{10} \, cm/cek, \quad (2-147)$$

где *d* — толщина сердечника;

є, — относительная диэлектрическая проницаемость.

Обладающие высокой магнитной проницаемостью марганцово-цинковые ферриты при частоте 1 *Мац* имеют диэлектрическую проинцаемость около 10⁶ и коэффициент потерь больше 1, а никель-цинковые ферриты — около 10³; у ферритов с низкой магнитной проницаемостью диэлектрическая проницаемость лежит в пределах от 10 до 100. При более высоких частотах є доходит до 10—20, а коэффициент потерь в диэлектрике падает ниже 0,1. С увеличением напряженности переменного поля магнитная проницаемость увеличивается приблизительно линейно, по крайней мере до тех пор, пока напряженность поля остается меньше коэрцитивной силы (область Рэлея):

$$\frac{\Delta\mu_r}{\mu_a} = \frac{\mu_{(H)} - \mu_a}{\mu_a} \approx \frac{3}{8} c_h h H_{eff}, \quad (2-148)$$

где μ_a — начальная относительная магнитная проницаемость (для H = 0);

с_h — эмпирический коэффициент, примерно равный 1 ÷ 3 [Л. 47];

h и _{Heff} — см. ур. (2-134).

Применение зазоров резко замедляет рост магнитной проницаемости [см. ур. (2-137)].

У сердечников из магнитодиэлектриков с низкой проницаемостью и у ферритовых сердечников с большими зазорами увеличением проницаемости при обычных значениях напряженностей поля можно пренебречь. При больших напряженностях или при небольщих зазорах сердечника зависимость индуктивности от тока в катушке может быть значительной. На это следует обращать особое внимание в последних каскадах полосовых усилителей. В таких случаях целесообразно применять сердечники с большим зазором. При возрастании напряженности поля магнитная проницаемость сердечников без зазоров возрастает во много раз по сравнению с µа и затем опять падает.

Если сердечник подмагничивается постоянным током, магнитная проницаемость постепенно снижается до 1 (кривая Ганса). Это явление используется для настройки вариометров с управляемым магнитным полем и для модуляции [Л. 72]. Для этой цели наиболее пригодны сердечники с малым зазором, изготовленные из материалов с невысокой индукцией насыщения, например сердечники из порошкового пермаллоя или ферритов. Управляющее поле может быть направлено параллельно или перпенди-

Таблица 2-6

Импульсная магнитная проницаемость ленточных и ферритовых сердечников [Л. 61]

		Дл	Оптимальное			
Материал	Толщина ленты [мм]	0,25	0.5	2	10	амплитудное значение нидукции, [кгс]
Мюметалл	0,01	_	10 000	20 000	33 000	8
Перменорм 3601	0.05	-	1 300	2 600	4 200	7
	0.025	330	500	-	-	_
	0.05	230	360	-	-	
Никель-цинковый феррит	_	_	2 800	4 000	5 200	2,5
Марганцово-цинковый феррит	-		1 200	1 400	1 500	3,5

кулярно переменному полю. После воздействия постоянного поля магнитная проницаемость часто приобретает другое значение, отличающееся от первоначального на несколько процентов (нестабильность). Это нзменение может быть уменьшено применением сердечников с зазорами. Для магнитных уснлителей и запоминающих устройств (электронные счетные машины) применяются сердечники с прямоугольной кривой намагничивания, например марганцово-магниевые ферриты [Л. 72].

Вследствие гистерезиса магнитный сердечник при синусоидальном токе является причиной возникновения нечетных гармоник. Отношение напряжения третьей гармоники к напряжению основной частоты равно:

$$k_s \approx \frac{3R_h}{5\omega L_k} \approx 0.1 h H_{eff}, \qquad (2-149)$$

где R_h имеет то же значение, что в ур. (2-134). При дополнительном постоянном поле возникают также четные гармоники, а при питании несколькими токами различной частоты — комбинированные колебания [Л. 47, 73]. Искажения при больших амплитудах поля используются для получения гармоник.

После включения или выключения сильных постоянных или переменных магнитных полей магнитная проницаемость часто изменяется на время от нескольких минут до нескольких дней на несколько десятых долей процента. Эти в ременные изменения процента. Эти в ременные изменения нарушают нормальную работу и могут быть уменьшены путем применения зазоров. Кажущиеся изменения магнитной проннцаемости наблюдаются в разомкнутых сердечниках, если сердечник и обмотка сдвигаются друг относительно друга или относительно экрана.

Температурные коэффициенты магнитиой проницаемости и индуктивности тороидальных сердечников:

$$\alpha_{\mu} = \frac{1}{\mu_r} \frac{d\mu_r}{dT} \quad \text{H} \quad \alpha_L = \frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dT} , \quad (2-150)$$

где T — температура. a_L отличается от a_{μ} вследствие температурного расширения обмотки или каркаса; их различие уменьшается с возрастанием действующей проницаемости μ_{ac} (§ 2-14). При применении сердечников с зазорами температурный коэффициент уменьшается до величины

$$a_{\mu g} = a_{\mu} \frac{\mu_{g}}{\mu_{r}}$$
. (2-151)

Здесь значение μ_g берется из ур. (2-125). У сердечников из магнитодиэлектрика α_{μ} изменяется в зависимостн от вида ферромагнетика и связующих веществ, а у ферритовых и сердечников из листового материала — в зависимости от прокладок в воздушном зазоре или подмагничивання. В колебательном контуре температурные коэффициенты конденсатора и катушки могут взаимно компенсироваться. Температурные коэффициенты сердечников из разных материалов значительно отличаются друг от друга, поэтому следует руковолствоваться данными заводов-изготовителей. Сердечники из магнитодиэлектриков с низкой магнитной проницаемостью и ферритовые сердечники с зазорами имеют температурные коэффициенты ниже 10⁻⁴/° С; сердечники с высокой проницаемостью из магнитодиэлектриков и ферритовые без зазоров имеют большей частью положительные температурные коэффициенты до 10⁻³/°С.

Каркасы катушек с большим температурным расширением, особенно при несимметричном расположении сердечников в них, могут сильно влиять на величину α_L ; этого недостатка лишены керамические каркасы. Следует обращать внимание на температурную реакцию металлических экранов.

Наибольшая допустимая рабочая температура сердечников из магнитодиэлектрика определяется связующими составами. Сердечники, изготовленные на шпридмашинах, выдерживают температуру около 75°С, прессованные сердечники — до 100—140°С. При длительном воздействии высоких температур умеличиваются потери и сердечник разрушается [Л. 74]. Ферритовые сердечники выдерживают более высокие температуры, однако выше точки Кюри их магнитные свойства исчезают. Низкие температуры в обычных пределах не причиняют вреда сердечникам.

Сердечники из магнитодиэлектриков с высокой проницаемостью и с небольшим содержанием изолирующих веществ при работе во влажной атмосфере должны быть защищены от коррозии путем пропитки или герметизации. Сердечники с низкой проницаемостью и большинство ферритовых сердечников достаточно влагостойки.

2-17. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

В непроводящей среде между двумя электродами с различными потенциалами существует напряжение, равное разности потенциалов. При этом на неподвижные электрические заряды действуют силы, что указывает на существование электрического поля. Направление электрического поля изображают при помощи линий напряженности поля, показывающих направление сил, действующих на положительные заряды. Линии напряженности электрического поля выходят из электрода более высокого потенциала (положительный заряд) нормально к его поверхности и входят в электрод более низкого потенциала (отрицательный заряд) также иормально к поверхности.



Рис. 2-72. Однородное поле между плоскими электродами.

В однородном поле

$$E = \frac{U}{s} \,. \tag{2.153}$$

Поверхности равных потенциалов (например, электроды) называют эквипотенциальными поверхностями; они пронизываются линиями поля в перпенднкулярном направлении. В пространстве между электродами электрическое поле воздействует на диэлектрик, создавая электрическое с мещение. Поток смещения, проходящий сквозь находящуюся в поле замкнутую поверхность, равен заряду этой поверхности:

$$\oint \vec{D}_n \, \vec{dF} = Q. \tag{2.154}$$

Плотность смещения в однородном поле

$$D = \frac{Q}{F} . \tag{2-155}$$

Электрическое смещение пропорционально напряженности электрического поля E:

$$D == \varepsilon E; \qquad (2-156)$$

 $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0.$ (2-157)

Действительно постоянной величиной является лишь ε_0 ; значения ε_p и ε различных сред в той или иной степени зависят от приложенного напряжения, температуры и частоты. ε_0 называется электрической постоянной, ε_p — относительной диэлектрической проницаемостью, а ε — а \bullet солютной диэлектрической поницаемостью (см. габл. 2-8).

Из вышеприведенных формул вытекает:

$$\frac{Q}{U} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 F}{s} \,. \tag{2-158}$$

Отношение $\frac{Q}{U}$ является емкостью С

Занного устройства (см. § 2-18). Между плоскими электродами одинаковой величины линии поля параллельны (рис. 2-72). Если электроды криволинейны, то криволинейны и линии поля (рис. 2-73 и 2-74). Для наглядного представления распределения напряжений в диэлектрике плотность линий поля изображается пропорциональной напряженности поля; на чертеже наносятся эквипотенциальные поверхности, разности потенциалов между которыми одинаковы. Тогда расстоя-



Рис. 2-73. Неоднородное поле между шарообразными электродами.



Рис. 2-74. Линии поля и эквипотенциальные линии между шаром и плоскостью.



Рис. 2-75. Поле меж. ду двумя концентрическими шарами.

Рис. 2-76. Поле между двумя коаксиальнымн цилиндрамн.



Рис. 2-77. Поперечный разрез экранированной двухпроводной линии.





рис. 2-79. Продольный разрез ленточной линии с изменяющимся расстоянием.

ние между линиями или величина образуемых ими квадратоподобных площадок является мерой, действующей в данном месте напряженности поля (рис. 2-75—2-78).

При изображении линий поля в линиях передачи квадратоподобная форма площадок

Рис. 2-80. Продольный разрез коаксиальной линии.



Рис. 2-81. Продольный разрез коаксиальной линип с различным расстоянием между проводниками.

сохраняется только между плоскими ленточными проводами (рис. 2-79) и в поперечных сечениях коаксиальных линий. В продольных разрезах коаксиальных линий (рис. 2-80, 2-81) получаются прямоугольники, расположенные по направлению оси у внутренних и перпендикулярно к ней у наружных проводников. Подробнее об изображении линий поля см. [Л. 7, 75]; о точном построении линий поля и эквипотенциальных линий — [Л. 76].

У края плоского конденсатора простейшего вида поле неоднородно (рис. 2-82). Напряжение на диэлектрике здесь получается наибольшее, так как расстояние первой эквипотенциальной поверхности от края более короткого электрода очень мало, т. е. напряженность поля здесь во много раз больше, чем в однородном поле Если же этот электрод сдвинуть до следующей или еще лучше до вгорой эквипотенциальной линии и загнуть по ее направлению, то окажется, что расстояние до ближайшей эквипотенциальной линии станет лишь немногим меньше, чем в однородном поле. Эта возможность выравнивания поля у краев используется в выключаю-щих устройствах высокого напряжения и в керамических конденсаторах для повышенных напряжений. Таким путем добиваются выравнивания пробивного напряжения у края и в середине конденсатора, в результате чего электрическая прочность диэлектрика используется более полно.

Как видно из рис. 2-74-2-78, при искривленных электродах зона наибольших напряженностей поля находится у кривизны меньшего радиуса. Максимальная напряженность



Рис. 2-82. Поле у края двух плоских пластин различной величины.

поля в диэлектрике между двумя концентрическими шарами (рис. 2-75) равняется:

$$E_{\text{Make}} = U \frac{\frac{R_a}{R_i}}{R_a - R_i} , \qquad (2-159)$$

т. е. она тем больше, чем больше отношение R_a

и чем меньше разность $R_a - R_i$, т. е.

расстояние между обкладками (здесь R. --радиус внешнего шара, R_i — радиус внутреннего шара). Названные условия взаимно противоречивы, и, следовательно, имеется оптимум. Он определяется легко:

$$\frac{R_a}{R_i} = 2.$$

Можно также считать, что в ур. (2-159).

$$\frac{R_a - R_i}{\frac{R_a}{R_i}}$$

соответствует расстоянию в между электродами в ур. (2-153). Очевидно, что преимущество большого расстояния между обкладками R_a — R_i,заключающееся в уменьшении напряженности поля, теряется при уменьщении внутреннего радиуса. Распределение на-U пряжения и 🗕 ----по толщине ди- $\overline{U_{o \, \mathrm{Gut}}}$

электрика с для шарового конденсатора (рис. 2-75) может быть вычислено по формуле

$$u = 1 - \frac{R_i}{R_a - R_i} \left(\frac{R_a}{R_i + (R_a - R_i)s} - 1 \right), \ (2-160).$$

а положение эквипотенциальных поверхностей — по уравнению

$$s = \frac{R_i}{R_a - R_i} \left(\frac{R_a}{R_i + (R_a - R_i)(1 - u)} - 1 \right). (2-161)$$

Для случая

$$\frac{R_a}{R_i} = 2 \tag{2-162}$$

$$s = \frac{u}{2 - u} \cdot$$

Результаты вычислений показаны на рис. 2-83. Следует обратить внимание на то, что у концентрических шаров с отношением ради-1 =6 на 10 толщины диэлектрика у YCOB R. внутренней поверхности приходится 40% об-R_a щего напряжения, в то время как при -= 2 диэлектрик в этом месте нагружен лишь.

18% общего напряжения.



Рис. 2-83. Распределение напряжения в диэлектрике между двумя концентрическими шарами.

Для цилиндрического конденсатора (рис. 2-76) соответственно имеем:

$$E_{\text{Make}} = U \frac{1}{R_i \ln \frac{R_a}{R_i}}$$
(2-163)

с минимумом при $\frac{R_a}{R_i} = 2,718.$

Распределение напряжения по толщине диэлектрика находят из уравнения

$$u = 1 - \frac{\lg \frac{R_a}{R_i + (R_a - R_i)s}}{\lg \frac{R_a}{R_i}}, \quad (2-164)$$

а положение эквипотенциальных поверхностей — из уравнения

$$S = \frac{1}{R_a - R_i} \left[\frac{R_a}{\left(\frac{R_a}{R_i}\right)^{1 - u}} - R_i \right]; (2-165)$$

в частном случае при

$$\frac{R_a}{R_i} = 2,718$$

$$s = \frac{1,58}{2,718} = -0,582.$$
(2-166)

Результаты вычислений показаны на рис. 2-84. Напряженность поля у внутренней поверхности на ¹/₁₀ толщины диэлектрика соответственно равна 23 и 16%, т. е. значительно ниже, чем у шарового конденсатора.

Если плоские конденсаторы имеют равные площади пластин и находятся под равными напряжениями, но расстояния между пластинами и диэлектрические проницаемости диэлектриков различны (рис. 2-85), то, как следует из ур. (2-158), (2-155) и (2-156):

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{s_2}{s_1} , \qquad (2-167)$$



Рис. 2-84. Распределение напряжения в диэлектрикемежду двумя коаксиальными цилиндрами.

т. е. напряженности поля не зависят от є, нобратно пропорциональны толщине диэлектрика.

В плоском конденсаторе с многослойным диэлектриком (рис. 2-86) отношение напряжений на слоях равно:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cdot \frac{s_1}{s_2}; \qquad (2-168)$$

отношение напряженностей поля в обеих средах:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} , \qquad (2-169)$$

т. е. не зависит от толщины диэлектрика. О величине напряженности поля в отдельных слоях см. ур. (2-209), (2-210) и (2-211).

слоях см. ур. (2-209), (2-210) и (2-211). Необходимо иметь в виду, что во всех устройствах с многослойными диэлектриками, расположенными перпендикулярно направлению поля, наибольшая напряженность поля будет иметь место в слое с наименьшим є, (см. § 2-18 и 2-22).

При переходе линий поля из одного диэлектрика в другой напряженность поля изменяется скачком как по величине, так и



Рис. 2-85. Напряженность поля в различных лиэлектриках при одинаковом напряжении между электродами.



Рис. 2-86. Напряженность поля в многослойном диэлектрике.



Рис. 2-87. Преломление линий поля из границе Авух сред.

(если линии входят наклонно) по направлению. На рис. 2-87 показано преломление линий поля при переходе из воздуха в диэлектрик с е_r = 3. При нормальном пере- E_{nl} 3

ходе $\frac{E_{n1}}{E_{n2}} = \frac{3}{1}$. При наклонном переходе,

если векторы E_1 и E_2 разложить на составляющие E_{n1} , E_{t1} , E_{n2} , E_{t2} и учесть, что $E_{t1} = = E_{t2}$, получим:

$$\frac{\operatorname{tg}\,\alpha_1}{\operatorname{tg}\,\alpha_2} = \frac{s_1}{\varepsilon_2}.\tag{2-170}$$

Из рис. 2-87 видно также, что при расположении слоев диэлектриков параллельно направлению поля напряженность поля в обоих слоях (при равной их толщине) одинакова. При наклонном расположении линий напряженность поля во втором диэлектрике

$$E_2 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{\cos \alpha_1}{\cos \alpha_2} \cdot E_1. \qquad (2.171)$$

Линии электрического смещения ведут себя несколько иначе (рис. 2-88). Хотя в этом случае и остается в силе ур. (2-170), но смещение во втором диэлектрике равно:

$$D_2 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cdot \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} \cdot D_1. \qquad (2.172)$$

При расположении слоев параллельно направлению поля электрическое смещение про-



Рис. 2-88. Преломление линий электрического смещения на границе двух сред. порционально значениям є, диэлектриков. При расположении под углом смещение увеличивается уже в меньшей мере, чем є, а при перпендикулярном расположении становится одинаковым для обоих слоев.

2-18. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

О КОНДЕНСАТОРАХ [Л. 14, 15, 16, 77]

Единицей измерения емкости является фарада:

$$1\phi = 1 \frac{\kappa}{s} . \qquad (2-173)$$

Дольные единицы: 1 $m\kappa\phi = 10^{-6} \phi$; 1 $н\phi = 10^{-9} \phi$; 1 $m\kappa\pi\kappa\phi = 1 n\phi = 10^{-12} \phi$.

Для расчета емкости конденсаторов различных видов или систем проводов служат нижеследующие формулы (с помощью этих же формул можно определить диэлектрическую проницаемость диэлектрика).

Плоский конденсатор:

без учета краевого эффекта:

$$C [n\phi] = \frac{0.0886 \epsilon_r \cdot F[CM^2]}{s[CM]};$$

$$\epsilon_r = \frac{11.3 s[CM] \cdot C[n\phi]}{F[CM^2]};$$
(2-174)

с круглыми электродами одинаковых размеров (рис. 2-89):

$$C[n\phi] = \frac{0.0695\varepsilon_r (D[cm])^2}{s[cm]};$$

$$\varepsilon_r = \frac{14.4 s[cm] \cdot C[n\phi]}{(D[cm])^2}; \quad (2-175)$$

с круглыми электродами неодинаковых размеров (рис. 2-90):

$$C[n\phi] = \frac{0,0695\varepsilon_r (D[cM])^2}{s[cM]A};$$

$$\varepsilon_r = \frac{14,4 s[cM] \cdot C[n\phi] \cdot A}{(D[cM])^2}; \quad (2.176)$$

с круглыми электродами одинаковых размеров; диаметрэлектродов меньше диаметра диэлектрика (рис. 2-91):

$$C[n\phi] = \frac{0,0695 \varepsilon_r (D[cM])^2}{s[cM]B};$$

$$\varepsilon_r = -\frac{14,4 s[cM] \cdot C[n\phi] \cdot B}{(D[cM])^2}.$$
 (2-177)

Коэффициенты A и B зависят от отношеия $\frac{D}{s}$ и определяются по рис. 2-92.





рис. 2-89. Плоский Рис. 2-90. Плоский конденсатор с конденсатор с электродами одинаковых размеров, без поля рассеяных размеров.



Рис. 2-91. Плоский конденсатор с электродамя одинаковых размеров, но с диэлектриком боль ших размеров.



Коаксиальный цилиндрический коиденсатор с электродами и диэлектриком одинаковой длины, без учета краевого эффекта (рис. 2-93):

$$C[n\phi] = \frac{0,241\varepsilon_r l[cM]}{\lg \frac{D_a}{D_i}};$$

$$\varepsilon_r = \frac{4,145 \log \frac{D_a}{D_i} \cdot C [n\phi]}{l [cM]}; \quad (2-178)$$

 $\mathcal{C}[n\phi] = 1$

lg -

с электродами одинаковой длины и диэлектриком большей длины (рис. 2-94):

$$C[n\phi] = \frac{0.241\varepsilon_r (l[cM] + 0.08D_a [cM])}{\lg \frac{D_a}{D_i}};$$

$$\varepsilon_r = \frac{4.145\lg \frac{D_a}{D_i} \cdot C[n\phi]}{l[cM] + 0.08D_a [cM]}; \quad (2-179)$$

с электродами неодинаковой длины и более длинным диэлектриком (рис. 2-95):

$$C[n\phi] = \frac{0.241\varepsilon_r (l[cm] + 0.17D_a [cm])}{\lg \frac{D_a}{D_i}};$$

$$\varepsilon_r = \frac{4.145 \lg \frac{D_a}{D_r} \cdot C[n\phi]}{l[cm] + 0.17D_a [cm]}.$$
 (2-180)



Рис. 2-93. Коаксиальный цилиндрический конленсатор без поля рассеяния.

Рис. 2-94. Коаксиаль-

ный цилинлрический конденсатор с электродами одинаковых размеров и диэлектриком большего размера. Шаровый конденсатор (рис. 2-75):

 $\frac{(D_i + D_a)^2 - 4a^2 + \sqrt{(D_i^2 + D_a^2 - 4a^2)^2 - 4D_i^2 D_a^2}}{(D_i + D_a)^2 - 4a^2 - \sqrt{(D_i^2 + D_a^2 - 4a^2)^2 - 4D_i^2 D_a^2}}$ (2-181)

0,241e,1[cm]

$$C[n\phi] = \frac{0,555\epsilon_r D_a[cM]}{\frac{D_a}{D_l} - 1}.$$
 (2-182)

Горшковый конденсатор (рис. 2-97):

$$C[n\phi] = \epsilon_r \frac{0,2411[cm]}{\lg \frac{D_a}{D_r}} + \frac{0,278D_a[cm]}{\frac{D_a}{D_r}} - 1. \quad (2-183)$$





Рис. 2-97. Горшковый конденсатор без поля рассеяния.

Способы включения нескольких емкостей Параллельное включение (рис. 2-93):

$$C_p = C_1 + C_2 + \ldots + C_n$$
(2-184)

Последовательное соединение (рис. 2-99):

$$C_{s} = \frac{C_{1}C_{2}C_{3}\dots C_{n}}{C_{2}C_{3}\dots C_{n} + C_{1}C_{3}\dots C_{n} + C_{1}C_{2}C_{4}\dots C_{n} + \dots + C_{1}C_{2}\dots C_{n-1}}.$$
 (2-185)



Рис. 2-99. Последовательное включение нескольких емкостей.

Рис. 2-100. Смешанное соединение (звездой и треугольичком) иескольких емкостей.

Смешанное соединение (звездой и треугольником) (рис. 2-100):

 $C_1 = \frac{C_a C_c}{C_a + C_b + C_c};$ (2-186)

$$C_{2} = \frac{C_{a}C_{b}}{C_{a} + C_{b} + C_{c}}; \qquad (2.187)$$

$$C_{\mathbf{s}} = \frac{C_b C_c}{C_a + C_b + C_c}; \qquad (2-188)$$

$$C_{a} = \frac{C_{1}C_{2} + C_{1}C_{3} + C_{2}C_{3}}{C_{3}}; \quad (2-189)$$

$$C_b = \frac{C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3}{C_1}; \quad (2-190)$$

$$C_c = \frac{C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3}{C_2} . \quad (2.191)$$

Частичные емкости (рис. 2-101) Действующая емкость:

$$C = C_{12} + \frac{C_{10}C_{20}}{C_{10} + C_{20}}.$$
 (2-192)

Электрод 2 заземлен:

$$C = C_{12} + C_{10}. \tag{2-193}$$

Так как $C_{10} \ge \frac{C_{10}C_{20}}{C_{10}+C_{20}}$, то паразитная

емкость рассеяния при однополюсном заземлении электродов больше; она определеннее в случае окружения "горячего" электрода заземленным электродом.



Рис. 2-101. Частичные емкости. Рис 2-102. Конденсатор с защитным кольцом.

Конденсатор с защитным кольцом (рис. 2-102). Если при измерении емкости или

определении є, необходимо исключить влияние паразитных емкостей рассеяния, то применяют конденсатор с защитным кольцом. При измерении защитное кольцо должно иметь одинаковый потенциал с окруженным им электродом, однако емкость кольца не должна входить в измеряемую емкость, а должна быть присоединена, например, параллельно всей схеме моста. Зазор между электродом и кольцом должен быть малым по сравнению с толциной диэлектрика.

Емкость между двумя проводами диаметра D, находящимися на расстоянии а друг от друга:

$$C[n\phi] = \frac{0.12\epsilon_r \, l \, |c_M|}{\lg \frac{2a}{D}} \cdot \qquad (2-194)$$



Рис. 2-103. Частичные емкости двух проводов, расположенных вблизи земли.

Частичные емкости двух проводов, расположенных вблизи земли (рис. 2-103):

$$C_{12} [n\phi] = \frac{\lg \frac{b}{a}}{\lg \frac{4h_1}{D_1} \lg \frac{4h_2}{D_2} - \lg^2 \frac{b}{a}}; (2-195)$$

$$C_{10} [n\varphi] = \frac{\log \frac{4h_2}{D_2} - \log \frac{b}{a}}{\log \frac{4h_1}{D_1} \log \frac{4h_2}{D_2} - \log^2 \frac{b}{a}}; (2-196)$$

$$C_{20} [n\phi] = \frac{C_{20} [n\phi]}{\log \frac{4h_1}{D_1} - \log \frac{b}{a}} = 0.24\varepsilon_r l[c_M] \frac{1}{\log \frac{4h_1}{D_1} \log \frac{4h_2}{D_2} - \log^2 \frac{b}{a}} \cdot (2-197)$$

При $h_1 = h_2 = h$ и $D_1 = D_2 = D$ формулы приобретают вид:

$$C_{12}[n\phi] = 0.24\varepsilon_r l[cm] \frac{\lg \sqrt{\left(\frac{2h}{a}\right)^2 + 1}}{\lg \frac{4h}{D} \sqrt{\left(\frac{2h}{a}\right)^2 + 1} \cdot \lg \frac{4h}{D} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{2h}{a}\right)^2 + 1}}; \quad (2-198)$$



$$= \frac{C_{10} [n\phi] = C_{20} [n\phi] =}{\log \frac{4h}{D} \sqrt{\left(\frac{2h}{a}\right)^2 + 1}}.$$
 (2-199)

Действующая емкость:

$$C = C_{12} + \frac{C_{10}C_{20}}{C_{10} + C_{20}};$$

$$C[n\phi] = \frac{0.12\varepsilon_r l[cm]}{\lg \frac{4h}{D} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{2h}{a}\right)^2 + 1}}}.$$
 (2-200)

Емкость шара в свободном пространстве:

$$C[n\phi] = 0,555 \in D[c_M].$$
 (2-201)

Емкость между двумя шарами одинаковой величины с расстоянием а между центрами:

$$= 0,278 \varepsilon_r D [c_M] \left[1 + \frac{D (4a^2 - D^2)}{2a (4a^2 - 2aD - D^2)} \right].$$

Если расстояние между поверхностями шаров равно b, то можно пользоваться следующей приближенной формулой:

$$C[n\phi] = \frac{0.278\varepsilon_r b[cM]}{K}; \quad K = f\left[\frac{b}{D}\right]. \quad (2-202)$$

Значения коэффициента К приведены на рис. 2-104.





Емкость круглого диска в свободном пространстве:

$$C[n\phi] = 0.353\varepsilon_r D[c_M] \left(1 + \frac{0.637s}{D}\right),$$

где s — толщина диска; D — его диаметр. Для $D \gg s$

$$C[n\phi] = 0.353\varepsilon_r D[c_M]. \qquad (2-203)$$

Емкость горизонтального провода (рис. 2-105):

$$C[n\phi] = \frac{0.24\varepsilon_r l[cM]}{\lg \frac{4h}{D}} . \qquad (2-204)$$

Емкость вертикального провода (рис. 2-105):

$$C[n\phi] = \frac{0.24\varepsilon_r l[cm]}{\lg \frac{l}{D}};$$

при расположении провода вблизи земли $\left(h \ll rac{l}{4}\right)$

$$C[n\phi] = \frac{0.24\varepsilon_r l[cm]}{\lg \frac{1.15l}{D}} . \qquad (2-205)$$





Рис. 2-105. Вертикальный и горизонтальный провод вблизи земли.

і Рис. 2-105. Ввод провода. ц

Емкость ввода провода (рис. 2-106):

$$C[n\phi] = \frac{0.24\varepsilon_r l[cM]}{\lg \frac{2d}{D}} \text{ Alg } D \ll d; \quad (2-206)$$

в противном случае

=

$$C[n\phi] = 0,24l [cM]$$

$$= \frac{\frac{1}{\varepsilon_r} \lg \frac{2l}{D} + \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_r}\right) \lg \frac{2l}{D} - \lg \left(1 - \frac{l}{d}\right)}{\frac{1}{\varepsilon_r} \lg \frac{2l}{D} + \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_r}\right) \lg \frac{2l}{D} - \lg \left(1 - \frac{l}{d}\right)}$$

Конденсатор с многослойным диэлектриком (рис. 2-107):

$$C[n\phi] = \frac{C[n\phi]}{\frac{0,0886F[cM^2]}{\varepsilon_{r1}} + \frac{s_2[cM]}{\varepsilon_{r2}} + \dots + \frac{s_n[cM]}{\varepsilon_{rn}}}; \quad (2-207)$$

с круглыми электродами одинаковых размеров

$$C[n\phi] = \frac{C[n\phi]}{(0.0695 (D [cM])^2)}; \quad (2-208)$$

$$= \frac{\frac{S_1[cM]}{\varepsilon_{r1}} + \frac{S_2[cM]}{\varepsilon_{r2}} + \dots + \frac{S_n[cM]}{\varepsilon_{rn}}}{\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_{r1}} + \frac{S_2}{\varepsilon_{r2}} + \dots + \frac{S_n}{\varepsilon_{rn}}}; \quad (2-208)$$



Рис. 2-107. Конденсатор с многослойным диэлектриком.



Рис. 2-108. Векторная диаграмма и параллельная эквивалентная сжема коиденсатора с потерямя.

Напряженности поля в различных слоях см. также ур. (2-169)]:

$$E_1 = \frac{0}{\varepsilon_{r1} \left(\frac{s_1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{s_2}{\varepsilon_{r2}} + \dots + \frac{s_n}{\varepsilon_{rn}} \right)} ; \quad (2-209)$$

$$E_2 = \frac{U}{\varepsilon_{r2} \left(\frac{s_1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{s_2}{\varepsilon_{r2}} + \dots + \frac{s_n}{\varepsilon_{rn}} \right)}; \quad (2-210)$$

$$E_n = \frac{U}{\varepsilon_{rn} \left(\frac{s_1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{s_2}{\varepsilon_{r2}} + \dots + \frac{s_n}{\varepsilon_{rn}} \right)} \cdot (2-211)$$

Для конденсаторов с неоднородным диэлектриком можно считать приближенно

$$\lg \varepsilon_r = K_1 \lg \varepsilon_{r1} + K_2 \lg \varepsilon_{r2}, \qquad (2-212)$$

где K_1 и K_2 — доли по объему компонент смеси с относительными диэлектрическими проницаемостями ε_{r1} и ε_{r2} ; при этом $K_1 + K_2 = 1$.

Реактивное сопротивление и реаквроводимость. Если к кондентивная с емкостью С приложить пересатору менное синусоидальное напряжение U, то через конденсатор пойдет ток, опережающий напряжение на 🔁. Величина тока зависит от приложенного напряжения и сопротивления, оказываемого емкостью. Для этой цепи применим закон Ома, однако в емкостном сопротивлении энергия не теряется и не превращается в тепло.

В комплексной форме можно написать:

$$\mathbf{U} = \frac{1}{j\omega C} \mathbf{I}, \qquad (2-213)$$

где <u>1</u> — емкостное реактивное сопротив-

ление, которое с увеличением частоты или емкости умельшается. Чем выше частота и больше емкость, тем в большей степени конденсатор становится коротким замыканием для цепи переменного тока. Величина $j\omega C$ является проводимостью конденсатора.

2-19. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ И НАГРЕВ

Ток через конденсатор (с негазообразным диэлектриком) можно разложить на две составляющие: реактивную *I_C* и активную *I_R*.



Рис. 2-109. Векторная лиаграмма и послеловательная эквивалент ная схема конденсатора с потерями.

Активная составляющая совпадает по фазе с приложенным напряжением и отстоит от полного тока на угол φ , несколько меньший $\frac{\pi}{2}$. Угол, дополняюший φ до 90°, называется углом потерь δ , а его тангенс — коэ φ φ ициентом потерь; tgo представляет собой отношение активного тока к реактивному. Если считать, что активный ток появляется в результате подключения сопротивления R_{p} , т. е. сопротивления, эквивалентного потерям, параллельно емкости, то эквивалентная схема цепи имеет вид, показанный на рис. 2-108, и

$$\operatorname{tg} \delta_{p} = \frac{1}{R_{p} \omega C_{p}}.$$
 (2-214)

Последовательная эквивалентная схема (рис. 2-109) показывает, что при последовательном соединении емкости с сопротивлением R_s коэффициент потерь равен отношению падения напряжения U_R на этом сопротивлении к напряжению на конденсаторе U_C :

$$\operatorname{tg} \delta_{s} = \frac{U_{R}}{U_{C}} = R_{s} \omega C_{s}. \qquad (2-215)$$

Если потери в конденсаторе возникают за счет как параллельного, так и последовательного сопротивлений, то

tg
$$\delta = tg \delta_n + tg \delta_s$$
 при tg $\delta \leq 0, 1.$ (2-216)

Рис. 2-110 показывает величину коэффипиента потерь для конденсатора смкостью 100 пф в зависимости от частоты для разных параллельных и последовательных сопротивлений. Из графика следует, что при высоких частотах параллельное сопротивление меньше сказывается на потерях, чем последовательное. Поэтому в высокочастотных схемах следует особо тщательно выполнять скрутки, пайки и закрепление контактов, а также применять конденсаторы с возможно меньшим сопротивлением обкладок.

Общий коэффициент потерь tg d_g при различных способах соединений (рис. 2-111) нескольких емкостей, обладающих потерями. Параллельное соединение

$$\operatorname{tg} \delta_g = \frac{C_1 \operatorname{tg} \delta_1 + C_2 \operatorname{tg} \delta_2 + \ldots + C_n \operatorname{tg} \delta_n}{C_1 + C_2 + \ldots + C_n}.$$

Последовательное соединение

$$tg \,\delta_g = \frac{C_1 \,tg \,\delta_2 + C_2 \,tg \,\delta_1}{C_1 + C_2};$$

$$tg \,\delta_g = \frac{\frac{tg \,\delta_1}{C_1} + \frac{tg \,\delta_2}{C_2} + \ldots + \frac{tg \,\delta_n}{C_n}}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \ldots + \frac{1}{C_n}}.$$
 (2-218)

Приведенные формулы для кондечсаторов с потерями относятся лишь к простейшим случаям расчета диэлектрических потерь. Большинство твердых изолирующих материалов имеет неоднородное строение и общая емкость состоит из бесконечного количества многих малых частичных емкостей с различными свойствами. Исходя из этого, приходят к выводам, которые во многих случаях позволяют объяснить диэлектрические свойства твердых изолирующих материалов. С помощью теории диполей [Л. 79] удалось диэлектрические свойства неорганических, особенно жидких, веществ объяснить с помощью молекулярных свойств. К подобным результатам приходят, пользуясь теорией граничных слоев [Л. 87].

Напряжение, приложенное к конденсатору, обусловливает возникновение (полного) тока *I*, состоящего из реактивного тока (тока смещения)

$$I_c = I \sin \varphi \qquad (2-219)$$

и активного тока (тока проводимости)

$$I_{P} = I \cos \varphi. \qquad (2-220)$$

Мощности конденсатора соответственно этому носят названия:

полная мощность

$$P_{S} = UI;$$
 (2-221)

реактивная мощность

$$P_B = UI \sin \varphi = UI \cos \delta; \qquad (2-222)$$

активная мощность

$$P = UI \cos \varphi = UI \sin \delta. \qquad (2-223)$$

Отношение активной мощности к полной мощности называется коэффициентом мощности:







Рис. 2-111. Эквивалентная схема для определения коэффициента потерь при параллельном и последовательном соединения коиденсаторов.

а отношение активной мощности к реактивной мощности называется коэффициентом потерь:

$$\frac{P}{P_{B}} = \operatorname{ctg} \varphi = \operatorname{tg} \delta. \qquad (2-225)$$

При $\varphi \ge 84^{\circ}$ или $\delta \le 6^{\circ}$, а следовательно, tg $\delta \le 100 \cdot 10^{-3}$, что обычно имеет место в раднотехнике, можно считать sin $\delta = tg \delta$. В этом случае активная мощность

$$P = UI \text{ tg} \ \mathbf{\hat{o}} = U^2 \omega C \text{ tg} \ \delta, \qquad (2-226)$$

Температурный коэффициент емкости (т. к. е.) [Л. 39]

$$\alpha_{c} = \frac{\Delta C}{C \, \Delta t} \,, \qquad (2-227)$$

где ΔC — изменение емкости, соответствующее изменению температуры на Δt . При параллельном и последовательном включении двух емкостей с различными т. к. е. можно получить промежуточные значения т. к. е.

При параллельном соединении

$$\sigma_{og} = \frac{C_1 \alpha_{cl} + C_2 \alpha_{c2}}{C_1 + C_2}.$$
 (2-228)

При последовательном **со**единении

$$\alpha_{cg} = \frac{C_1 \alpha_{c^2} + C_2 \alpha_{c1}}{C_1 + C_2} . \qquad (2-229)$$

Обычно при известной общей емкости требуется определить величины частичных емкостей для получения необходимого т. к. е. При параллельном соединении

$$C_2 = \frac{a_{cg} - a_{c1}}{a_{c2} - a_{c1}} (C_1 + C_2) \qquad (2-230)$$

и для $a_{cg} = 0$

$$C_2 = -\frac{a_{c1}}{a_{c2} - a_{c1}} (C_1 + C_2).$$

При последовательном соединении

$$C_2 = \frac{a_{cg} - a_{c2}}{a_{c1} - a_{c2}} (C_1 + C_2) \quad (2-231)$$

и для $a_{cg} = 0$

$$C_2 = -\frac{a_{c2}}{a_{c1} - a_{c2}} (C_1 + C_2).$$

2-20. КОНДЕНСАТОРЫ ПЕРЕМЕННОЙ ЕМКОСТИ [Л. 14, 15, 16]

Из трех величин ε_r , *F* и *s*, определяющих емкость плоского конденсатора, для изготовления конденсаторов с переменной емкостью проще всего использовать изменение площади. Для измерительных целей применяются эталонные или калиброванные конденсаторы с переменным расстоянием между пластинами, которые позволяют при достаточном расстоянии между пластинами получать очень малые изменения емкости. Такие конденсаторы отличаются также тем, что собственная их индуктивность при изменениях емкости остается постоянной, почему они и используются обычно в измерительных устройствах для точной настройки.

Изменением площади путем изменения взаимного перекрытия двух расположенных напротив поверхностей возможно получить конденсаторы переменной емкости в двух конструктивных исполнениях — пластинчатом и цилиндрическом. В последнем случае емкость согласно ур. (2-178) прямо пропорциональна длине взаимно перекрываемых концентричных цилиндрических поверхностей. Изменению емкости путем изменения длины в приборостроении было предпочтено изменение емкости путем вращения и такой конденсатор переменной емкости получил всеобщее применение. Как показано на рис. 2-112, изменение емкости осуществляется путем вращения одного пакета пластин (ротора) внутри другого (статора). Пластины, из которых составлены пакеты, имеют форму полуокружности, и результирующая емкость изменяется в зависимости от угла поворота ротора α. В настоящее время промышленность серийно изготовляет такие конденсаторы с расстоянием между пластинами до нескольких долей миллиметра и благодаря этому очень малых размеров. Путем соответствующего подбора металлов и изолирующих материалов удается настолько снизить зависимость емкости от температуры (вследствие теплового расширения пластин, осей, крепящих деталей), что требуется лишь температурная компенсация начальной емкости путем параллельного включения небольших керамических конденсаторов с температүрным коэффициентом противоположного знака [Л. 39].

Обычные конденсаторы переменной емкости имеют максимальную емкость около 500— 600 *пф*; их начальная емкость составляет около 10% от конечной. Таким образом, при по-



емкости



рис. 2-113. Прямоемкостный конденсатор переменной емкости.

вороте ротора на 180° получается десятикратное изменение емкости. Характер изменения емкости при изменении угла поворота зависит от формы пластин пакета ротора. Путем придания им соответствующей формы можно получать перечисленные ниже виды конденсаторов переменной емкости.

В формулах с (2-232) по (2-251) приняты обозначения: n — общее число пластин (статора и ротора); R — наружный радиус пластин, *см*; r — внутренний радиус пластин, *см*; α — угол поворота; s — расстояние между пластинами, *см*; C — емкость, $n\phi$.

Прямоемкостный конденсатор переменной емкости (рис. 2-113) (конденсатор с полукруглыми пластинами)

$$C_{\text{MAKC}} = \frac{0.139 (n-1) \varepsilon_r (R^2 - r^2)}{s} + C_{\text{MHB}};$$
(2-232)

$$C = (C_{\text{MAKC}} - C_{\text{MHH}}) \frac{a}{\pi} + C_{\text{MHH}};$$
 (2-233)

$$f = \frac{f_{\text{Makc}}}{\sqrt{1 + \frac{C_{\text{Makc}} - C_{\text{MRH}}}{C_{\text{MH}}}}}; (2-234)$$

$$\lambda = \lambda_{\text{MRH}} \sqrt{1 + \frac{C_{\text{MAKC}} - C_{\text{MHH}}}{C_{\text{MRH}}} \cdot \frac{\alpha}{\pi}}. \quad (2-235)$$

Прямоволновый конденсатор переменной емкости (рис. 2-114)

$$C_{\text{MAKC}} = \frac{0.07 (n-1) \varepsilon_r (R_{\text{MAKC}}^2 - r^2)}{s} + C_{\text{MAH}},$$
(2-236)

$$C = 2 \left(\sqrt{C_{\text{Make}} C_{\text{MHH}}} - C_{\text{MHH}} \right) \frac{\alpha}{\pi} +$$

+
$$\left(\sqrt{C_{\text{MAKC}}} - \sqrt{C_{\text{MAH}}}\right)^2 \left(\frac{a}{\pi}\right)^2 + C_{\text{MAH}};$$
 (2-237)

$$f = \frac{I_{\text{MAKC}}}{1 + \left(\sqrt{\frac{C_{\text{MAKC}}}{C_{\text{MHH}}}} - 1\right)^{\frac{\alpha}{\pi}}}; \quad (2-238)$$

$$\lambda = \lambda_{\text{MRH}} \left[1 + \left(\sqrt{\frac{C_{\text{MAKC}}}{C_{\text{MRH}}}} - 1 \right) \frac{\alpha}{\pi} \right]; \quad (2-239)$$

$$R = 4 \sqrt{\left(\frac{14.4C_{\text{MAKC}} \cdot s}{(14.4C_{\text{MAKC}} \cdot s)} + 2 \right) \frac{\alpha}{\pi}} + 2^2 (2-240)$$

$$= \sqrt{\left(\frac{14,4C_{\text{MAKC}}\cdot S}{(n-1)\varepsilon_r} - r^2\right)^{\frac{\alpha}{\pi}} + r^2 \cdot (2-240)}$$



Рис. 2-114. Прямоволновый конденсатор переменной емкости.

Прямочастотный конденсатор переменной емкости (рис. 2-115)

$$C_{\text{Make}} = \frac{0.07 (n-1) \varepsilon_r \left[\frac{f_{\text{MHH}}}{f_{\text{Make}}} + \left(\frac{f_{\text{MHH}}}{f_{\text{Make}}} \right)^2 \right] \cdot (R_{\text{Make}}^2 - r^2)}{s};$$

$$(2-241)$$

$$C = \frac{C_{\text{MHH}}}{\left|1 - \left(1 - \sqrt{\frac{C_{\text{MHH}}}{C_{\text{MAKC}}}}\right)^{\frac{\alpha}{\pi}}\right|^{2}}, \quad (2-242)\right|$$

$$I = I_{\text{MAKC}} \left[1 - \left(1 - \sqrt{\frac{C_{\text{MHH}}}{C_{\text{MAKC}}}}\right)^{\frac{\alpha}{\pi}}\right]; \quad (2-243)$$

$$\lambda = \frac{\lambda_{\text{MHH}}}{1 - \left(1 - \sqrt{\frac{C_{\text{MHH}}}{C_{\text{MAKC}}}}\right)^{\frac{\alpha}{\pi}}}; \quad (2-244)$$

$$\frac{1}{1 - \left(1 - \sqrt{\frac{C_{\text{MHH}}}{C_{\text{MAKC}}}}\right)^{\frac{\alpha}{\pi}}}; \quad (2-244)$$

$$R = \left(\begin{array}{c} \frac{(n-1)\varepsilon}{f_{\text{MAKC}}} - \left(\frac{1}{f_{\text{MAKC}}}\right) \\ \frac{\left[\frac{f_{\text{MAKC}}}{f_{\text{MHH}}} - \left(\frac{f_{\text{MAKC}}}{f_{\text{MHH}}} - 1\right)\frac{\alpha}{\pi}\right]^{3} + r^{2}. \end{array} \right)$$

$$(2-245)$$

Логарифмический конденсатор переменной емкости (рис. 2-116)

$$C_{\text{Makc}} = \frac{0.06 (n-1) \varepsilon_r (R_{\text{Makc}}^2 - r^2) \left(1 - \frac{C_{\text{MHH}}}{C_{\text{Makc}}}\right)}{s \lg \frac{C_{\text{Makc}}}{C_{\text{MHH}}}};$$

(2-246)

$$C = C_{\text{MRH}} \left(\frac{C_{\text{MAKC}}}{C_{\text{MRH}}} \right)^{\frac{\pi}{\pi}}; \qquad (2-247)$$

$$\lg C = \lg C_{\mathsf{MRH}} + \frac{\alpha}{\pi} \lg \frac{C_{\mathsf{MAKC}}}{C_{\mathsf{MRH}}}; \quad (2-248)$$

$$\lg f = \lg f_{MaKC} - \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\pi} \lg \frac{C_{MaKC}}{C_{MBH}}; \quad (2-249)$$

$$\lg \lambda = \lg \lambda_{MHH} + \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\pi} \lg \frac{C_{MAKC}}{C_{MHH}}; \quad (2-250)$$



Рис. 2-115. Прямочастотный "конденсатор переменной емкости.



Рис. 2-116. Логарифмический конденсатор переменной емкости.

2-21. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ИЗОЛЯЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ДИЭЛЕКТРИКИ

К применяемым в электротехнике изоляционным материалам предъявляются требования: высокое сопротивление изоляции, высокая электрическая прочность, высокая механическая прочность, отсутствие старения, отсутствие влагопоглощения.

Кроме этих общих требований, при выборе материалов для конструкций в в. ч. схемах следует обращать внимание и на другие свойства, подбирая наиболее подходящие. Для уменьшения мощности потерь $P = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta$ как C, т. е. є, так и tg δ должны быть возможно малыми. Произведение є, tg ð, которое можно назвать коэффициензатухания том изоляционного материала, должно быть малым. Низкое значение є способствует, кроме того, уменьшению паразитных емкостей. Если приборы работают при температурах не выше 60-70° С, то конструктор все же должен заботиться о достаточно высокой теплостойкости изоляционного материала, так как часто в качестве конструк-

$$R = \left[\begin{array}{c} \hline 16,6C_{Ma} & 1g_{K}\frac{C_{MAKC}}{C_{MHH}} \\ (n-1)\varepsilon_{r}\left(1-\frac{C_{MHH}}{C_{MAKC}}\right) - r^{2} \end{bmatrix} \left(\frac{C_{MAKC}}{C_{MHH}}\right)^{\left(\frac{\alpha}{\pi}-1\right)} + r^{2}. \quad (2-251)$$

Таблица 2-7

Свойства высокочастотных изоляционных материалов

	Основание требования	Вулканизиро- ванная фибра	Стекла	Пластмассы: а) полистирол б) лювикан	К ерамика Тип 251
Осщие требования					
Высокое сопротивление	Омические потери	109 OM	1014 — 1013 ом	1012 OM	1012 — 1013 ом
Высокая электрическая	Короткие замыкания, малые размеры	3 кв/мм	20 — 40 квімм	25 — 50 KB/MM	30 — 45 кв/мм
Высокая механическая	Механические повреж-	Имеется	Имеется	Ограничена	Имеет ся
Отсутствие старения	Изменение диэлектриче- ских свойств во вре- мени	Не имеется	-		-
Отсутствие влагологло- щения	Влияние влажности	• •	•	Имеется	-
Особые требования при работе на высоких частотах					
Малый коэффициент затухания є te č	Потерн мощности. ем-	Около 250-10 ⁻⁸	(5 - 50) · 10-3	a) $0.5 \cdot 10^{-3}$ b) $4 \cdot 10^{-3}$	(2 - 3)·10->
Малая зависимость ди- электрических свойств	Влияние температуры на параметры прибора	Не имеется	Ограничена	Ограничена	Имеется
Теплостойкость не ин-	Необходимость пайки де- талей	7 0—90° C	>200° C	a) 70° C	>200° C
Малое тепловое расшире- ние	Влияние температуры на параметры прибора	25.10-8	(5 — 7)•10 ⁻⁶	a) 70.10-6 6) (40-00).10-6	7.10-0

применяются втулки ТИВНЫХ элементов с резьбой или другие металлические детали. закрепляемые с помощью пайки или мастики из искусственных смол. Эти операции производятся при температурах до 200° С, чем и обусловливается требование высокой теплостойкости материала. Малый температурный коэффициент линейного расширения изоляционных материалов в в. ч. схемах имеет такое же значение для постоянства электрических параметров, как и возможно малая зависимость от температуры є, tg δ и электрической прочности.

В табл. 2-7 приведены общие и специальные требования к изоляционным материалам и некоторые данные для стекол, двух видов пластмасс с наилучшими показателями и одного типа в. ч. керамики. Вулканизированная фибра и ей подобные материалы уже давно не применяются в в. ч. схемах. Ее показатели приведены в таблице с целью показать, какими изоляционными материалами располагала техника в. ч. на заре своего развития. Позже обратились к стеклам и получили специальные сорта их, которые благодаря хорошим показателям применяются до настоящего времени. Вслед за тем вскоре в области неорганических соединений появился превосходный материал полистирол с очень низкими потерями, которые были бы достаточны, если бы этот материал не обладал одновременно очень низкой теплостойкостью (70° С). Лювикан¹ и подобные ему материалы обладают более высокой теплостойкостью, но она достигнута за счет больших потерь. Как видно из таблицы, только керамический мате-

¹ Пластмасса с волокнистым наполнителем. (Прим. ред.) риал типа 221 удовлетворяет всем требованиям и может поэтому рассматриваться как универсальный материал для в. ч. деталей, что, однако, не исключает в отдельных специальных случаях применения и других материалов.

Диэлектрики. Твердые диэлектрики имеют более высокие значения диэлектрической проницаемости, чем воздух, и в отличие от жидких диэлектриков могут выполнять роль элементов конструкций. Поэтому они находят в технике в. ч. преимущественное применение для конденсаторов постоянной емкости. Воздушные и вакуумные конденсаторы применяются только для очень больших мощностей в связи с малой величиной диэлектрических потерь и при условии, что большие размеры, а следовательно, и большая собственная индуктивность не являются препятствием. Конденсаторы с жидкими диэлектриками не отвечают необходимым требованиям вследствие зависимости их электрических свойств при высоких частотах от частоты и температуры.

Диэлектрики конденсаторов постоянной емкости для в. ч. аппаратуры должны удовлетворять ряду условий, вытекающих из общих требований к устройствам переменного тока. Особенно важными условиями являются малые потери и большое значение є при возможно малой зависимости обоих от частоты в пределах от 10⁵ до 10¹⁰ ги. Большое значение имеют также постоянство диэлектрических свойств во времени и малая или однозначная зависимость их от температуры.

Этим специальным условиям в наибольшей мере удовлетворяют керамические диэлектрики, слюда и полистирол (табл. 2-8, рис. 2-117 и 2-118). Они пре-



Рис. 2-117. Зависимость коэффициента потерь различных диэлектриков от частоты и температуры.

восходят бумагу и все прочие диэлектрики и отличаются друг от друга главным образом различными температурными коэффициентами диэлектрической проницаемости. Как є, так и температурные коэффициенты є керамических диэлектриков лежат в широком спектре величин. Керамические материалы сохраняют свою форму даже при высоких гемпературах и их

Таблица 2-8

Значения относительной диэлектрической проницаемости различных веществ

. 1 Вещества	٤r
Газообразные вещества	1 (00064
	1,000204
Окись углерода	1.000390
Леуокись услевода	1.000946
Закись азота.	1,000994
Жидкие вещества	
Парафиновое масло	9.9
Бензол	2.3
Этиловый эфир	4.4
Алетон	21
Этиловый спирт	26
Твердые вещества	
Парафин	1.9-2.2
Полистирол	9.4
Эбонит	2.0-3.5
Канифоль	2.6
Янтарь	2.8
Шеллак	2.7-3.7
Электрокартон	3.5-5
Кварцевое стекло.	3.7
Вулканизированная фибра	4.1
Квари	4.5-4.7
Гетинакс	5.0
Φαρφορ	5 4-6.4
Слюда	7.0
Мламол	8 5
Стекла	5-16
Титанаты	
Титанаты бария	1 000 2 000
Смешанные тнтанаты	3 000-5 000
	J 000 —0 000
Специальные керамики	
Тип 221	6
320	12-30
330	30-40
. 331	35-45
. 311	30-45
. 310	60-100



Рис. 2-118. Диэлектрические потери различных диэлектриков в диапазоне сантиметровых волн.

низкие диэлектрические потери и значения є не претерпевают изменений при нагреве; их внедрение способствует освоению все более высоких частот.

Приводимые отдельными изготовителями данные зависимости диэлектрических потерь от частоты и температуры имеют разброс, особенно значительный у керамических диэлектриков. Поэтому для получения представления о характере этих зависимостей наиболее часто встречающиеся данные о каждом материале были усреднены и обобщены в виде областей (рис. 2-117). Свойства некоторых диэлектриков в диапазоне сантиметровых волн (рис. 2-118) определены на основании сравнительно скудных данных отдельных авторов. Особенно большое распространение получили керамические диэлектрики с солями титановой кислоты (титанатами), имеющие высокую диэлектрическую проницаемость Различают диэлектрики, изготовленные на основе титаната бария, и диэлектрики на бариевостронциевой основе (или на основе родственных потитанатов) [Л. 89, 90]. следним смешанных первых значения в заключаются между 1000 и 3000, а у вторых — от 3000 до 6 000. Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры, частоты и напряжения, вначале резко выраженная у второй группы, впоследствии была настолько уменьшена, что эти материалы нашли широкое применение для в.ч. конденсаторов большой емкости и очень малых размеров. Их диэлектрические потери (рис. 2-117) высоки по сравнению с другими керамическими материалами, однако они преимущественно применяются в схемах, где это не имеет решающего значения.

На рис. 2-119 представлена зависимость е от температуры для обычно применяемой титанатовой радиокерамики (по данным изготовителей). У большинства диэлектриков из





Рис. 2-119. Зависимость диэлектрической проницаемости титанатовой керамики от температуры.

Рис. 2-120. Завнсимость емкости кои денсаторов с титанатовой керамикой от напряженности поля.

группы смешанных титанатов значения є в области 20—80°С превышают 3 000. На рис. 2-120 показана зависимость диэлектрической проницаемости этих же материалов от постоянного напряжения. Зависимость от переменного напряжения крайне незначительна, и поэтому не приводится. Подробнее о выборе материалов см. [Л. 39, 80—86].

2-22. КОНДЕНСАТОРЫ ЛОСТОЯННОЙ ЕМКОСТИ [Л. 14—16, 77, 90—94]

Конденсаторы с диэлектриками, описанными в § 2-21, хотя и могут использоваться на высоких частотах, однако из-за отличия своих свойств (табл. 2-9, рис. 2-121 и 2-122) требуют в каждом отдельном случае соответствующего выбора. Например, если требуется,



Рис. 2-121. Емкости конденсаторов постоянной емкости с различными диэлектриками.

чтобы диэлектрические потери были минимальными, то следует остановиться на керамическом конденсаторе типа 320. Если при требуется большая емкость, более этом 1 000 пф, то подойдет пленочный конденсатор; если одновременно с этим требуется малый допуск ΠО емкости или положительный т. к. е., то этим требованиям будет удовлетворять слюдяной конденсатор. Наряду с диэлектрическими свойствами на выбор могут влиять допустимый диапазон рабочих температур или собственная индуктивность L (при очень высоких частотах). Последняя в очень большой степени зависит от общих размеров, выполнения обкладок и устройства соединений. Чем меньше при требуемой емкости размеры конденсатора и чем меньше тем количество элементов конденсатора, меньше его собственная индуктивность.

Таблица 2-9

		d	a.	<u> </u>	Керамические конденсаторы							<u> </u>
	Единица н з мерения	Слюдяной конденсато	Бу мажный конденсат	Пленочиый конден сато	221	320	330	331	311	310	Т <i>ита</i> нат барня	Смендан- ный тита- нат
Максимальный коэффициент	10-3	1	10	1	1	0,4	0,8	1	1,5	1	_	-
потерь Температурный коэффи- циент Постоянство емкости во вре-	10-8	+20 до +89 ±2	+200 до 2 000 —	$-100 \\ \pi^{0} \\ -200 \\ \pm^{3}$	+100 до +160 ±2	30 до +100 ±2	-40 до -160 ±2	$-150 \\ \pi 0 \\ -300 \\ \pm 2$	-350 $_{ m A0}$ -600 ± 2	650 до 800 ±2	_	-
мени Нормальный Предельно достижимый емкости Область рабочих температур	% ℃	±10 ±0.1 17	±20 ±10 —49 до	±20 ±1 —10 до	± 10 $\pm 0,2$ -60 ± 0	±10 ±0,1 ~60	±10 ±0,1 60 до	± 10 ± 0.1 -60 ± 0	±10 ±0.2 —60 до	±10 ±0,5 60 до	±20 +20 до	±20 +20 до
Достижимая собственная индуктивность Относительный коэффици- ент емкости	нгн	+8) 20 10 30 25	+70 40 10	+60 10 до 30 6	+100 2 до 10 6	+100 2 до 10 15	+100 2 до 10 20	+100 2 до 10 25	+100 2 10 25	$+100 \\ 2 \\ 40 \\ 10 \\ 50$	+80 2 ло 10 250	+80 2 до 10 500

Свойства конденсаторов постоянной емкости

Для конденсатора с определенной площадью обкладок может быть определено отношение при наименьшем допустиer/s мом расстоянии между обкладками, соответствующем определенной электрической прочности. Эта величина называется относительный коэффициент емкости; она позволяет сравнивать емкости, достижимые при одинаковых значениях рабочего напряжения и собственной индуктивности. Если, например, для керамического диэлектрика типа 221 посчитать этот коэффициент равным е, т. е. 6, то сравнение с относительными коэффициентами емкости других диэлектриков (табл. 2-9) показывает, что не отношение значений г, является ревыборе диэлекшающим при трика.

Собственную индуктивность конденсатора можно значительно уменьшить путем соответствующего, например одностороннего, устройства выводов. Таким путем удалось величину индуктивности нормального керамического трубчатого конденсатора снизить с 10 до 4 нгн, а у стирофлексного конденсатора с 27 до 13 нгн. Высокочастотные блокировочные конденсаторы из миниатюрных керамических дисков или трубочек имеют индуктивность, равную только 2 нгн. Из рис. 2-123 можно видеть, как далеко в направлении высоких частот сдвигается область применения таких конденсаторов путем уменьшения индуктивности, если допустимая погрешность емкости ограничена 1%.

Бумажные конденсаторы [Л. 94]*. Коэффициент потерь бумажных конденсаторов tg δ≤ 10 · 10-3 при 800 гц; при 108 гц он увеличивается приблизительно на порядок. Поэтому бумажные конденсаторы находят применение только в таких цепях в.ч., где диэлектрические потери не имеют значения, а требуется очень большая емкость при малых размерах. Постоянство их емкости не гарантируется какими-либо цифровыми данными. Бумажные конденсаторы с фольгой постепенно вытесняются металлобумажконденсаторами¹, которые ными имеют лучшее постоянство емкости. Последние, кроме того, обладают свойством самовосстановления, так как очень тонкий металлический слой, нанесенный на бумагу, при электрическом пробое выгорает вокруг пробивного отверстия без повреждения диэлектрика. После разрыва вольтовой дуги в месте пробоя обкладки не замыкаются накоротко и конденсатор лишь незначительно теряет в емкости. Такие конденсаторы применяются поэтому при напряжениях, близких к предельным для электрической прочности диэлектрика. Размеры конденсаторов для емкостей до 10 000 пф: диаметр от 6 до 10 мм и



с. 2-122. Значения т. к. е. коиденсаторов постоянной емкости с различными диэлектрнками.



Рис. 2-123. Предельные частоты применения конденсаторов при условии, чтобы погрешность емкости, вызвантная собственной индуктивностью конденсатора, не превышала 1%.

длина от 20 до 30 мм. Для больших емкостей — 1 мк ϕ — имеются конденсаторы в алюминиевых кожухах диаметром 10—20 мм и длиной 35—75 мм (рис. 2-124).



Рис. 2-124. Металлобумажный конденсатор.

Слюдяные конденсаторы с обкладками из благородных металлов, нанесенными методом вжигания, у которых контакт с лелестковыми выводами осуществляется путем заклепочных соединений, изготовляются в виде плоских галет¹ из одного или нескольких слюдяных листков размером максимум 25 мм (рис. 2-125). Постоянство емкости в пределах 2°/0, а также отсутствие температурных необратимых изменений емкости обеспечиваются применением лучших сортов слюды и безупречными заклепочными контактами. Заде-

[•] Отечественные типы КБГ; БМ, БГМ и др. (Прим. ред.)

[•] Отечественные типы МБМ, МБГО, МБГП и др. (Прим. ред.)

Отечественной промышленностью слюдяные конденсаторы выпускаются опрессованными пластмассой — тип КСО. (П р им. р е д.)



Рис. 2-125. Слюдяные кондеисаторы.



Рис. 2-126. Пленочные конденсаторы.

ланные в плоские керамические трубки или запаянные в металлические кожухи такие конденсаторы часто применяются в качестве конденсаторов для нормальных целей измерений или как детали в аппаратуре, работающей в тропических условиях. Благодаря этим свойствам слюдяные конденсаторы применяются также при большой мощности на высоких частотах; при высоком напряжении применяется последовательное соединение нескольких конденсаторов. Уменьшение емкости при последовательном соединении обусловливает необходимость параллельного включения нескольких таких пакетов, хотя при этом резко увеличиваются собственная индуктивность, размеры и затрата материалов. Так как в данном случае в противоположность керамическим конденсаторам большой мощности пробой влечет за собой немедленное разрушение, то такой конденсатор при необходимом запасе прочности не позволяет полностью использовать высокую электрическую прочность материала.

У пленочных конденсаторов 1 (рис. 2-126) качестве диэлектрика применяется почти R исключительно стирофлекс (тонкая полистипленка), которая наматывается роловая в круглый или овальный рулон вместе с лентами из металлической фольги. В некоторых типах обкладки наносятся методом катодного распыления. Выводы выполняются из полосок фольги, а в последнее время из проволочек, приваренных к фольговым обкладкам. Этим обеспечивается надежность контактов даже при самых низких напряжениях. Температурная обработка снимает остаточные напряжения и способствует увеличению плотности намотки. Из-за низких диэлектрических потерь и малых размеров стирофлексные конденсаторы нашли широкое применение в в. ч. схемах. В диапазоне рабочих температур от -10 до +60°С для них гарантируется постоянство емкости во времени в 3º/оо. Размеры конденсаторов: диаметр от 4 до 11 мм, длина от 10 до 30 мм.

У керамических конденсаторов [Л. 92] всех конструкций серебряные электроды наносятся на диэлектрик путем вжигания. Благодаря этому исключается возникновение каких-либо прослоек между обкладкой и диэлектриком, равно как и скольжение или отслаивание обкладки при изменениях температуры. Зависимость емкости от температуры

определяется поэтому только температурным коэффициентом диэлектрика. Преимуществом является также легкость пайки (см. § 2-23), что и используется для выполнения как проволочных, так и ленточных выводов. Выводы не нарушаются под влиянием окружающей температуры вплоть до достижения точки плавления прилоя и переносят без ущерба кратковременные большие токи, как, например, при импульсном режиме. Путем дополнительной частичной сошлифовки обкладки можно получить требуемые емкости с точностью ±0,1%. При малых значениях емкости следует при этом обращать внимание на правильность выполнения измерительных схем (емкости рассеяния) и класс точности измерительных приборов; рекомендуется прибегать к сравнению с соответствующими эталонами. Кроме того, не следует рассчитывать на получение малых допусков для конденсаторов из керамических масс с большими температурными коэффициентами или из титанатовых составов. У последних температурные изменения емкости не линейны (рис. 2-119), а поэтому не показаны на рис. 2-122 На рис. 2-122 изображены, по данным различных изготовителей, отклонения емко-сти от номинальных значений (при 20° С) при изменении температуры в пределах от 20 до 80° С. Так как конденсаторы из титанатовых керамических составов применяются преимущественно там, где не допускается значительного отклонения величины емкости от номинала и вместе с тем желательно избежание резонансных явлений, то решающим является



Рис. 2-127. Максимальные емкости нанбольших керамических конденсаторов.

¹ Отечественные типы, ПО, ПМ, ФТ. МПГ и др.

то, что с помощью этих составов удается снизить собственную индуктивность до указанных выше малых значений и при одинаковых размерах получить емкости в 10-40 раз большие, чем у других керамических конденсаторов. В связи с тем, что у некоторых керамических составов значения температурных коэффициентов емкости доходят до -850 · 10-6, возникает возможность компенсации (обычно положитемпературных изменений тельных) других емкостей и индуктивностей. Допустимая мощность потерь малых керамических конденсаторов составляет в зависимости от величины от 30 до 630 Мвт; допустимый реактивный ток — от 0,5 до 3 а. Подробности о диапазоие емкостей см. на рис. 2-121 и 2-127.

Конструкции малых керамических конденсаторов. На рис. 2-128 показаны дисковые и трубчатые конденсаторы; их размеры показаны на рис. 2-129 и 2-130. Максимальные емкости для разных керамических составов указаны на рис. 2-127.

Испытательное напряжение для малых конденсаторов равно трехкратному номинальному, действующему в течение 1 сек, для





Рис. 2-128. Керамические дисковые и трубчатые конденсаторы.

0.3

Рис. 2-130. Трубчатые конденсаторы с проволочными выводами.



конденсаторов большой мощности — двукратному, в течение 1 *мин.*

Дисковые конденсаторы¹ (рис. 2-129): d=5, 8, 12, 16, 18 мм. Толщина 1— 5 мм.

Проволочные выводы: угол между проволочками 60 и 180°; диаметр проволочек 0,4—0,6 мм.

Ленточные выводы: угол между выводами 60 и 180°; сечение ленты 0,25×2 мм.

Трубчатые конденсаторы²:

d, мм	<i>L.</i> мм
2	12-25
3	12-40
4	12-40
6	16-40
8	30-50

Прово. 104 мые выводы — рис. 2-130; лепестковые выводы — рис. 2-131.

Проходные конденсаторы³: с нарезной втулкой — рис. 2-132; с ленточными выводами — рис. 2-133; с припаиваемым фланцем — рис. 2-134.

Высокочастотные блокировочные конденсаторы⁴: с нарезной

¹ Отечественные типы КДК, КДМ, КДУ. (Прим.ред.)

² Отечественные типы КТК, КТМ и др. (Прим. (ред.)

³ Отечественные типы КТП. КТПС и др. Прим.ред.)

Отечественные типы КО и КДО. (Прим. ред.)



G





Рис. 2-132. Проходные конденсаторы с нарезной втулкой.



Рис. 2-133. Проходной конденсагор с ленточными выводами.

Рис. 2-134. Проходной конденсатор с прилаиваемым фланцем.



Рис. 2-135. Высокочастотный блокировочный-конденсатор с нарезной втулкой.

втулкой — рис. 2-135; с припаиваемым фланцем — рис. 2-136.

Стебельковые конденсаторы рис. 2-137 (d=2 мм).

Конденсаторные блоки—рис. 2-138 и 2-139.

Подстроечные конденсаторы (триммеры), хотя и допускают изменение емкости, однако могут быть причислены к конденсаторам постоянной емкости, так как возможность измеСкольжение без трения и без зазора обеспечивают точной шлифовкой. Серийно выпускаемые изделия обладают максимальной емкостью порядка 500 *пф*; минимальная емкость составляет около 20% максимальной. Тру бчатые подстроечные конденсаторы (рис. 2-141) имеют в качестве диэлектрика воздух; керамика является лишь основой для обкладки. Максимальная емкость таких конденсаторов — около 60 *пф*, а мини-



Рис. 2-1.6. Высокочастотный блокировочный конденса-

тор с припаиваемым фланцем.

Рис. 2-137. Стебельковый конденсатор.



Рис. 2-138. Конденсаторный блок.



Рис. 2-139. Конденсаторный блок.

нения емкости используется только при подстройке. После этого их емкость должна быть постоянной и удовлетворять тем же условиям, что и для конденсаторов постоянной емкости.

Для дисковых подстроечных конденсаторов¹ (рис. 2-140) в качестве диэлектрика применяется керамика. Обкладки наносятся на ротор и статор путем вжигания. Статор изготавливается из керамики типа 221.

[•] Отечественные типы КЛК-1 (Прим. ред.)



500 *пф*, минимальная — около 8% от макси-

мальной.







Рис. 2-140. Днсковые подстроечные конденсаторы (шайбовый трнммер).

Рис.2-141. Трубчатый подстроечный конденсатор.

2-23. КОНДЕНСАТОРЫ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ [Л. 15, 16]

Требования к конденсаторам большой мощности, применяемым в передатчиках, те же, что и к соответствующим катушкам (см. § 2-10). Такие конденсаторы применяются как в высокочастотных колебательных контурах большой мощности, так и в качестве блокировочных конденсаторов — с повышенными требованиями к электрической прочности на постоянном напряжении при незначительной мощности в. ч. и при больших токах, особенно на коротковолновом диапазоне.

При конструировании мощных воздушных кондеисаторов стремятся обеспечить максимальную мощность при наименьшем объеме, т. е. возможно большую удельную мощность. Из-за более высокой напряженности электрического поля у краев пластин это требование удовлетворяется при толщине пластин, приблизительно равной расстоянию между ними (зазору) (рис. 2-143). В многопластинчатом конденсаторе поэтому примерно только половина объема занимается зазорами. Если через *E* обозначить напряженность однородного поля между пластинами, то реактивная мощность, приходящаяся на единицу объема пространства, занимаемого полем, равна:

$$\frac{P_b}{V} = E^2 \varepsilon_0 2\pi f. \qquad (2-252)$$

Мощность таких конденсаторов ограничена электрической прочностью воздуха, которая при нормальном атмосферном давлении составляет 30 кв/см. Так как у краев пластин напряженность поля приблизительно равна удвоенной напряженности однородного поля между пластинами, то последняя с учетом небольшого запаса прочности может быть допущена не выше 10 кв/см. Тогда при f = 1 Mau

$$\frac{P_b}{V} = 27 \frac{Ba}{cm^3}.$$



Рис. 2-142. Провелочный-подстроечный конденсатор.



Рис. 2-143. Поле в воздушном конденсаторе.

Так как объем пластин приблизительноравен объему воздушного пространства зазоров и полагая, что для остальных конструктивных частей конденсатора дополнительнотребуется приблизительно удвоенный объем, получим, что общий объем воздушного конденсатора для заданной реактивной мощности (при незатухающих колебаниях) должен быть равен:

$$V [cm^{3}] = \frac{220P_{b} [\kappa sa]}{f [Mzu]} = = 0.75P_{b} [\kappa sa] \lambda [m]. \qquad (2-253).$$

Определение рабочего напряжения конденсаторов при модулированных колебаниях в. ч. должно производиться по максимальному значению напряжения (хотя бы кратковременному). В этом случае в ур. (2-253) вместо Рь следует подставить максимальное значение реактивной мощности в пике модуляции, равное учетверенной мощности несущей частоты. Таким образом, конденсатор для 500 ква мощности несущей частоты при $\lambda = 600$ m (без постоянного напряжения!) имел бы внушительный объем — около 0,9 м³. Поэтому воздушные конденсаторы применяются только при небольших значениях емкости: в коротковолновых передатчиках. особеннокогда необходимо обеспечить отсутствие индуктивности.

Газонаполненные конденсаторы имеют большую мощность, так как электрическая. прочность газа в практически применяемых пределах возрастает пропорционально давлению. Поэтому рабочее напряжение такжепропорционально давлению, а реактивная мошность — его квадрату. Числовые коэффициенты в ур. (2-253) с повышением давления уменьшаются квадратично и при давлении 10 кг/см² составляют 1,85 и 0,0062. Кожух газонаполненного конденсатора обычно имеет цилиндрическую форму; керамический проходной изолятор для обеспечения механической прочности выполняется в виде конуса (рис-2-144). Уплотнение можно выполнить столь.



Рис. 2-144. Газонаполненный конденсатор переменной емкости.

совершенным, что наполнение газом достаточно производить 1 раз в год. Для этой цели обычно применяют азот при давлении 10—20 кг/см² или для повышения электрической прочности смеси газов, например равные части азота и фреона-12 (дифторлихлорметан CF₂Cl₂, фреон F-12 известен как охлаждающее средство).

На рис. 2-144 изображен газонаполненный конденсатор на максимальную мощность 1 000 ква при токе 100 а. Его размеры: наиболыший диаметр — около 400 мм и высота около 700 мм.

Масляные конденсаторы обычно применяются на длинных волнах, когда это позволяют потер₄ в масле. Наполнителями являются так называемые белые масла (парафинокомпаундные), у которых ε₂≈2. Конструктивно они похожи на воздушные конденсаторы. Применение масла благодаря его более высокой диэлектрической прочности наряду с значительным увеличением электрической прочности конденсатора позволяет также значительно уменьшить его размеры.

Вакуумные конденсаторы обеспечивают наибольшую мошность в елинице объема. Их размеры определяются величинами тока и напряжения, а не реактивной мощностью. На рис 2-145 изображен в качестве примера конденсатор емкостью 500 пф на максимальное напряжение 24 кв и ток (действующее значение) 80 a (т. е. 1 350 ква). Кондеисатор состоит из нескольких коаксиальных встроенных друг в друга цилиндров, заключенных во внешний стеклянный цилиндр. Его диаметр 125 мм и длина 170 мм.

Указанная мощность соответствует только одному значечию рабочей частоты, например 1,5 *Мгц.* На более низких частотах максимальное напряжение (24 кв) ограничивает ток, а на более высоких частотах максималь-



Рис. 2-145. Вакуумный конденсатор.

ный ток (80 а) определяет напряжение. В результате в диапазоне 0,5-4,5 Мгц допустимая мощность примерно равна 500 ква, а в диапазоне 1—2 Мгц — более 90● ква. Вакуумные конденсаторы в средневолновых передатчиках позволяют осуществлять компактные конструкции. Они также предпочтительны и в коротковолновых передатчиках вследствие их малой индуктивности. При применении этих конденсаторов в качестве блокировочных (на постоянном напряжении) рабочее напряжение должно быть значительно ниже допустимого, так как вблизи предельного значения напряжения возникает коронирование, которое, хотя и не нарушает рабочего процесса и не повреждает конденсатор, но при достаточно высоком постоянном напряжении и большой мощности может серейти в вольтову дугу и повредить конденсатор.

Вакуумные конденсаторы переменной емкости также имеют этектроды в виде коаксиальных цилиндров. Подвижной пакет электродов при помощи шпинделя перемещается в аксиальном чаправлении вдоль цилиндрической направляющей. Таким путем достигается большой диапазон регулировки, например от 50 до 750 пф при мощности соответственно 500 и 1000 каа.

Слюдяные конденсаторы обычно обладают высокой реактивной мощностью и большой удельной емкостью, т. е. обеспечивают большие значения емкости в минимальном объеме. Наряду со стеклом (лейденские банки) слюда является древнейшим диэлектриком (ϵ =7, см. табл. 2-9). Угол потерь слюды столь мал [tg δ = (2—10) 10⁻⁴], что даже при большой нагрузке нагрев конденсатора незначителен. Недостатком слюды является то, что экономически целесообразный размер листков ограничен площадью 40×60 мм, поэтому для получения больших емкостей необходимо параллельное включение многих отдельных листков.

Слюдяные конденсаторы для высоких напряжений изготовляются путем последовательного включения элементов на напряжение 400—500 в каждый (соответственно большей



Рис. 2-146. Слюдяной конденсатор большой мощности.

Рис. 2-147. Слюдяной конденсатор большой мощности в ребристом кожухе с Масляным охлаждением.

емкости). На рис. 2-146 показан подобный конденсатор для полной мощности до 75 ква при напряжении до 5 кв (действующее значение) или до 10 кв постоянного напряжения. Его диаметр 100 мм и длина 250 мм. Отдельные пакеты спрессовываются под большим давлением для больших мощностей (порядка 100-1000 ква) несколько таких последовательных пакетов включается параллельно и помещается в масло. Масло необходимо не в качестве диэлектрика, а для улучшения теплоотдачи и для повышения электрической прочности арматуры, большей частью не обладающей достаточной прочностью. На рис. 2-147 показан, слюдяной конденсатор на 1000 ква при $U_{\text{макс}} = 20$ кв и $\lambda_{\text{мин}} = 150$ м. Он состоит из трех отдельных групп, которые могут включаться параллельно при помощи рычага и зубчатой рейки. Каждая группа состоит из четырех параллельно включенных Рядов пакетов, укрепленных горизонтально на квадратной раме. Диаметр конденсатора 450 мм, высота 800 мм.

Керамические конденсаторы для повышенных напряжений¹, мошностей и токов изготовляются в виде горшковых, цилиндрических, проходных, плоских, боченочных и других конструкций.

Области применения мощных керамических конденсаторов определяются:

1. Номинальным напряжение и *U_N*, определяемым в овою очередь как сумма амплитудных значений всех напряжений, приложенных к конденсатору. Оно зависит от толщины диэлектрика (электрической прочности) и выполнения краев обкладок и конденсатора в целом (прочностью по отношению к перекрывающему разряду). Пробивное напряжение мощных керамических конденсаторов равно обычно тройной, а напряжение перекрывающего разряда 2,5-кратной величине номинального напряжения. 2. Номинальной мощностью потерь (*P*). Она равна активной мощности

$$P = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta, \qquad (2.254)$$

которая при окружающей температуре 20° С соответствует перегреву окело 30° С. Номинальная мощность потерь определяется поверхностью охлаждения конденсатора и может быть повышена применением Дополнительного охлаждения.

3. Номинальным током (*I_N*). Этот ток, называемый реактивным, равен:

$$I_N = U\omega C \tag{2-255}$$

и ограничен толщиной проводящего слоя серебряного покрытия, размерами выводных полос и площалью контактных спаев.

Так как мощность увеличивается с частотой, то существует граничная частота f_{U} , выше которой рабочее напряжение должно быть ниже номинального, чтобы избегнуть превышения номинальной мощности потерь. Зависимость тока от частоты обусловливает вторую граничную частоту f_N , выше которой существует дополнительная опасность превышения номинального тока при приложении слишком высокого рабочего напряжения (рис. 2-148). Эти частоты

$$f_U [Mzu] = 0.32 \times \frac{P [sm]}{(U_N [\kappa_{\beta}, \pi_{\rm HK}])^2 C [\kappa_{\beta}] tg \delta [10^{-3}]} (2-256)$$

И

$$f_N [Mzu] = \mathbf{0}, 16 \frac{(I_N [a])^2 \operatorname{tg} \delta [10^{-3}]}{C [\mu \phi] P [sm]};$$
(2-257)

допустимое рабочее напряжение (пиковое значение) для частоты $f_{B1}(f_N > f_{B1} > f_U)$

$$= \sqrt{\frac{U_{B1} [\kappa s, \Pi \kappa] =}{\frac{P [sm]}{f_{B1} [M z u] \cdot C [n \phi] tg \bullet [10^{-3}]}};}$$
(2-258)



Рис. 2-148. Зависимость допустимого рабочего напряжения от частоты для конденсатора большой мощности ($C = 500 \ n gb$; tg $\delta = 0.5 \cdot 10^{-5}$; $U_N = 10 \ \kappa s$ (пик); $P_{\text{доп}} = 25 \ \kappa m$; $I_{\text{допуст}} = 20 \ a$).

¹ Отечественные типы КВКГ, КВКБ и др. (Прим. ред.)



допустимое рабочее напряжение (для часто-ты f_{B2}) ($f_{B2} > f_N$)

$$U_{B2}[\kappa s, \ \text{пик}] = 0,225 \frac{I_N[a]}{\int_{B_2} [M z u] \cdot C[\mu \phi]}$$
.
(2-259)

Таким образом, при выборе керамических конденсаторов большой мощности следует исходить из паспортных данных. Напряжение на конденсаторе, т. е. сумма постоянного напряжения и амплитудного значения приложенного переменного напряжения, не должна быть выше номинального напряжения U_N, допусти-



Рис. 2-152. Плоские конденсаторы с утолщенным краем.



Рис. 2-153. Плоские конденсаторы с валикообразным краем.

Таблица 2-10





Рис. 2-149. Горшковые керамические с утолщенным краем.









Рис. 2-151. Цилиндрические и проходные конденсаторы с валикообразным краем.





Керамические конденсаторы большой мощности

	Диапазон емкостей [n4]	Днаметр {мм}	Длина [<i>мм</i>]	U _N [кв]	р {øm}	[<i>I</i> _N [<i>a</i>]
Трублатый или горшковый с утолщенным краем (ряс. 2-149)	32 '' 0	12 16 20	8,5-20 20-70 50-80	2 3 3,5	0,2-0,5 0,8-2,0 1,0-3,0	4 5 6
Горшковый с валикообразным краем (рис. 2-153)	10-6 000	20 30 45 50 85	30-80 89-120 90-110 120-200 120	4-8 5-10 7-10 6-16 10-15	1,2-3 5-8 8-12 12-20 20	6 8 12 16 20
Цилиндрические п проходные конденсато- ры с валикообразным краем (рис. 2-151)	20—5 0 ^{0)}	20 30 50	60 60 н 100 100 и 150	48 410 512	3 5-8 12-2)	6 8 16
Плоские конденсаторы с утолщенным краем (рис. 2-152) и с валикообразным краем (рис. 2-153)	25—v 000	50 70 107 140 200		3-8 4-12 5-15 5-15 5-15 5-15	1.5 3 6 12 25	5 7 10 15 20
Высокочастотные блокировочные конден- саторы (рис. 2-154)	1,2-5 000	2●— 50		625	-	6-10



Рис. 2-154. В. ч. блокнровочные конденсаторы для высоких напряжений.

мого для данной конструкции. Далее, по номинальному току I_N при помощи ур. (2-257) определяют, где лежит рабочая частота: выше или ниже граничной частоты f_N . В зависимости от результата допустимое рабочее напряжение определяют по ур. (2-258) или (2-259). Если это напряжение вместе с приложенным постоянным напряжение ме превышает номинального напряжения U_N (в противном случае на частотах ниже граничной частоты f_U конденсатор может быть пробит), можно считать, что конденсатор не будет перегружен ны по мощности, ни по току.

Конструкции керамических кондеисаторов большой мощности. Данные керамических конденсаторов большой мощности приведены в табл. 2-10 и на рис. 2-149—2-154.

2-24. КЕРАМИЧЕСКИЕ ДЕТАЛИ [Л. 83, 86]

При применении различных планок, проходных изоляторов и тому подобных деталей из изоляционных материалов в местах соприкосновения токоведущих металлических частей с изоляционным материалом не должно быть воздушных промежутков. Как бы плотно ни прилегал металл к изоляционному материалу, трудно воспрепятствовать образованию мельчайших воздушных зазоров между ними. В этих местах возникает тихий разряд и как следствие потери и рассеяние. При применении, например, керамики типа 221 (є, =6) напряженность поля в воздушном зазоре согласно ур. (2-169) будет в 6 раз больше, чем в керамике. Если с учетом неровностей (эффект острия) принять пробивное напряжение воздуха равным 1 кв/мм и сравнить его с пробивным напряжением керамики > 30 кв/мм, то



рис. 2-155. Зависимость допустимого напряжения от воздушного зазора.

необходимость уменьшения зазоров становится очевидной. На рис. 2-155 показана зависимость допустимого напряжения от величины воздушного зазора (от 0,01 до 1 мм) при толщине изоляции от 1 до 250 мм. При больших напряжениях в воздушном промежутке возникает тихий разряд.

При применении в качестве изоляционного материала керамики воздушные промежутки могут быть легко исключены путем нанесения на поверхность соприкосновения слоя благородного металла (например, методом вжигания) без какого-либо ьоздушного промежутка.

При больших напряженностях электрического поля нужно следить, чтобы не возник краевой эффект (рис. 2-82), который, впрочем, у керамической детали легко устраним приданием металлизированному краю соответствующей формы.

Благодаря вышеуказанным (§ 2-21) преимуществам керамические изделия и, в частности, керамика типа 221 находят широкое применение в в. ч. схемах. В табл. 2-11 указаны некоторые методы изготовления керамических изделий разной формы и достижимые точности размеров (усадки при обжиге в зависимости от способа получения формы из-

Таблица 2-11

Достижимая	точность	изготовления	керамических	деталей
------------	----------	--------------	--------------	---------

Способ придания формы	Масштаб производства		Достижимая точность размеров (%)	
		Наименование деталей	нормально	при промежу- точной обра- ботке
Сухое прессование в метал-	Большие партии	Пластины, валики, цоколи	±1.5	±1,5
Шприцманнной через метал- лический мундштук	Т∙ же	Длииные полые или сплош- ные изделия (трубы, стержни, каркасы обмо- ток)	<u>+</u> 2	±1,5
Литье в гипсовые формы	Малые партии, осо- бенно при специаль- ных размерах	Более крупные, также тон- костенные, преимущест- венно круглые илн пусто- телые детали	±2	±1,5
Обтачивание непосредствен- чое или в гипсовых фор- мах	То же	Большне, толстостенные, преимущественно круглые илн пустотелые детали	\pm^3	±2

[Разд. 2

делия составляют от 8 до 16%). Шлифовкой после обжнга могут быть получены меньшие долуски — до 0,01 мм и, в частности, на:

без	обработки	с обработкой
угловые р азмеры	<u>+</u> 2°	<u>+</u> 0,1°
плоско-параллель-	0.5.100	0.5 + 100
парадлельность	0,5 : 100	0,5.100
осей отверстий	2°/100 мм	0,5°/100 мм

При окончательном определении размеров и допусков, особенно сложных деталей, необходима совместная работа конструктора прибора и производственников. Очень часто путем незначительных изменений конфигурации и размеров изделия удается применить простые и дешевые методы изготовления.

К поверхности в. ч. деталей могут предъявляться различные требования. Прежде всего она должна обладать высоким сопротивлением изоляции, не снижающимся под влиянием влажного воздуха. Этому условию удовлетворяют глазированные керамические изделия или, еще лучше поверхности, покрытые силиконовой (кремнийорганической) пленкой. Во всех случаях не-·допустимо загрязнение поверхности (особенно при монтаже), так как слой грязи впитывает влагу и становится проводящим. Слой металлизации, прочно наносимый на поверхность деталей, может служить как для экранирования, так и для прикрепления других металлических деталей при помощи пайки. Л. етоды металлизации указаны в табл. 2-12:

а) Химическое серебрение применяется для получения металлического слоя для экранирования или для ослабления краевого эффекта. Необходимо, чтобы серебряные покрытия обладали хорошей проводимостью и накладывались на изоляционный материал без промежуточных воздушных прослоек. Прочность сцепления этого покрытия ограничена, однако при его нанесении не требуется температур выше окружающей.

б) Металлизация путем катодного распыления или испарения в вакууме применяется преимущественно в тех случаях, когда необходимо получить очень чистые металлические слои равномерной толщины (например, для экранирования).

в) Серебрение при помощи паст применяется для изготовления хорошо проводящих покрытий, особенно на керамических деталях. Такие покрытия при соблюдении предосторожности могут паяться, однако места спая не выдерживают механических усилий. С повышением температуры сушки сцепляемость повышается, но со временем может ослабевать.

г) По способу в жигания на неглазированную керамику и слюду наносятся очень хорошо проводящие и прочно сцепляющиеся покрытия, не подверженные старению и допускающие пайку при помощи специального припоя. Если при долгом хранении появляется пожелтение, то вызвавший его тончайший слой сернистого серебра может быть легко удален с помощью кисточки или сухого мелкого песка без повреждения самого слоя. Серебряные покрытия, изготовленные по методу вжигания, имеют навязанное малое тепловое расширение керамики и при колебаниях температуры покрытия не отделяются от керамики.

д) Если применение специальных припоев неосуществимо, то можно прибегнуть к платинированию; такие покрытия, полученные вжиганием на глизированной керамике или стекле, позволяют осуществить прочные ссединения пайкой при помощи нормальных мягких припоев. Проводимость платинированных слоев значительно хуже серебряных (приблизительно на два порядка).

 е) Для пайки твердыми припоями вакуумнопрочных соединений высокой теплостойкости возможно наносить на керамику железные покрытия вжиганием в защитной газовой атмосфере или в вакууме.

Таблица 2-12

And a second sec		1		1	1.
	Температура металлиза- ции [° С]	Возможность пайки	Прочность сцепления	Толщина слоя [<i>мм</i>]	Применение
а) Химическое серебре- нне	20	Отсутствует	Ограничена	0,(05-0,02	Проводящее покрытие (экран)
б) Металлизация мето- дом катодного распы- течия	20	Отсутствует	Ограничена	0,0010,005	Проводящее покрытие (экран)
в) Покрытие серебря- выми пастами	100400	Ограничена	Ограничена	0,01-0,1	Хорошо проводящее, тол- стое покрытие
г) Горячее серебрение	Около 800	Хорошая (спецнальный припой)	Очень хорошая	0,005-0,01	Очень хорошо проводя- щее покрытие; можно паять
д) Платинирование	Около 800	Хорошая	Очень хорошая	0,001-0,005	Проводящее покрытие можно паять
е) Железнение	Около 1 000	Хорошая (применим крепкий припой)	Очень хорошая	0.010,5	Умереино проводящее по- крытие; можно паять
ж) Гальваническое нара- щивание (утолщение) серебром	20	Хорошая	Хорошая	0.005-0,5	Очень хорошо проводя щее покрытие; можно паять
в) Гальваннческое нара- щиванне медью	20	Хорошая ;	Хорошая	U,0051,5	Очень хорошо проводя щее покрытие; можно паять
				,	

Методы металлизации керамических деталей

ж) и з) Все вышеперечисленные покрытия могут быть утолщены гальваническим наращиванием серебра в щелочной ванне и меди в кислотной ванне. Прочность сцепления таких утолщенных слоев зависит от прочности сцепления основного покрытия; она в общем тем хуже, чем толще гальванические покрытия. Предел толщины слоя определяется зернистостью. Очень тонкие гальванические покрытия служат для защиты тонких слоєв из благородных металлов от воздействия пайки.

Пайка серебряных покрытий, нанесенных вжиганием на керамику, должна производиться специальными припоями, содержащими кадмий (например, 18% кадмия, 50% олова, 32% свинца), точка плавления которых не превышает 150° С. Самый процесс пайки должен выполняться в кратчайшее время ввиду опасности выплавления тонкого серебряного слоя. Температура пайки должна соответствовать точке плавления припоя и величине припаиваемой детали. Большие керамические детали должны перед пайкой подогреваться. С недавних пор для припаивания к вжигаемым серебряным покрытиям с успехом стали применяться оловосвинцовые припои с незнадобавкой серебра. Присутствие чительной серебра в припое замедляет выплавку тонкого локрытия, что позволяет производить пайку при более высоких температурах или же в те-чение большего времени. Точка плавления таких припоев лежит между 180 и 190°С.

В качестве флюса при пайке применяется преимущественно канифоль. Растворенная в спирте, она тонким слоем наносится на место пайки. Следует избегать флюсов, содержащих кислоты и хлористый цинк, чтобы сохранить высокое сопротивление изоляции поверхности керамики вокруг места пайки.

Указанные выше ограничения имеют место и при припаивании к платиновым покрытиям, однако в этом случае находят применение нормальные мягкие припои с точкой плавления до 200° С.

Конструктор должен всегда предусматривать, чтобы припаиваемые к керамике детали, имеющие большее по сравнению с ней тепловое расширение, при охлаждении после пайки оказывали бы на керамику некоторое давление. При работе на растяжение насаживаемые детали должны иметь форму кольца или наконечника. Если нельзя обойтись без проволочного вывода через керамическую пластину, то диаметры проволоки и отверстия и способ пайки должны быть выбраны так, чтобы избежать прямой растягивающей напрузки на металлизированную керамику (рис. 2-156).

Такие же предосторожности должны соблюдаться при применении замазок для соединения с металлическими деталями, укрепленными на керамике. И в этом случае насаживаемые детали должны быть выполнены в виде кольца чли наконечника. В обоих видах соединений следует стремиться к возможно малой толщине слоя припоя или замазки. При наличии в деталях больших пазов к замазке следует добавлять наполнители (керамический порошок или чистый кварцевый песок) в отношении i: 1—1:3.



Рис. 2-156. Присоединения к керамическим деталям пайкой н при помощи замазки.

В качестве замазок хорошо себя оправдали вещества из синтетических смол. Они представляют собой жидкости, затвердевающие в холодном или горячем (около 200° С)) состоянии, и достигают такой же прочности на растяжение, как керамика.

Следующим возможным соединением мегаллических и керамических деталей является применение горячего обжима. При таком соединении металлические детали в форме пустотелых или сплошных заклепок размягчаются с помощью сильного электрического тока и под давлением впрессовываются в соответствующие отверстия керамических деталей. Такие соединения очень прочны и плотны.

2-25. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

К активным сопротивлениям при высоких частотах предъявляются требования: постоянства их величины при нагреве и во времени, малого уровня собственных шумов, способности выдерживать нагрузку, независимости величины сопротивления от частоты и отсутствия индуктивности и емкости. Так как каждый проводник при прохождении тока принципиально обладает внешним электромагнитным полем, то независимость величины сопротивления от частоты осуществима лишь приближенно и при очень высоких частотах достигается лишь с помощью сложных приемов. Нельзя также полностью избегнуть зависимости величины сопротивления от частоты, эффектом вызываемой поверхностным (см. § 2-1).

Проволочные сопротивления. Проволочные сопротивления, намотанные в форме однослойных цилиндрических катушек, не применяются из-за слишком высокой индуктивности. Для применения на в. ч. разработаны специальные конструкции с небольшой индуктивностью [Л. 12, 95]. Принцип их устройства заключается в том, что ток в соседних проводниках имеет одинаковую величину, но противоположное направление. Таким образом, выполняется бифилярная намотка, однако ее электрическая прочность незначительна, так как начало и конец провода лежат непосредственно рядом. Этот недостаток устранен в часто применяемой на в. ч. перекрестной намотке. Сопротивление с перекрестной намоткой состоит из плоского или цилиндрического керамического каркаса, на который намотаны две параллельные, встречно направленные обмотки, перекрещивающиеся после каждого полувитка (намотка Айртон-Перри).

Постоянные объемные (композиционные) непроволочные сопротивления [Л. 96] представляют собой цилиндры из спрессованных полупроводящих масс с высоким удельным сопротивлением (основной материал — графит) с омедненными концами или насаженными на них металлическими наконечниками. Они изготовляются всевозможных размеров и обладают очень малыми собственными индуктивностью и емкостью. Их индуктивность и емкость определяются размерами и формой и в первую очередь размером выводов. Зависимость величины сопротивления от частоты в общем очень мала, однако при малых значениях сопротивления часто бывает значительной из-за большого поперечного сечения. Недостатками являются: низкая стабильность величины сопротивления, большая зависимость его от температуры (отрицательный температурный коэффициент), высокий уровень собственных шумов и зависимость величины сопротивления от приложенного напряжения, особенно при повышенных значениях напряжения. Поэтому они применяются только в неответственных схемах, например в схемах подавления паразитных колебаний в передатчиках.

Поверхностные (пленочные) сопротивления наиболее широко применяются в радиотехнике: они являются высококачественными непроволочными сопротивлениями. Эти сопротивления состоят из цилиндрического керамического основания, на которое нанесен тонкий полупроводящий слой; на концах стержня укреплены наконечники и выводы¹. По немецким нормалям эти сопротивления выпускаются на номинальные мощности от 0,25 до 20 вт. Они характеризуются: номинальной мощностью, т. е. такой мощностью, которая, будучи приложена к вертикально подвешенному сопротивлению, вызывает нагрев его поверхности (в наиболее нагретой точке), равный 110° С, при окружающей температуре 20° С. В зависимости от точности сопротивления относятся к классам: 0,5; 2; 5; 7; 15. Обозначение класса соответствует допустимому отклонению величины сопротивления в процентах от первоначального значения после 5000 и хранения (без нагрузки) при 20°С и относительной влажности воздуха от 60 до 70% и после 5 000 ч пребывания под номинальной нагрузкой (для класса 0,5 — под половинной нагрузкой); величина сопротивления измеряется после охлаждения до $20\pm5^{\circ}$ C. Допуск при поставке равен примерно той же доле («нормальный» — выше, процентной «ужестченный» — ниже). Сопротивления класса 0,5 (для измерительных целей) могут нагружаться только половинной нагрузкой (относительно номинала). В общем случае температура поверхности не должна превышать 110°С. Выводы выполняются в виде лепестков, проволочных выводов или хомутиков различной формы. Для мощностей 0,25, **0**,5 и 1 вт применяются сплошные керамические основания; для 2 и 3 вт — оплошные (стержни) или трубки, а для 6, 10 и 20 вт — трубки. Температурный коэффициент сопротивления зависит от класса, но не превышает значений ($-0.5 \div -4.0$) · 10⁻³/°С. Уровень собственных шумов также зависит от класса и лежит в пределах от 1 до 15 *мкв/в*.

Поверхностные сопротивления лишены многих недостатков объемных сопротивлений: их величина почти не зависит от частоты, онч достаточно стабильны и от влияния среды они защищены лакировкой. Толщина полупроводящего слоя значительно меньше глубины проникновения тока, поэтому влияние поверхностного эффекта даже при высоких частотах незначительно. Недостатком поверхностных сопротивлений является их относительно небольшая величина допустимой нагрузки. В случае необходимости она может быть увеличена применением обдува.

Доводка величины сопротивлений до необходимого значения производится при изготовлении путем стачивания рабочего слоя; для сопротивлений больше 3 ком — нарезкой винтовой линии, размеры которой (с учетом выводов) определяют индуктивность.

При применении поверхностных сопротивлений с трубчатыми основаниями на коротких волнах следует принимать во внимание наличие проводящего слоя на внутренней поверхности трубки. Даже если он не соединен с выводами (что достигается стачиванием торцов), наличие емкости между этим слоем и выводами ведет к тому, что он оказывается включенным параллельно основному проводящему слою и может оказывать нежелательное влияние. В этом случае проводимость резко зависит от частоты и значительно отличается от заданной. Поэтому на высоких частотах рекомендуется применять либо сплошные керамические основания, либо трубчатые без внутреннего слоя.

2-26. ЭКВИВАЛЕНТЫ АНТЕНН

При производственных испытаниях передатчиков применяются омические сопротивления (по возможности не создающие излучения) — так называемые эквиваленты антенн. Вследствие необходимости рассеивать на них большие мощности размеры таких сопротивлений получаются большими и их собственные индуктивность и емкость оказывают влияние на работу. Поэтому большей частью эквиваленты антенн применяются в сочетании с регулируемыми реактивными сопротивлениями для согласования реактивных и активных составляющих в схеме передатчика (см. § 3-14).

Для нагрузки передатчиков до 1 квт в лабораториях широко применяются лам пы накаливания, включенные параллельно или последовательно.

При больших мощностях применяются с опротивления с водяным охлаждением. В этом случае отдаваемая мощность

¹ Отечественной промышленностью такие сопротивления выпускаются типов ВС. У.Л.М. МЛТ и др. [Л. 96] (Прим. ред.)

высокой частоты определяется теплом, поглощаемым охлаждающей водой. Для мощных средне- и длинноволновых передатчиков оправдали себя проволочные сопротивления с перекрестной намоткой. Индуктивность такого рода обмотки незначительиа (например 3 мкгн при сопротивлении 60 ом и мощности 150 квт). Путем комбинации эквивалентов антенн из нескольких параллельных сопротивлений удается величину отдельных сопротивлений получить столь высокой, а диаметр проволоки при применении водяного охлаждения столь малым, что, например, при 1 600 кгц увеличение сопротивления вследствие поверхностного эффекта составляет лишь несколько процентов. Если сопротивление эквивалента антенны сделать равным волновому сопротивлению линии, питающей антенну, то становится излишней трансформаторная схема для согласования сопротивлений. Индуктивность согласовывается на каждой рабочей частоте при помощи последовательно включенных конденсаторов или же компенсируется независимо от частоты (см. § 3-15). Хорошая компенсация с наименьшими затратами достигается в том случае, когда сопротивление эквивалента антенны состоит из двух одинаковых последовательно включенных секций, каждая с сопротивлением R/2 и индуктивностью L/2 (рис. 2-157). Тогда при включении параллельно одной из секций конденсатора емкостью

$$C = \frac{4L}{R^2} \tag{2-260}$$

получается согласованное Т-образное звено.

Проволочные сопротивления с перекрестной намоткой пригодны также и для мощных коротковолновых передатчиков, однако размеры их должны быть возможно малыми, а удельная нагрузка поэтому получается высокой. Кроме того, компенсация их не может быть независимой от частоты. Применяются, далее, устройства, роль сопротивлення которых выполняет охлаждающая в вода, протекающая внутри конструкции из цилиндрических или плоских электродов из жести или плетеной проволоки, на которую подается напряжение высокой частоты. Полное сопротивление такой системы омическиемкостное с относительно большим затуханием, благодаря чему потребление реактивной мощности происходит в умеренных пределах. Сопротивление зависит от проводимости охлаждающей воды и от частоты. Так как передатчик сам по себе не обладает достаточными возможностями регулировки, такие эквиваленты применяют в сочетании с согла-сующнми схемами (см. § 3-14).

В качестве нагрузочного солротивления для ромбической ан-



Рис. 2-157. Схема компенсации индуктивности эквивалента антенны, состоящего из двух одинаковых последовательно включениых секций, путем образования звена Т-образного фильтра.

тенны необходимы омические сопротивления в несколько сотен ом, которые в большей части коротковолнового диапазона должны создавать фазовый сдвиг не более нескольких градусов и потреблять мощность порядка 10 квг. В этом случае применяются двухпроводные воздушные линии длиной в несколько λ с большим затуханием; увеличение затухания достигается применением железа в качестве материала проводов. Входное сопротивление такой линии [Л. 7], если ее затухание больше 2 нел, почти не зависит от сопротивления нагрузки и равно ее волновому сопротивлению (см. § 4-25).

Эквиваленты антенн для у. к. в. д и а п азона также выполняют в виде отрезков линий с большим затуханием (Л. 97). Применяются отрезки линий либо очень короткие ($l < 0,05\lambda$), либо очень длинные. Короткие линии могут применяться только для малых мощностей, длинные — для любых мощностей, что наиболее подходит для эквивалентов антенн. Провода линии делают из сплавов высокого сопротивления, что обеспечивает необходимое затухание и вместе с тем создает емкостный сдвиг фазы. Если рассогласование должно быть меньше 1,1, то затухание всей линии должно быть:

и длина

$$l \ge 6.4 \lambda$$
. (2-262)

(2-261)

В тепловом отношении нагружается главным образом начало линии. Для равномерности нагрузки линия может составляться из отрезков с возрастающим затуханием, что позволяет сократить длину или повысить мощность.

аl ≥2 неп

2-27. НЕОТРАЖАЮЩИЕ ОКОНЕЧНЫЕ Нагрузки

Оконечные иагрузки часто применяются при измерениях [Л. 98] и выполняют ту же функцию, что и эквиваленты антенн, только для меньших мощностей. Нереактивные нагрузки, пригодные до очень высоких частот, могут быть выполнены путем включения поверхностного сопротивления в центральный провод коаксиальной линии [Л. 7, 98, 13]. Зависимость комплексного входного сопротивления такого устройства от частоты имеет спиралеобразный вид (рис. 2-158) [Л. 98]. На этом графике пунктиром нанесены зави-симости от l/λ , а сплошными линиями — от R_0/Z . Здесь Z — волновое сопротивление идеального устройства без потерь; *l* — длина и R_0 — сопротивление постоянному току [Л. 6]. При $l/\lambda < 0,1$ эта зависимость может быть выражена следующей приближенной формулой:

$$\mathbf{R} = R + jX = R_{0} \times \left\{ 1 + \frac{2}{3} \left(\frac{2\pi l}{\lambda} \right)^{2} \left[1 - \frac{1}{5} \left(\frac{R_{0}}{Z} \right)^{2} \right] \right\} + jZ \frac{2\pi l}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{R_{0}}{Z} \right)^{2} \right]. \quad (2-263)$$

Направление касательных в начале кривых, имеющее решающее значение, зависит исключительно от отношения R_0/Z . При значении $R_0/Z = \sqrt{3}$ касательная в чачале кривой





Рис. 2-158. Зависимость комплексного сопротивления оконечной нагрузки линии от R₀/Z и от l/A.

горнзонтальна; при этом в первом приближении реактивная составляющая отсутствует, а активная составляющая возрастает и вырассогласование. Это справедливо зывает приблизительно до $\lambda_{\text{мин}} = 15l$. Если $R_0/Z =$ = 1/5 = 2.2, то активная составляющая в первом приближении остается постоянной [Л. 99], но появляется емкостная реактивная составляющая, реактивное сопротивление которой растет пропорционально частоте. Эту составляющую можно компенсировать путем последовательного включения индуктивности. Расчет показывает, что при одинаковом рассогласовании можно применять сопротивление несколько большей длины, а следовательно, допускать большую мощность или при данной длине применять более высокие частоты, до $\lambda_{\text{мин}} = 6l$. Получить последовательно включенную индуктивность можно путем удлинения внешнего проводиика [Л. 98, 13]. В качестве примера на рис. 2-159 показана компенсация при Z = 70 ом.

Независимость сопротивления от частоты можно получить также путем расположения сопротивления в экспоненциальном рупоре, выполненном так, что волиовое сопротивление изменяется линейно. При этом в каждом се чении рупора омическое сопротивление иагрузки равно волиовому сопротивлению. Диаметр определяется при помощи следующего уравнения:





Рис. 2-159. Поверхностное сопротивление в коаксиальной линин с компенсирующей индуктивностью (Z = 70 ом).



Рис. 2-160. Поверхностное сопротивление в экспоненинальном рупоре. *l* — Длина сопротивления.

Графически эта зависимость изображена на рис. 2-160 [Л. 13]. Слой сопротивления должен быть особенно равномерным; тогда такое устройство практически будет свободно от фазовых сдвигов вплоть до значения $\lambda = l$ при условии, что поверхность экспоненциального рупора имеет не слишком большой уклон (l>D) [Л. 98].

2-28. ПЬЕЗОЭФФЕКТ И КВАРЦЕВЫЕ КРИСТАЛЛЫ [Л. 100—104]

Статический и динамический эффект. В некоторых кристаллах при изменении температуры возникает электрический заряд (пироэлектричество). Это объясняется тем, что изменение температуры сопровождается некоторой деформацией. Аналогичио и механическая деформация сама по себе может привести к появлению заряда (пьезоэффект). У кварца это свойство выражено сильнее всего в трех направлениях, перпендикулярных оптической оси (ось Z, рис. 2-161) и соединяющих противоположные ребра. Эти совершенно равноценные соединительные линии называют электрическими осями (ось x). Если сила действует по перпендикулярной оси х оси у, называемой механической осью, то возникают электрические заряды. Существует и обратный эффект. Если к кристаллу кварца приложить напряжение, то появятся деформации, если электрические оси направлены вышеуказанным образом.

Строго говоря, оба эффекта возникают всегда одновременно, однако у кварца вторичиый эффект составляет лишь около 1% первнчного. Статический пьезоэффект у кварца очень мал и потому он очень удобен для измерения высоких давлений. Если к кристаллу, снабженному электродами, приложить переменное напряжение, то возникнут меха-


Рис. 2-161. Левый и правый кварц; система осей.

нические колебания, обычно небольшой амплитуды, которая при определенной для данного кристалла частоте может возрасти до очень больших значений. Таких резонансных частот в кристалле очень много, отличаются они друг от друга по амплитуде. При изготовлении кристалла задача сводится к тому, чтобы наиболее сильно проявить один резонанс и по возможности подавить резонансы в ближайшей области частот.

Разработаны методы обнаружения и измерения пьезоэлектрического эффекта. Как средство обнаружения особенно просты динамические методы, которые применимы также и к кристаллическим порошкам. Пьезоэлектрический эффект обнаружеи у большого количества кристаллов, однако используется этот эффект только у иебольшого числа их.

Естественные и искусственные кристаллы. Из всех кристаллов кварц обладает в целом для наилучшими свойствами применения в радиотехнике. Некоторые другие кристаллы также обладают теми или иными частичными ценными качествами, однако остальные их свойства менее удовлетворительны. Турмалин, например, обладает наивысшей резонансной частотой, однако в природе находится лишь в виде небольших, большей частью загрязненных кусков. Имеется несколько месторождений кварца, в которых встречаются очень большие кристаллы (до 20 кг), но примеси сильно ограничивают их применение. Легко получаемая искусственным путем сегнетова соль обладает удовлетворительными данными лишь при температурах от -18 до +24°С, а при +55° С разрушается [Л. 105]. Все же она находит применение в качестве электромеханического преобразователя. В качестве стабилизаторов колебаний применяются виннокислый этилендиаменангидрит EDT, виниокислый калийгемигидрат DKT и калийфосфат [Л. 106, 107]. Они во многих случаях могут заменить кварц и обладают преимуществом большей дешевизны. Однако в результате больших успехов, достигнутых в изготовлении искусственного кварца, прочие виды кристаллов применяются редко. Для получения ультразвука наряду с кварцем в магнитострикциоиных излучателях используются аммонийдигидрогенфосфат и литийсульфат [Л. 106, 107, 93]. Нерастворимую в воде поляризованную титанатобарневую керамику [Л. 106] можно изготовить в виде, пригодном для направленного излучения, однако она нестабильна по своим свойствам.

Необработанный кварц. Образование двойников. Главнейшие залежи кварца находятся в Бразилии, большие месторождения имеются также в США, на Мадагаскаре и в СССР; в месторождениях в СССР много дымчатого кварца, который при необходимости может быть очищен. Но даже и чистые и прозрачные кристаллы часто бывают непригодны по своим электрическим свойствам. Электрически безупречные кристаллы вообще редки. Главная причина заключается в образовании двойников. Так как имеется кварц оптически правого и левого вращения (рис. 2-161), то возможно несколько видов образования двойников. Сращения двух правых и двух левых кварцев, называемые дофинейскими двойниками, оптически неразличимы Наоборот, право-левые сращения, так называемые бразильские двойники, поддаются различению между скрещенными николями. С этой целью кристалл с оптической осью, параллельной световому лучу, помещают в иммерсионную жидкость, показатель преломления которой должен лежать между главными показателями преломления кварца, например в тетралин. Иногда встречаются сращения, главные оси в которых образуют угол 84°33' (японские двойники). Все сращения можно сделать видимыми при помощи протравливания плавиковой кислотой или в щелочном растворе. Газовые и жидкостные включения, так же как и прерванный рост, делают кристалл частично или полностью непригодным.

Ориентация и обработка. Побочные резонансы. Для очень точной ориентации по оптической оси может служить тот же способ, что для обнаружения бразильских двойников. И Ориентация по электрическим осям может производиться по естественным граням, если же последние отсутствуют, то путем опыления охлажденном состоянии электрически зав ряженным порошком, состоящим из серы и свинцового сурика (пироэлектричество) или точнее всего при помощи рентгеновских лучей [Л. 108]. После ориентации пластины, по-



Рис. 2-162. Резонансные кривые, полученные с по мощью самопишущего прибора. Λ — проводимость: f — частота в нелинейном масштабе.

лученные распиловкой алмазной пилой, про-веряются на чистоту путем травления. Приданием стержням соответствующих размеров устанавливается по возможности одна частота, на которую осторожно производится подшлифовка [Л. 109]. У круглых пластин (с колебаниями по толщине) кромка затачивается под острым углом, а фаске придается шаровая поверхность. Если электроды не нанесены на кварц и положение их может регулироваться, то этим путем можно осуществлять Ha незначительную подстройку частоты. рис. 2-162,а можно видеть спектр частот кварца до заточки фасок, а на рис. 2-162,6 - кривую одиночного резонанса, полученную путем обработки фаски.

2-29. СВОЙСТВА КВАРЦЕВЫХ ПЛАСТИН

Основные уравнения, виды колебаний и срезов. Для так называемого X-среза (рис. 2-163), при котором ось X совпадает с одной из электрических осей кристалла



Рис. 2-163. X — срез.

(рис. 2-161), справедливы следующие выражения:

$$Q_x = d_{11}X_x - d_{11}Y_y + d_{14}Y_z; \quad (2-265)$$

$$Q_{y} = -2d_{11}X_{y} - d_{14}Z_{x}; \qquad (2-266)$$

$$x_x = d_{11}E_x; \quad y_y = -d_{11}E_x; \quad y_z = d_{14}E_x;$$

(2-267)

$$x_y = -2d_{11}E_y; \quad z_x = -d_{14}E_y; \quad (2-268)$$

- здесь Q_x и Q_y плотности зарядов на поверхностях, перпендикулярных осям x и y;
 - Е_x и Е_y значения напряженности электрического поля в направлениях x и y;
- X_x, X_y, Y_y, Y_z и Z_x напряжения при сжатии и растяжении в соответствующих направлениях;
- х_x, х_y, У_y, У_z и z_x соответствующие деформации. Величины d₁₁ и d₁₄ не зависят от размеров пластин и называются пьезоэлектрическими постоянными. Их числовые значения установлены Фойгтом в 1910г. [Л. 110].

Ур. (2-265) и (2-266) останутся справедливыми, если напряжения взаимно поменять



Рис. 2-164. Различные виды колебаний.

а — растяжение-сжатие по длине: б — сдвиг по поверхности; в — растяжение-сжатие по толщине; г сдвиг по толщине; д — изгиб по оси Z; е — расположение электролов при колебаниях изгиба (д).

с соответствующими деформациями при условии одновременной замены пьезоэлектрических постоянных d_{11} и d_{14} пьезоэлектрическими модуяями e_{11} н e_{14} . Для среза, направленного произвольно по отношению к осям кристалла, постоянные должны быть пересчитаны путем преобразования координат.

В зависимости от величины нормальных и сдвигающих сил в кварце могут возбуждаться продольные колебания (сжатие-растяжение) или поперечные колебания (сдвиг). У пластин частота колебаний вида сжатиерасширение определяется или толщиной пластины, или ее длиной. У узких стержней в зависимости от положения электродов могут возбуждаться колебания сжатия-растяжения, изгиба и кручения. Примеры видов колебаний приведены на рис. 2-164; стрелки показывают направление перемещения, а точки — узловые линии или поверхности.

Значительное влияние на свойства кварца оказывает ориентация (срез) пластины. Важнейшие из срезов показаны на рис. 2-165. Особенно большое значение имеют срезы, при которых температурный коэффициент частоты близок к нулю. На практике широко применяются пластины, у которых температурный коэффициент менее 1 · 10⁻⁶/°С. С помощью термостатов может быть достигнуто очень высокое постоянство частоты колебаний кварца.

Для собственной частоты f колебаний сжатие-расширение пластин, а также для колебаний продольного сжатия и расширения стержней применима следующая приближенная формула:

$$\mathfrak{f} = \frac{1}{2d} \sqrt{\frac{K}{\mathfrak{p}}}, \qquad (2-26\mathfrak{g})$$



Рис. 2-165. Наиболее употребительные срезы кварца (пластины перпендикулярны плоскости YZ, стержии в плоскости YZ).

где *d* — размер, определяющий частоту; *К* — модуль Юнга;

р — плотность кварца.

Область частот колебаний кварца простирается от нескольких сотен герц до 50 Мгц, причем высокие требования можно предъявлять только к области между 60 кгц и 5 Мгц. При возбуждении высших гармоник получаются частоты до 300 Мгц. Если рассматривать колебания не в плоскости, а в пространстве, то достигается лучшее совпадение формул с измеренными значениями частоты.

Электрическая эквивалентная схема и ее параметры. Вблизи собственной частоты поведение кварцевого вибратора (или другого кристалла-вибратора) можно описать при помощи эквивалентной схемы, изображенной на рис. 2-166. Параметры этой схемы могут быть вычислены по размерам и ориентации кристалла. Если электроды не прилегают плотно, то в эквивалентную схему дополнительно



Рис. 2-166. Электрическая эквивалентная схема кварцевого вибратора.

включается последовательно емкость. Емкость С мало зависит от размеров и ориентации пластины; ее величина порядка 10⁻² пф. Поэтому индуктивность L, особенно при низких частотах, достигает очень высоких значений. Параллельно подключенная емкость Ср представляет собой емкость между электродами; она обычно равна нескольким пикофарадам. Измерение емкости С и индуктивности L в таком контуре производится путем определения частоты колебаний при подключении дополнительных элементов схем. Сопрогивление потерь относительно очень мало и позволяет получить угол потерь 1 · 10⁻⁵ и меньше. Оно сильно зависит от способа крепления в узловых точках и может быть значительно снижено помещением кварца в вакуум. Нанесение обкладок методом вжигания серебра также увеличивает потери. Добротность кварца определяется по емкости и сопротивлению потерь.

Амплитуда колебаний, механическая прочиость, плотность тока. Амплитуду механических колебаний можно вычислить по общим формулам для пьезоэлектрического эффекта при наличии переменного поля. Ее величина пропорциональна току, проходящему через кварц. Амплитуда колебаний кварцевого стержня при частоте 60 кгц, имеющего размеры 45×6,5×1,5 мм (Х-срез) прн токе 4 ма, составляет 7,4 мк; у вибратора, колеблющегося по толщине на частоте 350 кгц при токе 50 ма, она равна только 2,5 мк. Механические колебания пластин можно наблюдать в микроскоп, рассматривая смещения мелких отверстий в покрытии. Эти отверстия при колебаниях превращаются в линии. Если рассматривать всю поверхность пластины, то можно заметить изменения направлений колебаний. Увеличение плотности тока вызывает значительное увеличение механических напряжений, что и ограничивает допустимое увеличение тока. При дальнейшем увеличении тока кристалл раскалывается на множество кусков неправильной формы. Средняя прочность на растяжение для кварца равна 1 000 кг/см. В общем случае коэффициент надежности следует принимать равным 2; расчет приводит к весьма разнообразным значениям токовых нагрузок, зависящим от среза и частоты.

Плотность тока не является характерной величиной для кварца; при увеличении затухания кварц может выдержать более высокую нагрузку.

Кварцевые пластины, применяемые для нзмерения частоты (в стандартах частоты — «кварцевых часах»), а также светящиеся кварцы должны обладать очень малым температурным коэффициентом; изменение их частоты со временем (старение) также должно быть небольшим. Во избежание перескока частоты резонансная частота должна быть резко выражена. Особенное значение придается кварцедержателю, который не должен понижать стабильность и затухание. Эквивалентные параметры кварца и его срез должны быть выбраны так, чтобы влияние изменений схемы генератора на частоту было небольшим. Прежде всего необходимо малое затухание или компенсация сопротивления кварца. К кварцам для полосовых фильтров предъявляются требования отсутствия близких добавочных частот. Эквивалентные параметры в этом случае должны быть согласованы с нужным волновым сопротивлением. В широкополосных фильтрах требования отсутствия близких частот должны быть еще жестче, а требования в отношении темпера-турной стабильности могут быть несколько снижены. При хорошей обработке кварца можно получить полосу, свободную от добавочных частот, в 1%, но только в наиболее благоприятном диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Круг К. А., Основы электротехники, І, II, ГЭИ, 1946.

2. Физические основы электротехники, под ред. Поливанова К. М., ГЭИ, 1950. 3. Говорков В. А., Электрические и

магнитные поля, Связьиздат, 1951.

4. Основы электротехники, пол ред. Круга К. А., ГЭИ, 1952.

5. Нейман Л. Р. и Каланта. ров П. Л., Теоретические основы электротех-ники, I, II, III, ГЭИ, 1959. 6. Meinke H., Kurven, Formeln und Da-

ten aus der Dezimeterwellentechnik, München, 1949.

7. Meinke H., Theorie der Hochfrequenzschaltungen, München, 1951.

8. Weis A., Z. Hochfrequenztechn., 1936, 47, 148-152.

9. Wallot J., Theorie der Schwachstromtechnik, Berlin, 1949. 10. Қалантаров П. Л. и Цейтлин

А., Расчет индуктивностей, Справочная J. книга, ГЭИ, 1955.

11. Цейтлин Л. А., Индуктивности проводов и контуров, ГЭИ, 1950.

12. Справочник по раднотехнике, под ред. Смиренина Б. А. ГЭИ, 1950. 13. Харинский А. Л., Основы констру-

ирования элементов радиоаппаратуры, ГЭИ, 1959.

14. Волгов В. А., Детали контуров радиоаппаратуры, ГЭИ, 1950.

15. Гоноровский И. С., Проектиро-LCR радиопередатчиков, 2-е вание ИЗД., Связьиздат, 1934.

16. Панов П. Г., Основы расчета и проектирования деталей колебательных контуров коротковолновых и длинноволновых передатчиков, Ленинград, 1953. 17. Kalantaroff P. L., Vorobieff

V. J., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1936, 24, 1585.

18. Wheeler H. A., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1928, 16, 1398.

19. Grower F. W., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1933, 21, 1039.

20. Dwight H. B., Grover F. W., El. Engng, 1937, 56, 347. 21. Funk und Ton, 1947, 1, 3. 22. Grower F. W., Communication, 1938,

18, 10

23. Es a u A., Jahrb. drahtlos. Telegr., 1921, 17, 242. 24. Ware P., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1936,

26, 308.

25. Колосов А. А. и Розенфельд Е. И., Собственная емкость однослойных ка-тушек, «Радиотехника», № 3, 1937.
 26. Колосов А. А., Резонансные си-

стемы и резонансные усилители, Связьиздат, 1949.

27. Lenz W., Ann. Phys., 1912, 37, 923. 28. Hak J., Eisenlose Drosselspulen, Leipzig, 1938.

29. Гольцман Н. М., Конструктивный расчет многослойных катушек самоиндукции, «ИЭСТ», № 4, 1937.

30. Nottebrok H., Bauelemente der Nachrichtentechnik, I, II, III, Berlin, 1950.

31. Қаден Г., Электромагнитные экраны, ГЭИ, 1957.

32. Колосов А. А., Затухание катушек на высоких частотах, «Электросвязь», № 6, 1941.

33. Колосов А. А. и Розенфельд Е. И., Экранирование катушек колебательных контуров, «Электросвязь», № 5, 1938.

34. Butterworth, Phys. Rev., 1924. 11, 752.

35. Schwarz H., Z. Hochfrequenztechn., 1935, **46**, 50. 36. Евтеев Ф. Е. и Панов П. Г.,

К расчету провода контурных катушек ра-«Вестник электропромышдиопередатчиков, ленности», № 7—8, 1943.

37. Войцехович Б. В. и Беренев В. В., Проектирование задающих устройств плавного диапазона, Радиотехни-ческий сборник МПСС, ГЭИ, 1947. 38. Евтеев Ф. Е. и Панов П. Г.,

К вопросу о настройке контуров радиопередатчиков одновременным изменением L и C по прямочастотному закону, «ИЭСТ», № 2, 1939.

39. Аршинов С. С., Температурная стабильность частоты ламповых генераторов. ГЭИ, 1952.

40. Нейман М. С., Стабилизация частоты в радиотехнике, Связьиздат, 1937.

41. Аршинов С. С., Теория и расчет диапазонной термокомпенсации, «Радиотехника», № 2, 1948.

42. Аршинов С. С., Термокомпенсация при изменяющемся температурном коэффициенте индуктивности (ТКИ), «Радиотехника», 1950. .№ 5,

43. Рабкин Л. И. и Шольц Н. Н., Магнитодиэлектрики и феррокатушки, ГЭИ, 1948.

44. Rint C., Handbuch für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, Berlin, 1949.

B. 45. Евсеев И., Высокочастотные сердечники из магнетита, «ИЭСТ», № 6, 1938.

46. Сенченков А. Ф. и Фунштейн Л. Г., Применение ферритов в радиоаппарату-ре, ГЭИ, 1956; Рабкин Л. И. и Эп-штейн Б. Ш., Неметаллические ферромагнетики (ферриты) в аппаратуре связи, Связьиздат, 1955.

47. Feldkeller R., Spulen und Über-träger mit Eisenkernen, I, Stuttgart, 1949.

48. Kornetzki M., Frequenz, 1950, 4, 105—113; 1952, 6, 313—318. 49. H a k J., Elektrotechn. Z., 1929,

50 193-198.

50. Foels K., Arch. Electrotechn., 1936, **30**, 139—157.

51. Kohlrausch F., Prakt. Phys., Abschn. Magnetismus, Berlin-Leipzig, 1943.

52. Голубцов М. Г., Электромеханические фильтры радиочастот, ГЭИ, 1957.

53. Snoek J. L., Philips techn. Rundsch., 1946, 8, 353-360.

54. Six W., Philips techn. Rundsch., 1952, **13**, 293—304.

55. Latimer K. E., Macdonald

Proc. Inst. Electr. Engrs, 1950, 97, H. B., 257-267

56. Einsele Th., Baur F., Z. angew. Phys., 1951, 3, 373-376.

57. Harvey R. L., Hegyi I. Y., Le-werenz H. W., RCA Rev., 1950, 11, 321-363. 58. Polder D., Proc. Inst. Electr. Engrs,

1950, 97, 246-256. 59. Вент Дж. и Гортер Е., Магнитные

и электрические свойства феррокскубов, «Во-просы радиолокационной техники», № 1, 1953.

60. Brockmann G., Dowling P. H., Steneck W. G., Phys. Rev., 1950, 77, 85–93.

61. Brockmann J., Frey J., Frequenz, 1953, 7, 185—191. 62. Hogan C. L., Bell Syst. techn. J.,

1952, 31, 1-31.

63. Майоров А. С., Альбом частотных характеристик добротности катушек индуктивности на броневых сердечниках, ГЭИ, 1958.

64. BTY MXII 1024-56; BTY EY 23-56; ВТУ ЕУ 117-55.

65. Евсеев В. И., Ферриты, «Электричество», № 9, 1956.

66. Kornetzki M., Z. angew. Phys., 1951, **3**, 5-9; 1952, **4**, 371-374.

67. Beljers H. G. J., Snoek J. L., Philips techn. Rundsch., 1950, 11, 317-326. 68. Feldtkeller R., Kolb O., Z. an-

gew. Phys., 1952, 4, 474-480.

69. Ganz A. G., El. Eng., 1946, 65, 177 - 183

70. Gould H. L. B., El. Eng., 1950, 69, 544.

71. Horstmann C. С.. Tele-Tech., 1952, 11, 40, 42, 90.

72. Weis A., Funk und Ton, 1950. 4. 508-518.

73. Hoffmann G., Arch. elektr. Übertrg., 1952, 6, 99-108.

74. Both E., Tele-Tech., 1952, 11, 36-38, 100, 102, 104, 105. 75. Schweiger A., Elektrische Festig-

keitlehre, Berlin, 1925.

76. Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik, IV, Braunschweig, 1932.

77. Ренне В. Т., Электрические конденсаторы, ГЭИ, 1952

78. Lichtenecker K., Phys. Z., 1909, 10, 1005; 1919, 19, 374; 1924 25, 169.

79. Debye P., Polare Molekeln, Leipzig, 1929

80. Цукерман С. Т., Точные механизмы, Оборонгиз, 1941.

81. Пестряков В. Б., и Сачков Д. Д., Конструирование деталей и узлов радиоаппаратуры, ГЭИ, 1947.

82. Сачков Д. Д. и Эдлик Е. К., Расчет и конструирование радиоаппаратуры, ГЭИ. 1957.

83. Фролов А. Д., Основные принципы конструирования деталей радиоаппаратуры, ГЭИ, 1955.

84. Богородицкий Н. П., Пасын-

ков В. В. и Тареев Б. М., Электротехннческие материалы, ГЭИ, 1950.

85. Рабчинская Г. И., Радиотехнические материалы, ГЭИ, 1956.

86. Богородицкий Н. П. и Фридберг И. Д., Высокочастотные неорганические диэлектрики, ГЭИ, 1948.

87. Сканави Г. И., Физика диэлектриков, ГТТИ, 1949.

88. Сноек Я., Исследования в области ферромагиитных материалов, ИИЛ, новых 1949

89. Казарновский Д. М., Сегнетокерамические конденсаторы, ГЭИ, 1956.

90. Вул Б. М., Сегнетоэлектричество, AH CCCP, 1956.

91. Жиров Г. А., Кондеисаторы, применяемые в Радиотехнике, ГЭЙ, 1950. 92. Аршанский М. Е., Керамические

конденсаторы малой мощности, ГЭИ, 1953

93. Закгейм Л. М., Электрические кон-

53. Закгеим Л. М., Электрические кон-денсаторы, ГЭИ, 1954. 94. Ренне В. Т., Современные бумаж-ные конденсаторы, ГЭИ, 1948. 95. Behr L., Тагрley R. E., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1932, 20, 1/101.

96. Гальперин Б. С., Непроволочные сопротивления, ГЭИ, 1958.

97. Kraus A., Fernmeldtechn. Z., 1950, 3, 157-160.

98. Meinke H., Frequenz, 1948. 2 41-49.

99. Burkhardtmaier W., Funk und Ton, 1948, 2, 381-391.

А. В., Кварц и его 100. Шубников применение, АН СССР, 1940.

IUI. Плонский А. в технике связи, ГЭИ, 1952. Ф., Пьезокварц

102. Кэди У., Пьезоэлектричество н его практическое применение, ИИЛ, 1949.

103. Тюльпанов А. А., Технология производства кварцевых пластин, ГЭИ, 1955. 104. Vigoureux P., Booth C. F., Quartz vibrators and their application, London, 1950.

105. Mosaner H., Worb M., Arch. elektr. Übertrg., 1951, 5, 463-467.

106. Spitzer F., Arch. elektr. Übertrg., 1951, 5, 544-554. 107. Bechman R., Proc. Phys. Soc., Lon-

1950, 63, 577-589. don,

108. Heising R. A., Quartz crystals for electrical circuits, N. Y., 1946. 109. Parrish W., Philips techn. Rundsch.,

1950, 12, 170-181. 110. Voigt W., Lehrbuch der Kristallphysik, Leipzig, 1910.

111. Малинин Р. М., Конденсаторы и сопротивления, Военнадат, 1959. 112. Хиппель А. Р. Диэлектрики и их

применение, перев. под ред. Казарновского Д. М., ГЭИ, 1959.

113. Справочник по электротехническим материалам, I, электроизоляционные материалы, под ред. Корицкого Ю.В. и Таре-ева Б. М., ГЭИ, 1958.

РАЗДЕЛ 3

ЦЕПИ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

3-1. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ Периодических функций с помощью действительных величин

Анализ Фурье. Любую функцию $a(\omega t)$ в интервале — $\pi \leq \omega t \leq \pi$ можно приближенно представить посредством бесконечного ряда Ф у рье, если в этом интервале существует только конечное число точек разрыва:

$$a(\omega t) = a_0 + a_1^* \sin(\omega t + \varphi_1) +$$

+ $a_2^* \sin(2\omega t + \varphi_2) + \ldots = a_0 + a_1 \cos \omega t +$
+ $a_2 \cos 2\omega t + \ldots + b_1 \sin \omega t +$
+ $b_2 \sin 2\omega t + \ldots$ (3-1)

Коэффициенты ряда определяются из

$$a_{0} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} a(\omega t) \cdot d(\omega t);$$

$$a_{n} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} a(\omega t) \cos n \, \omega t \cdot d(\omega t); \qquad (3-2)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} a(\omega t) \sin n \, \omega t \cdot d(\omega t) \dots,$$

при этом

$$a_n^* = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$$
, tg $z_n = \frac{a_n}{b_n}$. (3-3)

Если рассматривать непериодические функции в конечном интервале T, то их можно представить рядом Фурье, справедливым только в данном интервале T н с основным периодом T. В последующем изложении рассматриваются только периодические функции, которые разлагаются в ряд согласно ур. (3-1) и члены которого содержат частоты, кратные основной частоте $f = \frac{\omega}{2\pi}$. Постоянная составляющая a_0 есть среднее арифметическое зна-

чение функции $a(\omega t)$ в рассматриваемом интервале.

Если $a(\omega t)$ есть четная функция, т. е. $a(\omega t) = a(-\omega t)$ (рис. 3-1), то $b_n = 0$ н тогда

$$a(\omega t) = a_0 + a_1 \cos \omega t + a_2 \cos 2\omega t + \dots$$
(3-4)

Если $a(\omega t)$ — нечетная функция, т. е. $a(\omega t) = -a(-\omega t)$ (рис. 3-2), то $a_0 = a_n = 0$. и

$$a(\omega t) = b_1 \sin \omega t + b_2 \sin 2\omega t + \dots \quad (3-5)$$

Функции с полупериодной симметрией относительно оси ωt (рис. 3-3) содержат только нечетные кратные члены (гармоники) от ωt [Л. 3, 4a, 34]. В табл. 3-1 даны ряды Фурье некоторых периодических функций [Л. 5—7].



Рис. 3-1. Пример четной функции. Рис. 3-2. Пример нечетной функции.

Мгновенное значение функции $a(\omega t)$ есть то значение, которое эта функция принимает в рассматриваемый момент времени.

Линейное среднее значение функции a(wt) определяется следующим образом:

$$\overline{A} = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} a(\omega t) \cdot dt = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} a(\omega t) \cdot d(\omega t).$$
(3-6)

Для переменного напряжения посредством этой ф-лы среднего значения получают величину a_0 разложения Фурье (3-1), т. е. постоянную составляющую.

Важную роль играет среднее квадратичное значение или действующее (эффективное) значение периодической функции A_{eff}.





Рнс. 3-3. Полупериодно-симметричная функция.

Рис. 3-4. Функция $a(\omega t) = A \sin(\omega t + \psi).$

Согласно определению [Л. 3, 4, 4а] оно вычисляется следующим образом:



По мощности, выделяемой в активном сопротивлении, переменный ток величины A_{eff} равнозначен постояиному току величины $a_0 = A_{eff}$.

Для синусондальных переменных величин (рис. 3-4)

$$a (\omega t) = A \sin (\omega t + \varphi), \quad \omega = 2\pi f = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{T},$$
(3-8)

где A — амплитуда; φ — фаза в момент~времени t = 0; T — период; $\omega = 2\pi j$ — круговая частота,

$$\vec{A} = 0; \quad A_{eff} = \frac{A}{\sqrt{2}}. \tag{3-9}$$

Таблица 3-1

Ряды Фурье некоторых простых функций



$$a (\omega t) = \frac{4D}{\pi} \left(\sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3 \omega t + \frac{1}{5} \sin 5 \omega t + ... \right)$$

$$a (\omega t) = \frac{8D}{\pi^2} \left(\cos \omega t + \frac{1}{9} \cos 3 \omega t + \frac{1}{25} \cos 5 \omega t + ... \right)$$

$$a (\omega t) = \frac{4D}{\pi^2} \left(\sin \alpha \cdot \sin \omega t + \frac{1}{9} \sin 3 \alpha \cdot \sin 3 \omega t + ... \right)$$

$$a (\omega t) = \frac{D}{\pi} \left(1 + \frac{\pi}{2} \sin \omega t - \frac{2}{1 \cdot 3} \cos 2 \omega t - \frac{2}{3 \cdot 5} \cos 4 \omega t - ... \right)$$

$$a (\omega t) = \frac{2D}{\pi} \left(1 - \frac{2}{1 \cdot 3} \cos \omega t - \frac{2}{3 \cdot 5} \cos 2 \omega t - \frac{2}{5 \cdot 7} \cos 3 \omega t - ... \right)$$

$$a (\omega t) = \frac{D}{\pi} \left(1 - \frac{2}{1 \cdot 3} \cos \omega t - \frac{2}{3 \cdot 5} \cos 2 \omega t - \frac{2}{5 \cdot 7} \cos 3 \omega t - ... \right)$$

$$a (\omega t) = \frac{D}{\pi} \left(1 - \frac{2}{1 \cdot 3} \cos \omega t - \frac{2}{3 \cdot 5} \cos 2 \omega t - \frac{2}{5 \cdot 7} \cos 3 \omega t - ... \right)$$

$$a (\omega t) = \frac{D}{\pi} \left(1 - \frac{2}{1 \cdot 3} \cos 6 \omega t + \frac{1}{25} \cos 10 \omega t + ... \right)$$

$$a (\omega t) = \frac{2D}{\pi} \left(\sin \omega t - \frac{1}{2} \sin 2 \omega t + \frac{1}{3} \sin 3 \omega t - ... \right)$$

$$a (\omega t) = \frac{2D}{\pi} \left(\sin \omega t + \frac{1}{2} \sin 2 \omega t + \frac{1}{3} \sin 3 \omega t + ... \right)$$

$$A_{eff} = \sqrt{a_0^2 + \frac{1}{2}a_1^{*2} + \frac{1}{2}a_2^{*2} + \dots} = \sqrt{a_0^2 + A_{1eff}^2 + A_{2eff}^2 + \dots}$$
(3-10)

3-2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ С ПОМОЩЬЮ КОМПЛЕКСНЫХ ВЕЛИЧИН

Объем вычислений в технике переменного тока существенно уменьшается при применении комплексного метода [Л. 4в, 6а, 8, 24]. В последующем изложении имеется в виду синусоидальная функция; любые периодические процессы на основе разложения их в ряд Фурье могут рассматриваться с помощью этого метода. Колебание, выражаемое действительной функцией $a=A\cos(\omega t+\varphi)$, посредством добавления мнимого члена $jA \sin(\omega t + \varphi)$ приводится к комплексному мгновенному значению

$$\mathbf{a} = A \left[\cos \left(\omega t + \varphi \right) + j \sin \left(\omega t + \varphi \right) \right] =$$
$$= A e^{j\varphi} e^{j\omega t} = A e^{j\omega t}, \qquad (3-11)$$

где A — действительная амплитуда, A — комплексная амплитуда. Для наглядности вектор А представляют вращающимся В КОМплексной плоскости с угловой скоростью ω и действительное значение колебаний a=A cos× $\times (\omega t + \varphi)$ получают проекцией вектора на действительную ось (рис. 3-5).

> Действ 066 A cos(wt+q)

Рис. 3-5. Представление тригонометрической функции посредством вектора, вращающегося в комплексной числовой плоскости.

e^{jωt} Обычно временной множитель OTбрасывают и вычисления производят только с комплексными амплитудами. Об этом нужно всегда помнить, чтобы избежать смешения с комплексными величинами других размерностей, например комплексными сопротивлениями и проводимостями.

3-3. КОМПЛЕКСНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ПРОВОДИМОСТИ

Комплексное сопротивление или проводимость какого-либо элемента определяют его реакцию на напряжение или ток.

При этом безразлично, представлять ли исследуемую схему посредством сопротивлений или проводимостей, так как каждую из этих величин всегда можно пересчитать в другую. При последовательных соединениях предпочтительно производить вычисления, пользуясь величинами сопротивлений, а при параллельных соединениях-величинами проводимостей. Комплексное сопротивление-в декартовых или в полярных координатах соответственно имеет вид:

$$\mathbf{Z} = R + jX = Ze^{j\varphi}$$

причем

$$Z = \sqrt[n]{R^2 + X^2}; \quad \text{tg } \varphi = \frac{\chi}{R} , \quad (3-12)$$

где *R* — активная составляющая (резистанс);

- X реактивная составляющая (реактанс);
- Z полное сопротивление (импеданс);
- ф фазовый угол.

Полиое сопротивление **Z** согласно ур. (3-12) может быть представлено в виде последовательного соединения всегда положительного активного сопротивления R и реактивного сопротивления јХ (положительного, если оно индуктивное, и отрицательное, если оно емкостное).

Для комплексной проводимости имеем аналогично:

$$\mathbf{Y} = \mathbf{G} + i\mathbf{B} = \mathbf{Y}e^{j\mathbf{M}}$$

причем

$$Y = \sqrt{G^2 + B^2}$$
, tg $\Theta = \frac{B}{G}$, (3-13)

где G — активная проводимость (кондуктанс);

- В реактивная проводимость (сусцептанс);
 - У полная проводимость (адмиттанс);
 - 🖲 фазовый угол.

Полная проводимость У равна результирующей проводимости параллельного соединения активной проводимости G (всегда положительной) и реактивной проводимости јВ (положительной, если она емкостная, и отрицательной, если она индуктивная).

Вычисления с этими комплексными величинами производятся по правилам действия с комплексными числами. Сложение или вычитание производится посредством сложения или вычитания их частей. При умножении модули перемножаются, а фазовые углы складываются; при делении модули делятся, а фазовые углы вычитаются. Для пересчета сопротивления в проводимость и наоборот служат формулы

$$\mathbf{Y} = \frac{1}{\mathbf{Z}} = \frac{1}{Z} e^{-j\varphi} = \mathbf{Y} e^{j\Theta}; \qquad (3.14)$$
$$\mathbf{Y} = \frac{1}{Z}, \ \Theta = -\varphi.$$



В декартовых координатах:

$$\mathbf{Y} = \frac{1}{\mathbf{Z}} = \frac{1}{R + jX} \frac{R}{R^2 + X^2} - \frac{1}{R^2 + X^2} \frac{R}{R^2 + X^2} = G + jB;$$

$$G = \frac{R}{R^2 + X^2}; \ B = -\frac{X}{R^2 + X^2}; \ (3.15)$$

$$R = \frac{G}{G^2 + B^2}; \ X = -\frac{B}{G^2 + B^2}. \ (3.16)$$

Комплексное сопротивление может быть получено посредством последовательного со-



Рис. 3-6. Пересчет последовательного со единення в эквиваc0лентное параллельное соединение.

единения, а комплексная проводимость - посредством параллельного соединения; поэтому при-веденные ф-лы служат для пересчета параллельного включения в последовательное и наоборот. Если, например, нужно последовательное соединение (а) (рис. 3-6) пересчитать в парал-лельное (б), то получается:

$$R_{p} = \frac{R_{s}^{2} + X_{s}^{2}}{R_{s}} = R_{s} + \frac{X_{s}^{2}}{R_{s}};$$

$$X_{p} = \frac{R_{s}^{2} + X_{s}^{2}}{X_{s}} = X_{s} + \frac{R_{s}^{2}}{X_{s}};$$

$$G_{p} = \frac{1}{R_{p}}, B_{p} = -\frac{1}{X_{p}},$$

$$Y_{p} = G_{p} + jB_{p}.$$
(3-17)

Если при последовательном соединении активная составляющая мала $\left(\frac{R_s}{|X_s|} < 0,1\right)$, то приблизительно

$$R_{p} = \frac{X_{s}^{2}}{R_{s}}, \quad X_{p} = X_{s}.$$
 (3-17a)

Если при последовательном соединении реактивная составляющая мала $\left(\frac{|X_s|}{R_s} < 0,1\right)$, то

$$R_p = R_s; \quad X_p = \frac{R_s^2}{X_s}.$$
 (3-176)

Аналогичные ф-лы применяются также для пересчета параллельного соединения в последовательное. Если полная проводимость при параллельном соединении (рис. 3-6) Y = $= G_p + jB_p$ задана, то элементы последовательного соединения вычисляются из

$$R_{s} = \frac{G_{p}}{G_{p}^{2} + B_{p}^{2}}; \quad X_{s} = \frac{-B_{p}}{G_{p}^{2} + B_{p}^{2}}.$$
(3-18)

В случае, когда $\frac{G_p}{|B_p|} < 0,1$ $R_s = \frac{G_p}{B_p^2}; X_s = -\frac{1}{B_p},$ (3-18a) а при $\frac{|B_p|}{G_n} < 0,1$

$$R_s = \frac{1}{G_p}; X_s = -\frac{B_p}{G_p^2}.$$
 (3-186)

В сложных случаях подобных пересчетов целесообразно пользоваться диагр**амм**ой (рис. 3-7), по которой при заданном Z доста-точно просто находится Y и наоборот [Л. 16, 24]. Чтобы эту диаграмму можно было применять для сколь угодно больших величин сопротивлений и проводимостей, вычисление ведется с нормированными значениями, т. е. каждую величину относят к коэффициенту (масштабу), который выбирается таким образом, чтобы при вычислениях использовалась наиболее удобная часть диаграммы. При этом нормированное комплексное сопротивление приобретает вид:

$$z = \frac{Z}{Z_n} = \frac{R}{Z_n} + j \frac{X}{Z_n} = r + jx$$
, (3-19a)

а нормированная проводимость

$$y = \frac{1}{z} = Z_n Y = Z_n G + j Z_n B = g + j b.$$
 (3-196)

Диаграмма состоит из семейства окружностей и полуокружностей, проходящих через начало прямоугольной системы координат; центры окружностей лежат или на действи-

тельной оси в точках $r = \frac{1}{(2g)}$, или на мни-

мой оси в точках $x = -\frac{1}{(2b)}$. Окружности

являются кривыми равных реактивных проводимостей или равных реактивных сопротивлений.

Применение диаграммы: а) Пересчет сопротивления Z в проводимость Y. В этом случае прямоугольная система координат представляет собой нормированную комплексную плоскость сопротивлений z = r + jx, а окружности и полуокружности соответствуют нормированным составляющим проводимости:

$$g = r/(r^2 + x^2) = \text{const}$$

$$b = -x/(r^2 + x^2) = \text{const}.$$

И

При заданном $z = \frac{Z}{Z_n} = r + jx$ искомая

величина $\mathbf{y} = g + jb$ получается в точках пересечения окружностей g и b с координатамигнх.

Пример. **Z** = 100 + *j*130 ом. Выбирая величину масштабного сопротивления Z_n = = 100 ом, получаем z = 1,0 + j1,3. Из диа-

Радиотехнический справочник. 6



Рис. 3-7. Диаграмма сопротивлений.

граммы получаем g = 0,37 и b = -0,48, т. е. $\mathbf{y} = 0,37 - j0,48$, а $\mathbf{Y} = 0,0037 - j0,0048$ мо. Так же можно при заданной проводимости \mathbf{Y} определить сопротивление $\mathbf{Z} = \frac{1}{\mathbf{Y}}$; по задаиной величине $\mathbf{y} = \mathbf{Y}Z_n = g + jb$ (точка пересечения окружности g с окружностью b) искомая величина $\mathbf{z} = \frac{\mathbf{Z}}{Z_n} = r + jx$ определяется по отсчету координат прямоугольной системы для этой точки. Пример $\mathbf{Y} = 0.0007 - j0.0005$ мо. Выбирая

Пример. Y = 0,0007 - j0,0005 мо. Выбирая $Z_n = 1000$ ом имеем y = 0,7 - j0,5. Из диаграммы получаем r = 0,95 и x = 0,68, т. е. z = 0,95 + j0,68; следовательно, Z = 950 ++ j680 ом.

б) Пересчет полной проводимости Y в полное сопротивление $\mathbf{Z} = \frac{1}{\mathbf{Y}}$. В этом случае система прямоугольных координат пред-

ставляет собой нормированную комплексную плоскость проводимостей $\mathbf{y} = g + ib$, а окружности и полуокружности соответствуют нормированным составляющим сопротивления $r = g/(g^2 + b^2) = \text{const}$ и $x = -b/(g^2 + b^2) =$ = const. При заданном у искомая величина z получается отсчетом окружностей r и x, проходящих через точку y.

Пример. **Y** = 0,009 + j0,004 мо. Выбрав $Z_n = 100$ ом, имеем **y** = 0,9 + j0,4. Из циаграммы получаем r = 0,93 и x = -0,42. т. е. **z** = 0,93 - j0,42, а **Z** = 93 - j42 ом.

Так же можно при заданной величине Zопределить Y, отметив точку пересечения окружностей r и x и отсчитав искомые величины g и b на осях прямоугольной системы координат.

Пример. $\mathbf{Z} = 60 + j30$ ом. Выбирая $Z_n = 100$ ом, имеем $\mathbf{z} = 0.6 + j0.3$. Из диаграммы следует: g = 1,34 и b = -0.66, т. е. $\mathbf{y} = 1,34 - j0,66$, а $\mathbf{Y} = 0,0134 - j0,0066$ мо.

3-4. РАСЧЕТ МОЩНОСТИ В ЦЕПЯХ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

[JI. 4a, 6, 8, 24]. Периодическое переменное напряжение и при соответствующем ему переменном токе і создает мгновенную мощность

$$p = u \cdot i. \tag{3-20}$$

Если и и і в рассматриваемый момент времени имеют одинаковые знаки, то мощность р положительна, что соответствует поглощению мощности. Отрицательная величина p, напротив, означает отдачу мощности. А к т и в н а я м о щ н о с ть P представляет собой линейное среднее значение p:

$$P = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} p \, dt = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} p \, d \, (\omega t). \quad (3-21)$$

На рис. 3-8 представлено изменение мгновенного значения мощности, когда между напряжением и током имеется фазовый сдвиг $\varphi = x - \psi$. В этом случае

$$p = u \cdot i = \frac{1}{2} UI \cos \varphi - \frac{1}{2} UI \cos (2\omega t + x + \psi).$$
(3-22)

Фазовый угол ¢ считается положительным, когда напряжение опережает ток, и отрицательным, когда оно отстает от тока. Согласно ур. (3-22) активная мощность

$$P = \frac{1}{2} U I \cos \varphi = U_{eff} I_{eff} \cos \varphi, \quad (3-23)$$

так как второе слагаемое ничего ие прибавляет к среднему значению. Активная мощность равна произведению эффективных значений напряжения и тока и величины коэффициента мощности созу. Реактивная мощность

$$P_b = \frac{1}{2} UI \sin\varphi = U_{eff} I_{eff} \sin\varphi, \quad (3-24)$$

иполная мощность

$$P_s = \frac{1}{2} UI = U_{eff} I_{eff}. \qquad (3-25)$$

Взаимная связь между этими величинами представлена на рис. 3-9; диаграмма служит только для иллюстрации соотношения величин трех видов мощности и не является векторной диаграммой.

При индуктивной реактивной нагрузке *P*_b положительна, при емкостной—отрицательна.



Рис. 3-8. Изменение мгновенной Рис. 3-9. Соотномощности. шенне между ве-

Рис. 3-9. Соотношенне между величинами различных мощиостей.

При $\varphi = 0$ $P_b = 0$ и $P_s = P$; при $\varphi = \pm 90^{\circ}$ P = 0 и $P_s = |P_b|$.

Формулы соотношения мощностей:

$$P = \sqrt{P_{s}^{2} - P_{b}^{2}};$$

$$|P_{b}| = \sqrt{P_{s}^{2} - P^{2}};$$

$$P_{s} = \sqrt{P^{2} + P_{b}^{2}}.$$
(3-26)

Подробнее о расчете мошности, потребляемой_комплексной нагрузкой, см. § 3-6.

Если напряжение и ток могут быть представлены рядом Фурье, то активная мощность выражается рядом

$$P = U_0 I_0 + \frac{1}{2} U_1 I_1 \cos \varphi_1 + \frac{1}{2} U_2 I_2 \cos \varphi_2 + \dots = U_0 I_0 + \frac{1}{2} U_0 + \frac{$$

$$+ U_{1\,eff} \quad I_{1\,eff} \cos \varphi_1 + U_{2\,eff} \quad I_{2\,eff} \cos \varphi_2 + \dots$$
(3-27)

Здесь φ_{y} — фазовый угол между напряжением и током одной и той же частоты. Токи и напряжения разных частот не оказывают влияния на величину активной мощности. Реактивная мощность определяется рядом

$$P_{b} = \frac{1}{2} U_{1} I_{1} \sin \varphi_{1} + \frac{1}{2} U_{2} I_{2} \sin \varphi_{2} + \dots, \quad (3-28)$$

а полная мощность

$$P_s = U_{eff} I_{eff}, \qquad (3-29)$$

причем величины U_{eff} и I_{eff} определяются по ур. (3-10).

Комплексный расчет мощностей. Если напряжение и ток даны в комплексном виде, то все мощности могут быть рассчитаны путем применения сопряженного комплексного тока $\mathbf{l}^* = Ie^{-j\varphi}$:

$$\mathbf{P}_{s} = \frac{1}{2} \mathbf{U} \mathbf{I}^{*} = \frac{1}{2} U e^{j\mathbf{x}} I e^{-j\phi} = \frac{1}{2} U I e^{j\phi} =$$
$$= \frac{1}{2} U I (\cos\varphi + j\sin\varphi) = P + jP_{b}. \quad (3-30)$$

Действительная часть комплексной полной мощности есть активная мощность, мнимая часть—реактивная мощность. Полная мощность $P_s = |\mathbf{P}_s|$.

3-5. 3AKOH OMA

Выражение закона Ома для переменного тока любой формы:

а) При активном сопротивлении (рис. 3-10,а)

$$u = iR. \tag{3-31}$$

Рис. 3-10. К закону Ома для переменного тока.

6*

б) При индуктивности (рис. 3-10, б)

$$\mu = \frac{d\Phi}{dt} \cdot \tag{3-32}$$

Здесь Φ есть потокосцепление $\Phi = Li$. Если L = const, то

$$u = L \frac{di}{dt} \cdot \tag{3-33}$$

в) При емкости (рис. 3-10, в)

$$i = \frac{dq}{dt} \text{ is } q = Cu, \qquad (3-34)$$

где q—заряд конденсатора. Если C = const. то

$$i = C \ \frac{du}{dt} \cdot \tag{3-35}$$

В случае последовательного соединения этих элементов мгновенные значения напряжений складываются алгебраически; в случае параллельного соединения мгновенные значения токов складываются алгебраически.

При синусоидальном токе $i = I \sin(\omega t + \varphi)$, применяя только действительные числа, получаем:

а) Для активных сопротивлений

$$u = IR\sin(\omega t + \varphi);$$

$$U = IR.$$
 (3-36)

Напряжение и ток синфазны, их соотношения таковы же, как при постоянном токе. б) Для индуктивностей (L = const)

1 71

$$u = I\omega L\sin\left(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right);$$

$$U = I\omega L. \qquad (3-37)$$

Напряжение опережает ток на 90°. в) Для емкостей (C = const)

$$u = \frac{I}{\omega C} \sin \left((\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2}) \right);$$
$$U = \frac{I}{\omega C}.$$
(3-38)

Напряжение отстает от тока на 90°.

При помощи комплексных чисел мгновеиное значение тока выражается

$$i = Ie^{j\omega t} = Ie^{j\varphi}e^{j\omega t}$$
.

Пользуясь ур. (3-31) — (3-35), получаем: а) для активного сопротивления

$$\mathbf{u} = R\mathbf{I}e^{j\omega t}, \ \mathbf{U} = R\mathbf{I}, \tag{3-39}$$

векторы тока и напряжения синфазны; б) для индуктивности

$$\mathbf{u} = j\omega L \mathbf{I} e^{j\omega t} = \mathbf{U} e^{j\omega t},$$
$$\mathbf{U} = j\omega L \mathbf{I}, \qquad (3-40)$$

вектор напряжения опережает вектор тока на 9J°. Согласно ур. (3-40) реактивное сопротивление катушки равно j ωL;

в) для емкости

$$\mathbf{u} = \frac{1}{j\omega L} \mathbf{I} e^{j\omega t} = \mathbf{U} e^{j\omega t},$$
$$\mathbf{U} = \frac{1}{j\omega L} \mathbf{I}. \qquad (3-41)$$





Рис. 3-11. Последовательный колебательный контур с затуханием.

Рис. 3-12. Параллельный колебательный контур с затуханием.

Вектор напряжения отстает от вектора тока на 90°. Величина $\frac{1}{j\omega C}$ есть реактивное сопротивление емкости. Упрощение, даваемое комплексным методом, заключается в том, что можно складывать не только мгновенные значения, но (векторно) также комплексные ам-плитуды. Полное сопротивление последовательного соединения получается поэтому просто путем сложения полных сопротивлений отдельных элементов; это же справедливо для полной проводимости параллельного соединения. Так, например, полное сопротивление Z схемы рис. 3-11 равно:

$$\mathbf{Z} = R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}, \qquad (3.42)$$

а полная проводимость схемы рис. 3-12 равна:

$$\mathbf{Y} = \mathbf{G} + \mathbf{j}\,\boldsymbol{\omega}\mathbf{C} + \frac{1}{\mathbf{j}\,\boldsymbol{\omega}\mathbf{L}}\,. \tag{3-43}$$

Модули полных величин находят по правилам действий с комплексными числами. Например,

$$|\mathbf{Z}| = \mathbf{Z} = \mathbf{V} \,\overline{\mathbf{Z} \mathbf{Z}^*} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2},$$
(3-44)

где $\mathbf{Z}^* = R - j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) -$ сопряженная комплексная величина Z.

3-6. АКТИВНЫЕ И ПАССИВНЫЕ **ДВУХПОЛЮСНИКИ**

Двухполюсник есть схемное соединение с двумя зажимами. Если в схеме двухполюсника содержится источник тока или напряжения, то он называется активным, в противиом случае — пассивным; в последнем случае двухполюсник содержит только пассивные элементы, т. е. сопротивления, катушки и конденсатора. В дальнейшем изложении имеются в виду линейные двухполюсники, у которых параметры элементов не зависят от величины тока или напряжения. Поэтому катушки с железным сердечником рассматриваются только при условии работы в линейной области характеристики намагничения, т. е, при постоянной магнитной проницаемости.

Активный двухполюсник всегда может быть представлен посредством двух эквивалентных схем, показанных на рис. 3-13 [Л. 9, 24]. Напряжение холостого хода U₁ н



И

ток короткого замыкания \mathbf{I}_k связаны отношением

$$\frac{\mathbf{U}_l}{\mathbf{I}_k} = \mathbf{Z}_i = \frac{1}{\mathbf{Y}_i} \,. \tag{3.45}$$

Внутреннее сопротивление Z_i есть сопротивление, измеренное на выходных зажимах, если в схеме рис. 3-13,а источник напряжения заменен коротким замыканием или если в схеме рис. 3-13,б источник тока заменен разрывом цепи. В отношении внешних свойств обе схемы (рис. 3-13) совершенно равноценны. Если расчет ведется с сопротивлениями, целесообразно пользоваться эквивалентной схемой с источником напряжения, если с проводимостями, то удобнее пользоваться схемой с источником тока.

Коэффициентом согласования внешнего сопротивления называют отношение

$$\frac{\mathbf{Z}_{a}}{\mathbf{Z}_{i}} = \frac{\mathbf{Z}_{a}}{\mathbf{Z}_{i}} e^{J\left(\mathbf{\varphi}_{a} - \mathbf{\varphi}_{i}\right)}.$$
 (3-46)

Случай, когда $\mathbf{Z}_a = \mathbf{Z}_i$ называют согласованием. Интересен еще случай, когда $\mathbf{Z}_a = \mathbf{Z}_i^*$ (сопряженные комплексные числа), при котором внешнее нагрузочное сопротивление \mathbf{Z}_a получает от двухполюсника максимально возможную активную мощность.

При нагрузке активного двухполюсника напряжение U_a на нагрузочном сопротивлеиии Z_a или тох I_a через подключенную проводимость Y_a равны соответственно

$$\frac{\mathbf{U}_{a}}{\mathbf{U}_{l}} = \frac{\mathbf{Z}_{a}}{\mathbf{Z}_{a} + \mathbf{Z}_{i}}$$

$$\frac{\mathbf{I}_{a}}{\mathbf{I}_{k}} = \frac{\mathbf{Y}_{a}}{\mathbf{Y}_{a} + \mathbf{Y}_{i}}.$$
(3-47)

Модуль выходного напряжения U_a определяется выражением

$$\frac{U_a}{U} = \frac{Z_a}{V \frac{Z_a^2 + 2Z_a Z_i \cdot \cos(\varphi_a - \varphi_i) + Z_i^2}{Z_a^2 + 2Z_a Z_i \cdot \cos(\varphi_a - \varphi_i) + Z_i^2}}.$$
(3-48)

Соответствующая формула для выходного тока I_a получится, если в ур. (3-48) вместо Z_a подставить модуль Y_a , т. е. Y_a , и вместо Z_i подставить Y_i .



Рис. 3-13. Эквивалентная схема двухполюсника. а — с источником напряжения; б — с источником тока.

Мощность в нагрузочном сопротивления. а) Активная мощность. Ограничимся рассмотрением эквивалентной схемы с источником напряжения. Соответствующие выражения для эквивалентной схемы с источником тока можно получить путем замены сопротивлений проводимостями. Активная мощность в нагрузочном сопротивлении \mathbf{Z}_a максимальна при $\mathbf{Z}_a = \mathbf{Z}_i^* = R_i - jX_i$.

Тогда

$$P_{\text{Make}} = \frac{1}{8} \frac{U_l^2}{R_i} = \frac{1}{4} \frac{U_{leff}^2}{R_i}.$$
 (3.49)

В общем случае активная мощность в нагрузочном сопротивлении **Z**_a о пределяется отношением

$$\frac{P}{P_{\text{MARC}}} = \frac{4R_aR_i}{(Z_a + Z_i)^2} = \frac{4R_aR_i}{(R_a + R_i)^2 + (X_a + \frac{1}{2}X_i)^2}.$$
 (3-50)

Для подсчета по этой ф-ле применяют так называемую диаграмму активной мощиости, представленную на рис. 3-14 [Л. 10, 24]. Окружностн равных активных мощностей $P/P_{\text{макс}}$ расположены вокруг точки $R_a/R_i = 1$; соответствующие радиусы равны $2\sqrt{(P_{\text{макс}}/P - 1) \cdot P_{\text{макс}}/P)}$, а центры лежат в точках $2P_{\text{макс}}/P - 1$. Чтобы диаграмму сделать универсальной, каждую величину делят на R_i . По заданной величине $\mathbf{Z}_a = R_a/R_i +$ $+ JX_a/X_i$ находят из диаграммы соответствующую величину $P/P_{\text{макс}}$, откуда после



Рис. 3-14. Диаграмма активиой мощности.

определения $P_{\text{макс}}$ по ф-ле (3-49) вычисляется P. Этим же путем можно вычислить также модули тока и напряжения, так как

$$|\mathbf{I}| = I = \sqrt{\frac{2P}{R_a}}$$

И

$$|\mathbf{U}| = U = \sqrt{\frac{2P}{G_a}}.$$
 (3-51).

Здесь R_a — активная составляющая \mathbf{Z}_a и G_a — активная проводимость $1/\mathbf{Z}_a$.

б) Реактивная мощность. Реактивная мощность в нагрузочном сопротивлении определяется выражением

$$\frac{P_b}{P_{b0}} = \frac{4X_a X_i}{(R_a + R_i)^2 + (X_a + X_i)^2}, \quad (3-52)$$

причем $P_{b0} = \frac{1}{8} \frac{U_l^2}{X_i}$.

в) Полная мощность. Полная мощность находится из ур. (3-50), если в числителе $R_a R_i$ заменить на $Z_a Z_i$, а для $P_{\text{макс}}$ взять выражение $1/8 \cdot U_i^2/Z_i$.

Пассивные линейные двухполюсники. При соблюдении правил действий с комплексными числами схемные соединения пассивных двухполюсников можно рассчитывать так же, как ведутся расчеты в технике постоянного тока. При последовательном соединении (рис. 3-15) общее сопротивление

$$\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_1 + \mathbf{Z}_2$$

и распределение напряжений

$$\frac{U_1}{U} = \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2}.$$
 (3-53)

При параллельном соединении (рис. 3-16) соответственно

$$Y = Y_1 + Y_2, \quad \frac{I_1}{I} = \frac{Y_1}{Y_1 + Y_2}$$
 (3-54)

Относительно численного решения см. § 3-3.





Рис. 3-16. Параллельное соединение комплексных проводимостей.

Взаимообратность (дуальность) [Л. 17, 19b). Два двухполюсника взаимообратны в отношении сопротивлений (дуальны), есла сопротивление одного из них ведет себя так, как проводимость другого.

Для двух взаимообратных двухполюсников Z₁ и Z₂ справедливы соотношения

$$Z_1 = \frac{Z^2}{Z_2}$$
 или $Z_1 Z_2 = Z^2$, (3-55)



Рис. 3-17. Примеры дуальных схем.

где 2— действительная константа с размер-ностью сопротивления. Из ур. (3-55) следует. что элементом, дуальным активному сопротивлению, является тоже активное сопротивление; элементом, дуальным емкости, является индуктивность, и наоборот. В более сложных схемах дуальными для параллельных соединений являются последовательные соединения; узлам в дуальной схеме соответствуют контуры. В активных двухполюсниках источники тока дуальны источникам напряжения. Некоторые простые примеры взаимообратных схем представлены на рис. 3-17. Величины элементов дуальных схем рассчитываются по ур. (3-55). Преимущества, которые дает метод Дуальностей, заключаются в том, что свойства какой-либо схемы немедленно выясняются, если известны свойства дуальной ей схемы.

3-7. УРАВНЕНИЯ КОНТУРНЫХ ТОКОВ ДЛЯ ЦЕПЕЙ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Расчет линейных схем может производиться при помощи уравнений Кирхгофа. Для этого должны быть составлены уравнения для всех узловых точек и контуров. Однако решение упрощается и становится более наглядным, если пользоваться контурными уравнениями Максвелла, которые автоматически учитывают условия узловых точек. Ниже излагается этот способ [Л. 4a, 19b].

Чтобы получить необходимое число независимых уравнений, поступают следующим образом: как показано на рис. 3-18 соединяют все узловые точки схемы в «законченное дерево» таким образом, чтобы не возникало ни одного замкнутого контура. Каждая оставшаяся после этого «независимая» ветвь замыкается при помощи ветвей законченного дерева в независимый контур, в котором выбирается любое направление контурного тока. Когда для всех полученных таким образом



Рис. 3-18. Пример расчета сложной цепи с помощью уравнений контурных токов Максвелла.

контуров составлены контурные уравнения, то получается необходимое для расчета схемы количество уравнений. Если между отдельными элементами схемы имеется связь, то эти элементы связываются стрелкой, которая показывает направление индуктированного во втором элементе напряжения, если в первом элементе ток протекает в направлении, указанном на схеме. В качестве примера ниже приводятся уравнения для схемы рис. 3-18:

$$U_{1} = I_{1}(Z_{1} + Z_{3}) + I_{2}(Z_{3} - Z_{12}) + I_{3}(-Z_{1} - Z_{12});$$

$$U_{2} = I_{1}(Z_{3} - Z_{12}) + I_{2}(Z_{2} + Z_{3}) + I_{3}(Z_{2} + Z_{12});$$

$$0 = I_{1}(-Z_{1} + Z_{12}) + I_{2}(Z_{2} + Z_{12}) + I_{3}(Z_{1} + Z_{2} + Z_{4} + 2Z_{12}).$$
(3-56)

Из этих уравнений можно определить все контурные токи. Ток в каждой ветви определяется путем векторного сложения текущих через эту ветвь контурных токов. Хотя выбор направления тока произволен, нужно после обозначения стрелками все токи и напряжения этого направления считать неизменно положительными, а противоположного — отрицательными.

Если в линейной схеме имеются источники напряжений или токов различных частот, то расчет токов каждой частоты производится отдельно, причем источники напряжения других частот заменяются их внутренними сопротивлениями, а источники токов — их внутренними проводимостями. Токи в ветвях получаются также сложением контурных токов.

3-8. ОСНОВЫ ТЕОРИИ четырехполюсников

Рассматриваемые здесь пассивные линейные четырехполюсники являются схемами с четырьмя зажимами и содержат только пассивные линейные элементы. Такой четырехполюсник описывается двумя уравнениями, содержащими четыре характеристических для четырехполюсника величины, так называемые четырехполюсника. постоянные В зависимости от выбора двух уравнений получаются различные системы параметров, которые ради упрощения их представления описываются матрицами сопротивлений или проводимостей или цепными матрицами [Л. 6а, 9, 18b, 19c]. У двух первых систем уравнений в основу положено симмегричное правило знаков, поясненное на

рис. 3-19. Уравнения четырехполюсника имеют следующий вид:

а) С параметрами сопротивлений

$$U_{1} = Z_{11}I_{1} + Z_{12}I_{2};$$

$$U_{2} = Z_{21}I_{1} + Z_{22}I_{2}$$
(3-57)

причем Z₁₂ = Z₂₁, или в форме матрицы сопротивлений

$$\|\mathbf{Z}\| = \left\| \begin{array}{cc} \mathbf{Z}_{11} & \mathbf{Z}_{12} \\ \mathbf{Z}_{21} & \mathbf{Z}_{22} \end{array} \right\|. \tag{3-58}$$

б) С параметрами проводимостей

$$I_1 = Y_{11}U_1 + Y_{12}U_2; I_2 = Y_{21}U_1 + Y_{22}U_2,$$
(3-59)

причем Y₁₂ = Y₂₁. Матрица проводимостей имеет вид:

$$||\mathbf{Y}|| = \left\| \begin{array}{cc} \mathbf{Y}_{11} & \mathbf{Y}_{12} \\ \mathbf{Y}_{22} & \mathbf{Y}_{22} \end{array} \right\|. \tag{3-60}$$

При расчете цепных схем наиболее удобным оказывается третни вид параметров. Что-



Рис. 3-19. Выбор положительных направлений токов и напряжений по симметричному правилу знаков.

бы избежать отрицательных знаков в уравнениях четырехполюсника, в этом случае применяют техническое правило знаков, по которому (только у выходного тока I2) знак считается положительным при противоположном направлении. Тогда уравнения четырехполюсника имеют вид:

в) с цепными (общими) параметрами

$$U_1 = AU_2 + BI_2;$$

 $I_1 = CU_2 + DI_2,$ (3-61)

причем AD — BC = 1, а цепная (общая) матрица имеет вид:

$$\|\mathbf{K}\|_{\mathbf{j}} = \left\| \begin{array}{cc} \mathbf{A} & \mathbf{B} \\ \mathbf{C} & \mathbf{D} \end{array} \right\|. \tag{3-62}$$

Четырехполюсники, состоящие только из активных сопротивлений, обладают только действительными постоянными. У четырехполюсников, состоящих только из чисто реактивных элементов, все постоянные чисто миимые, кроме **A** и **D**, которые действительны. У симметричных четырехполюсников

$$Z_{11} = Z_{22}, \quad Y_{11} = Y_{22}, \quad A = D.$$
 (3-63)

У симметричных четырехполюсников вход и выход могут взаимно заменяться. Симметрично выполненные четырехполюсники симметричны также и электрически; но электрическая симметрия может достигаться и при несимметричном конструктивном выполнении.

Определение постоянных четырехполюсника. Постоянные простых четырехполюсни-ков могут быть определены непосредственно из схемы, если принять во внимание, что, например, Z11 согласно ур. (3-57) является входным сопротивлением, измеренным на первич-





рнс. 3-20. К определению сопротивлений короткого замыкания и холостого хода.

ных зажимах при разомкнутых вторичных зажимах, т. е. оно является входным сопротивлением холостого хода. Путем рассмотрения таких граничных случаев можно определить все постоянные. Для сложных четырехполюсников надо составить уравнения контурных токов (см. § 3-7) и привести их к форме уравнений четырехполюсника; тогда все постоянные получаются путем сравнения коэффицлентов при токах или напряжениях. При экспериментальном определении постоянных четырехполюсника применяют первый метод и в соответствии с обозначениями на рис. 3-20 получают:

$$Z_{11} = Z_{1l},$$

$$Z_{12} = Z_{21} = \sqrt{Z_{2l}(Z_{1l} - Z_{1k})},$$

$$Z_{22} = Z_{2l}.$$
(3-64)

По параметрам матрицы сопротивлений можно вычислить все другие постоянные:

$$Y_{11} = \frac{Z_{22}}{\Delta Z}, \quad Y_{12} = Y_{21} = -\frac{Z_{12}}{\Delta Z},$$

 $Y_{22} = \frac{Z_{11}}{\Delta Z},$ (3-65)

$$A = \frac{Z_{11}}{Z_{21}}, \quad B = \frac{\Delta Z}{Z_{21}},$$
$$C = \frac{1}{Z_{21}}, \quad D = \frac{Z_{22}}{Z_{21}}, \quad (3-66)$$

причем

$$\Delta \mathbf{Z} = \mathbf{Z}_{11}\mathbf{Z}_{22} - \mathbf{Z}_{12}\mathbf{Z}_{21}.$$

Знак перед корнем ур. (3-64) может быть любым, так как противоположный знак означает просто перемену полюсов входных или выходных зажимов и по значениям сопротивлений холостого хода и короткого замыкания нельзя сделать никакого вывода о фазовых соотношениях между первичным напряжением и вторичным током (или наоборот). Всегда справедливо соотиошение

$$\frac{\mathbf{Z}_{1k}}{\mathbf{Z}_{2k}} = \frac{\mathbf{Z}_{1l}}{\mathbf{Z}_{2l}}.$$
 (3-67)

Это подтверждает тот факт, что четырехполюсник полностью определяется тремя величинами. Сопротивлення холостого хода

и короткого замыкания у четырехполюсника, состоящего только из чисто реактивных сопротивлений, также должны быть чисто мнимымы. У симметричных четырехполюсников

$$\mathbf{Z}_{1k} = \mathbf{Z}_{2k} = \mathbf{Z}_{k} \text{ is } \mathbf{Z}_{1l} = \mathbf{Z}_{2l} = \mathbf{Z}_{l}.$$
 (3-68)

Согласио ур. (3-64) постоянным четырехполюсника в этом случае равны:

$$Z_{11} = Z_{22} = Z_l,$$

$$Z_{12} = Z_{21} = Z_l \sqrt{1 - \frac{Z_k}{Z_l}}.$$
 (3-69)

Переполюсование четырехполюсников. Если входные или выходные зажимы четырехполюсника переполюсовать, то согласно ур. (3-57)—(3-61) постоянные Z_{12} , Z_{21} , Y_{12} , Y_{21} и все цепные параметры меняют знак.

Взаимная замена входа и выхода. При этом в цепной матрице взаимно меняются местами только параметры A и D, а в матрицах сопротивлений и проводимостей взаимно меняются Z₁₁ и Z₂₂ или соответственно Y₁₁ и Y₂₂.

В табл. 3-2 приведены матрицы сопротивлений простейших четырехполюсников. Соответствующие матрицы проводимостей и цепные можно составить с помощью ур. (3-65) и (3-66).

Волновые параметры симметричных четырехполюсников. В некоторых случаях удобно применять к четырехполюсникам методы теории длинных линий (см. § 4-24). В этих случаях вводятся параметры, при помощи которых свойства четырехполюсника уподобляются свойства однородной линии, а именно: коэфициент передачи и волвое сопротивление [Л. 9, 18b, 19b]. Если g=a+jb есть коэффициент передачи, а Z_L — волновое сопротивление линии, то

$$\overbrace{I_1 \ U_1}^{I_1 \ U_1} \ Z_L; g \ U_2 \ I_2$$

Рис. 3-21. Схема линии, эквивалентной симметричному четырехполюснику.

уравнения длинной линии (рис. 3-21) имеют вид:

$$U_{1} = U_{2} \operatorname{ch} g + I_{2}Z_{L} \operatorname{sh} g;$$

$$I_{1} = U_{2} \frac{1}{Z_{L}} \operatorname{sh} g + I_{2} \operatorname{ch} g. \quad (3.70)$$

Сравнение их с уравнениями четырехполюсников для целных параметров показывает, что симметричный четырехполюсник всегда может рассматриваться как отрезок однородной линии. Связь между цепными параметрами и постоянными эквивалентной линии согласно ур. (3-70) имеет вид:

$$\mathbf{A} = \operatorname{ch} \mathbf{g}; \quad \mathbf{B} = \mathbf{Z}_L \operatorname{sh} \mathbf{g};$$
$$\mathbf{C} = \frac{1}{\mathbf{Z}_L} \operatorname{sh} \mathbf{g}; \quad \mathbf{D} = \operatorname{ch} \mathbf{g}, (\mathbf{A} = \mathbf{D}). \quad (3-71)$$



Матрицы простых четырехполюсников



 $\|\mathbf{Y}\| = \left\| \frac{\frac{1}{Z_{1}} - \frac{1}{Z_{1}}}{-\frac{1}{Z_{2}} - \frac{1}{Z_{1}}} \right\| (\|\mathbf{Z}\| = \infty)$ $||Z|| = \left| \begin{bmatrix} Z_2 & Z_2 \\ Z_2 & Z_2 \end{bmatrix} \right|$ $||Z|| = \left\| \begin{array}{cc} Z_1 + Z_2 & Z_2 \\ Z_2 & Z_2 \end{array} \right\|$ $\|Z\| = \| \begin{array}{c} Z_1 + Z_3 \\ Z_1 \\ Z_2 \\ Z_3 \\ Z_4 + Z_3 \\ Z_5 + Z_5 \\ Z_6 \\ Z_7 \\ Z_8 \\ Z_8$ $\| \mathbf{Z} \| = \begin{pmatrix} \frac{Z_1(Z_2 + Z_3)}{Z_1 + Z_2 + Z_3} & \frac{Z_1 Z_3}{Z_1 + Z_2 + Z_3} \\ \frac{Z_1 Z_2}{Z_2 + Z_3} & \frac{Z_2(Z_1 + Z_3)}{Z_2(Z_1 + Z_3)} \end{pmatrix}$ $\|\mathbf{K}\| = \left\| \begin{array}{c} \ddot{u} & 0\\ 0 & \frac{1}{\ddot{u}} \end{array} \right\| \|\mathbf{Z}\| = \infty$

 $\|\mathbf{Z}\| = \left\| \begin{matrix} j\omega L_1 & j\omega M \\ j\omega M & j\omega L_2 \end{matrix} \right\|$

Отсюда определяются постоянные линии, эквивалентной четырехполюснику с заданными цепными параметрами:

$$\mathbf{Z}_{L} = \sqrt{\frac{\mathbf{B}}{\mathbf{C}}} = \sqrt{\mathbf{Z}_{1k}\mathbf{Z}_{2l}};$$

$$\mathbf{g} = \ln [\mathbf{A} + \sqrt{\mathbf{A}^{2} - 1}]. \qquad (3.72)$$

Знаки перед корнями определяются из следующих соображений: действительная часть волнового сопротивления положительна; далее, $\sqrt[V]{A^2-1} = B/Z_L$, поэтому для данного четырехполюсника при известном В знак перед $\sqrt[V]{A^2-1}$ определяется однозначно.

Волновые параметры несимметричных четырехполюсников. Несимметричный четырехполюсник также можно представить в виде эквивалентного отрезка длинной линии. Несимметрия учитывается путем включения до и после четырехполюсника идеальных трансформаторов с комплексным коэффициентом трансформации // Я (рис. 3-22). Эквивалентная

Пересчет параметров четырехполюсников

	Z	¥	K]	Z _L ; g; S	Z _{1L} ; Z _{2L} ; g
Z		$Z_{11} = \frac{Y_{22}}{\Delta Y}$	$Z_{11} = \frac{A}{C}$	$\mathbf{Z}_{ii} = \mathbf{Z}_L \mathbf{S}$ cth g	$Z_{11} = Z_{1L} \operatorname{cth} g$
		$Z_{22} = \frac{Y_{11}}{\Delta Y}$	$Z_{22} = \frac{D}{C}$	$Z_{22} = \frac{Z_L}{S} \operatorname{cth} g$	$\mathbf{Z}_{22} = \mathbf{Z}_{2L}$ cth g
		$Z_{12} = Z_{21} = -\frac{Y_{21}}{\Delta Y}$	$Z_{12} = Z_{21} = \frac{1}{C}$	$Z_{12} = Z_{21} = \frac{Z}{sh g}$	$Z_{12} = Z_{21} = \frac{\sqrt{Z_{1L}Z_{2L}}}{\text{sh g}}$
		$\Delta \mathbf{Z} = \frac{1}{\Delta \mathbf{Y}}$	$\Delta \mathbf{Z} = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{C}}$	$\Delta \mathbf{Z} = \mathbf{Z}_L^2$	$\Delta \mathbf{Z} = \mathbf{Z}_{1L} \mathbf{Z}_{2L}$
Y	$Y_{11} = \frac{Z_{12}}{\Delta Z}$		$Y_{11} = \frac{D}{B}$	$Y_{11} = \frac{1}{Z_L S}$ cth g	$Y_{11} = \frac{1}{Z_{1L}} \operatorname{cth} g$
	$Y_{22} = \frac{Z_{11}}{\Delta Z}$		$Y_{22} = \frac{A}{B}$	$Y_{22} = \frac{S}{Z_L}$ cth g	$\mathbf{Y}_{22} = \frac{1}{\mathbf{Z}_{2L}} \operatorname{ctg} \mathbf{g}$
	$\mathbf{Y}_{12} = \mathbf{Y}_{21} = -\frac{\mathbf{Z}_{12}}{\Delta \mathbf{Z}}$		$\mathbf{Y}_{12} = \mathbf{Y}_{21} = -\frac{1}{B}$	$Y_{12} = Y_{21} = \frac{-1}{Z sh g}$	$\mathbf{Y}_{12} = \mathbf{Y}_{21} = \frac{-1}{\sqrt{\mathbf{Z}_1 \mathbf{Z}_2 \mathrm{sh} \mathbf{g}}}$
	$\Delta \mathbf{Y} = \frac{1}{\Delta \mathbf{Z}}$		$\Delta \mathbf{Y} = \frac{\mathbf{C}}{\mathbf{B}}$	$\Delta \mathbf{Y} = \frac{1}{\mathbf{Z}_L^2}$	$\Delta \mathbf{Y} = \mathbf{Z}_{1L} \mathbf{Z}_{2L}$
K	$A = \frac{Z_{11}}{B} = \frac{\Delta Z}{\Delta Z} \qquad Y_{22} \qquad 1$		$\mathbf{A} = \mathbf{S} \operatorname{ch} \mathbf{g}$	$A = \sqrt{\frac{\overline{Z_{1l}}}{\overline{Z_{2l}}}} ch g$	
	$C = \frac{1}{2} D = \frac{2}{22}$	$A = -\frac{\nabla Y_{21}}{\nabla Y_{21}} B = -\frac{\nabla Y_{21}}{\nabla Y_{21}}$ $C = -\frac{\Delta Y}{\nabla Y_{21}} D = -\frac{Y_{11}}{\nabla Y_{21}}$ $\Delta A = \frac{Y_{12}}{\nabla Y_{12}} = 1$		$\mathbf{B} = \mathbf{Z}_L$ sh g	$\mathbf{B} = \sqrt{\mathbf{Z}_{1L}\mathbf{Z}_{2L}} \operatorname{sh} \mathbf{g}$
	$\Delta \mathbf{A} = \frac{\mathbf{Z}_{12}}{\mathbf{Z}} = 1$			$\mathbf{C} = \frac{\mathrm{sh} \mathbf{g}}{\mathbf{Z}_L}$	$\mathbf{C} = \frac{\mathbf{sh} \mathbf{g}}{\sqrt{\mathbf{Z}_{1L} \mathbf{Z}_{2L}}}$
				$\mathbf{D} = \frac{\mathrm{ch}\ g}{\mathrm{S}}$	$\mathbf{D} = \sqrt{rac{\mathbf{\overline{Z}}_{2L}}{\mathbf{\overline{Z}}_{1L}}} \mathrm{ch}\mathbf{g}$

Таблица 3-3 8

Продолжение табл. 3-3

§ 3-8]

Основы теории четырехполюсников

	Z	¥	K	Z _L ; g; S	Z _{1L} ; Z _{2L} ; g
Z _L ; g; S	$Z_{L} = \sqrt{\Delta Z}$ $g = \ln \left[\frac{1}{Z_{22}} (\sqrt{Z_{11}Z_{22}} + \sqrt{\Delta Z}) \right]$ $S = \sqrt{\frac{Z_{11}}{Z_{22}}}$	$Z_{L} = \frac{1}{\sqrt{\Delta Y}}$ $g = \ln \left[\frac{1}{Y_{21}} (\sqrt{Y_{11}Y_{22}} + \sqrt{\Delta Y}) \right]$ $S = \sqrt{\frac{Y_{22}}{Y_{11}}}$	$Z_{L} = \sqrt{\frac{B}{C}}$ $g = \ln \left[\sqrt{AD} + \sqrt{AD - 1}\right]$ $S = \sqrt{\frac{A}{D}}$		$Z_{L} = \sqrt{Z_{1L}Z_{2L}}$ $S = \sqrt{\frac{Z_{1L}}{Z_{2L}}}$ $g = g$
Z_{1<i>L</i>} ; Z _{2L} ; g	$Z_{1L} = \sqrt[V]{\frac{\overline{Z_{11}} \cdot \Delta \overline{Z}}{\overline{Z_{22}}}}$ $Z_{2L} = \sqrt[V]{\frac{\overline{Z_{22}} \cdot \Delta \overline{Z}}{\overline{Z_{11}}}}$ $g = \ln \left[\frac{1}{\overline{Z_{24}}} (\sqrt{\overline{Z_{11}} \overline{Z_{22}}} + \sqrt{\overline{\Delta \overline{Z}}}) \right]$	$\mathbf{Z}_{1L} = \sqrt{\frac{\mathbf{Y}_{22}}{\mathbf{Y}_{11}}} \frac{1}{\Delta \mathbf{Y}}$ $\mathbf{Z}_{2L} = \sqrt{\frac{\mathbf{Y}_{11}}{\mathbf{Y}_{22}}} \frac{1}{\Delta \mathbf{Y}}$ $\mathbf{g} = \ln \left[\frac{1}{\mathbf{Y}_{21}} (\sqrt{\mathbf{Y}_{11}\mathbf{Y}_{22}} + \sqrt{\Delta \mathbf{Y}}) \right]$	$Z_{1L} = \sqrt{\frac{\overline{AB}}{\overline{CD}}}$ $Z_{2L} = \sqrt{\frac{\overline{DB}}{\overline{AC}}}$ $g = \ln \left[\sqrt{\overline{AD}} + \sqrt{\overline{AD} - 1}\right]$	$Z_{1L} = SZ_L$ $Z_{2L} = \frac{1}{S} Z_L$ $g = g$	r.

 $||\mathbf{K}|| - \mathbf{L}$ епная матрица $\Delta \mathbf{K} = \mathbf{A}\mathbf{D} - \mathbf{B}\mathbf{C}$.

91

Цепи с сосредоточенными параметрами



Рис. 3-22. Схема линии, эквивалентной иесимметричиому четырехполюснику.

линия однозначно определяется всего тремя параметрами, а именно:

Z₁, g и S.

Эти величины определяются из постоянных заданного четырехполюсника следующим образом:

$$\mathbf{S} = \mathbf{V} \cdot \frac{\overline{\mathbf{A}}}{\mathbf{D}}; \quad \mathbf{Z}_{L} = \mathbf{V} \cdot \frac{\overline{\mathbf{B}}}{\mathbf{C}}; \\ \mathbf{g} = \ln [\mathbf{V} \cdot \overline{\mathbf{AD}} + \mathbf{V} \cdot \overline{\mathbf{AD} - 1}]. \quad (3.73)$$

Наряду с параметрами четырехполюсника Z_L , g, S применяется другая система параметров, состоящая из первичного и вторичного волновых сопротивлений Z_{1L} и Z_{2L} . Под ними понимаются волновые сопротивления, которые могут быть измерены через идеальные трансформаторы с первичной или вторичной стороны (рис. 3-22), если нагрузка линии согласована, т. е. линия замкнута на сопротивление, равное Z_{2L} при измерении со стороны Z_{1L} , и наоборот. Параметры этой системы:

$$\mathbf{Z}_{1L} = \mathbf{S}\mathbf{Z}_{L} = \sqrt{\frac{\mathbf{A}\mathbf{B}}{\mathbf{C}\mathbf{D}}} = \sqrt{\overline{\mathbf{Z}_{1l}}\mathbf{Z}_{1k}};$$
$$\mathbf{Z}_{2L} = \frac{1}{\mathbf{S}}\mathbf{Z}_{L} = \sqrt{\frac{\mathbf{D}\mathbf{B}}{\mathbf{A}\mathbf{C}}} = \sqrt{\overline{\mathbf{Z}_{2l}}\mathbf{Z}_{2k}};$$

 $g = \ln [V \text{ AD} - V \text{ AD} - 1].$ (3-74) Относительно знака корней: первичное и вторичное волновые сопротивления должны иметь положительную действительную часть. Это же справедливо для волнового сопротивления Z_L , поэтому из отношения $S = Z_{1L}/Z_L$ однозначно определяется знак S. В отношении g справедливо сказанное выше относительно ур. (3-72). В табл. 3-3 приведены формулы для пересчета параметров различных систем.

3-9. ТЕОРИЯ СЛОЖНЫХ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ

Соединение четырехполюсников. Соединяя простые четырехполюсники, можно составлять сложные схемы, характеристические матрицы которых получаются из соединений матриц простых четырехполюсников [Л. 9, 18]. Наоборот, заданная сложная схема анализирует-



Рис. 3-23. Последовательное соединение двух четырехполюсников.



Рис. 3-24. Примеры лопустимого (a) и недопустимого (б) последовательного соединения четырехполюсников.

ся путем разложения ее на более простые составные части, матрицы которых известны. При последовательном соединении четырехполюсников (рис. 3-23) входные и выходные зажимы обоих четырехполюсников включаются последовательно. Матрица сопротивлений такой комбинации получается сложением матриц ||Z'|| и ||Z''|| обоих четырехполюсников, т. е.

$$||\mathbf{Z}|| = ||\mathbf{Z}'|| + ||\mathbf{Z}''||$$

или

$$\left\| \begin{array}{c} \mathbf{Z}_{11} \ \mathbf{Z}_{12} \\ \mathbf{Z}_{21} \ \mathbf{Z}_{22} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{c} \mathbf{Z}_{11}' + \mathbf{Z}_{11}'' & \mathbf{Z}_{12}' + \mathbf{Z}_{12}'' \\ \mathbf{Z}_{21}' + \mathbf{Z}_{21}'' & \mathbf{Z}_{22}' + \mathbf{Z}_{22}'' \end{array} \right\| . \quad (3-75)$$

Условием справедливости ур. (3-75) является неизменность первоначального распределения токов и напряжений внутри каждого четырехполюсника после их соединения. Это соблюдается в том случае, если при замыкании одной пары зажимов между зажимами другой пары, которую предстоит замкнуть, не возникает напряжения.

На рис. 3-24, а показано допустимое последовательное соединение, в котором при соединении зажимов а и b между зажимами с и d из-за образования короткозамкнутого кольца abdc не может возникнуть напряжения.

На рис. 3-24,6 показано явно недопустимое соединение, при котором суммарная матрица ур. (3-75) не представляет собой матрицы сопротивлений общего четырехполюсника.

Параллельное соединение. В этом случае (рис. 3-25) входные и выходные зажимы обонх четырехполюсников соедиияются параллельно. Тогда матрица проводимости общего четырехполюсника равна сумме матриц проводимостей исходных четырехполюсников:

или

$$||\mathbf{Y}|| = ||\mathbf{Y}'|| + ||\mathbf{Y}''||$$

$$\left\| \begin{array}{c} \mathbf{Y}_{11} \ \mathbf{Y}_{12} \\ \mathbf{Y}_{21}^{'} \ \mathbf{Y}_{22} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{c} \mathbf{Y}_{11}^{'} + \mathbf{Y}_{11}^{''} \ \mathbf{Y}_{12}^{'} + \mathbf{Y}_{12}^{''} \\ \mathbf{Y}_{21}^{'} + \mathbf{Y}_{21}^{''} \ \mathbf{Y}_{22}^{'} + \mathbf{Y}_{22}^{''} \end{array} \right\|. (3-76)$$

Ур. (3-76) опять справедливо только в том случае, если при замыкании двух зажимов распределение тока и напряжения в отдельных четырехполюсниках не изменяется. Кроме того, если соединить параллельно зажимы четырехполюсников на одной стороне, то на другой стороне четырехполюсника между двумя парами короткозамкнутых за-





Рис. 3-25. Параллельное соединение четырехполюсников.

Рис. 3-26. Исследование допустимости параллельного соединения двух четырехполюсников.

жимов не должен проходить ток. Это справедливо для примера, показанного на рис. 3-26, и доказывается наличием обведенного пунктиром короткозамкнутого контура; следовательно, ур. (3-76) правильно описывает параллельное соединение.

При цепном соединении четырехполюсников (рис. 3-27) цепная матрица всей схемы



Рнс. 3-27. Цепное соединение двух четырехполюсников.



Рис. 3-28. Цепная схема четырехполюсников с внутренним согласованием.

равна произведению цепных матриц исходных четырехполюсников: ||**K**|| = ||**K**'||•||**K**''||

или

$$\begin{vmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{B} \\ \mathbf{C} & \mathbf{D} \end{vmatrix} =$$
$$= \begin{vmatrix} \mathbf{A}'\mathbf{A}'' + \mathbf{B}'\mathbf{C}'' & \mathbf{A}'\mathbf{B}'' + \mathbf{B}'\mathbf{D}'' \\ \mathbf{C}'\mathbf{A}'' + \mathbf{D}'\mathbf{C}'' & \mathbf{C}'\mathbf{B}'' + \mathbf{D}'\mathbf{D}'' \end{vmatrix} . (3-77)$$

Нужно иметь в виду, что последовательность множителей матриц [[K'][и][К'']] должна соответствовать последовательности соединения [Л. 34]. Расчет цепных схем при применении волновых параметров очень прост, если между отдельными звеньями цепной схемы имеется внутреннее согласование, т. е. если вторичное волновое сопротивление предыдущего звена везде равно первичному волновому сопротивлению последующего звена (рис. 3-28).

Если замкнуть выход цепной схемы на сопротивление, равное вторичному волновому сопротивлению последнего звена $Z_{2L}^{\prime\prime\prime}$, то волновое сопротивление, измеренное на входе цепочки, будет равно первичному волновому сопротивлению первого звена $Z_{1L}^{\prime\prime}$. Коэффи

циент передачи g и коэффициент трансформации S такой цепной схемы равны:

$$g = g' + g'' + g''' \dots + S = S'S''S''' \dots$$
 (3-78)

Если цепочка состоит из n одинаковых симметричных звеньев с коэффициентом передачи \mathbf{g}' и волновым сопротнивлением \mathbf{Z}'_{L} , то

$$Z_L = Z'_L; g = ng', S = 1.$$
 (3-79)

Эквивалентиые четырехполюсники. Если два четырехполюсника имеют одинаковые электрические свойства, их называют эквивалентными [Л. ба, 9, 18с]. Их матрицы должны быть одинаковы. На основании этого требования любые четырехполюсники можно пересчитать в эквивалентные П- или Т-образные схемы, которые во многих случаях практически реализуемы. Пользуясь обозначениями рис. 3-29. имеем следующие соотношения



Рис. 3-29. Т-образная (а) и П-образная (б) эквивалентные схемы четырехполюсника.

между сопротивлениями эквивалентных схем и цепными параметрами данных схем [Л. 8]

$$\mathbf{z}_{1T} = \frac{\mathbf{A} - 1}{\mathbf{C}}, \ \mathbf{z}_{2T} = \frac{\mathbf{D} - 1}{\mathbf{C}}, \ \mathbf{z}_{3T} = \frac{1}{\mathbf{C}};$$
(3-80)

$$\mathbf{Z}_{1\Pi} = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{D} - 1}, \ \mathbf{Z}_{2\Pi} = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{A} - 1}, \mathbf{Z}_{3\Pi} = \mathbf{B}.$$
(3-81)

Необходимым условием реализуемости T-схемы является $C \neq 0$, а П-схемы $B \neq 0$. Из ур. (3-80) и (3-81) выводятся ф-лы для пересчета T-схемы в эквивалентную П-схему, и наоборот:

$$Z_{1T} = \frac{Z_{1T}Z_{3T}}{Z_{1T} + Z_{2T} + Z_{3T}};$$

$$Z_{1T} = \frac{Z_{1T}Z_{2T} + Z_{1T}Z_{3T} + Z_{2T}Z_{3T}}{Z_{2T}};$$

$$Z_{2T} = \frac{Z_{2T}Z_{3T}}{Z_{1T} + Z_{2T} + Z_{3T}};$$

$$Z_{2T} = \frac{Z_{1T}Z_{2T} + Z_{1T}Z_{3T} + Z_{2T}Z_{3T}}{Z_{1T}};$$

$$Z_{2T} = \frac{Z_{1T}Z_{2T} + Z_{1T}Z_{3T} + Z_{2T}Z_{3T}}{Z_{1T}};$$

$$Z_{3T} = \frac{Z_{1T}Z_{2T} + Z_{1T}Z_{3T} + Z_{2T}Z_{3T}}{Z_{3T}};$$

$$Z_{3T} = \frac{Z_{1T}Z_{2T} + Z_{1T}Z_{3T} + Z_{2T}Z_{3T}}{Z_{3T}};$$
(3-82)

J



Рис. 3-30. Симметричная мосто- Рис. 3-31. Пример дуальных четырехполюс- рис. 3вая схема. ников. дуальн



Рис. 3-32. Мостовая схема, дуальная относительно себя самой.

В некоторых случаях требуется пересчитать симметричный четырехполюсник (A = D) в эквивалентную симметричную мостовую схему (рис. 3-30). Это производится так:

$$\mathbf{Z}_{1X} = \frac{\mathbf{A} - 1}{\mathbf{C}}, \quad \mathbf{Z}_{2X} = \frac{\mathbf{A} + 1}{\mathbf{C}}.$$
 (3-83)

Для пересчета симметричной мостовой схемы в эквивалентное Т-образное звено служат ф-лы:

$$\mathbf{Z}_{1T} = \mathbf{Z}_{2T} = \mathbf{Z}_{1X}, \quad \mathbf{Z}_{3T} = \frac{1}{2} (\mathbf{Z}_{2X} - \mathbf{Z}_{1X})$$

или

$$\mathbf{Z}_{1X} = \mathbf{Z}_{1T}, \ \mathbf{Z}_{2X} = \mathbf{Z}_{1T} + 2\mathbf{Z}_{3T}.$$
 (3-84)

Для пересчета симметричной мостовой схемы в эквивалентное П-образное звено служат ф-лы:

$$\mathbf{Z}_{111} = \mathbf{Z}_{211} = \mathbf{Z}_{2\chi}$$
, $\mathbf{Z}_{311} = \frac{2\mathbf{Z}_{1\chi}\mathbf{Z}_{2\chi}}{\mathbf{Z}_{2\chi} - \mathbf{Z}_{1\chi}}$

или

$$Z_{2X} = Z_{111},$$

$$Z_{1X} = \frac{Z_{1\Pi} Z_{3\Pi}}{2Z_{1\Pi} + Z_{3\Pi}}.$$
 (3-85)

Ниже на рис. 3-39 дана Т-образная схема, эквивалентная трансформатору без потерь, очень часто используемая в технике в. ч.

Дуальность четырехполюсников [Л. 17]. Два четырехполюсника являются дуальными (взаимообратными) в отношении сопротивлений, если один из них по отношению к току имеет такие же свойства, как другой — к напряжению. Относительно таких четырехполюсников остается справедливым все, что было сказано о дуальных двухполюсниках (см. § 3-6). Взаимообратный в отношении сопротивлений четырехполюсник образуют тем, что все элементы схемы заменяют дуальными, параллельные соединения последовательными и тем самым узлы — контурами, и наоборот. Между цепными матрицами дуальных четырехполюсников имеется следующее соотношение:

$$\begin{vmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{B} \\ \mathbf{C} & \mathbf{D} \end{vmatrix} _{\text{дуально}} \begin{vmatrix} \mathbf{D} & Z^2 \mathbf{C} \\ \frac{\mathbf{B}}{Z^2} & \mathbf{A} \end{vmatrix}, \quad (3-86)$$

где Z — любая действительная константа.

Коэффициенты матрицы сопротивлений (матрицы проводимостей) четырехполюсника получаются путем умножения (деления) параметров матрицы проводимостн (сопротивления) дуального четырехполюсника на Z^2 [из ур. (3-86) и табл. 3-3]. Ур. (3-86) справедливо для всех значений сопротивлений, а в обратной форме $Y_1Y_2=1/Z^2$ оно справедливо для проводнмостей дуального четырехполюсника. Пример взаимообратных четырехполюсников дан на рис. 3-31.

Четырехполюсник превращается в дуальный при взаимной замене входа и выхода, если $\mathbf{B} = \mathbf{C}Z^2$; такой четырехполюсник называется «антиметрическим». Если он, кроме того, симметричен ($\mathbf{A} = \mathbf{D}$), то он дуален самому себе. Он имеет по отношению к току и напряжению одинаковые свойства. Пример дан на рис. 3-32.

3-10. ПРИМЕНЕНИЯ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ

В этом параграфе даны формулы, с помощью которых можно определить напряжение, ток и мощность на нагрузочном сопротивлении, если известны данные источника напряжения и четырехполюсника, включенного между источником напряжения и нагрузкой. Из различных систем параметров по соображениям простоты ниже применяются только цепные и волновые параметры. В основу положен общий случай, показанный на рис. 3-33, из которого легко выводятся частные случаи, например случай, когда внутреннее сопротивление источника напряжения **Z**_i равно нулю [Л. 6а, 9, 18, 19,с].



Рис. 3-33. Общий случай работы четырехполюсника.

Ток и напряжение на выходе выражаются ф-лами:

$$\frac{\mathbf{U}_1}{\mathbf{U}_2} = \mathbf{A} + \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{Z}_a} + \mathbf{C}\mathbf{Z}_i + \mathbf{D}\frac{\mathbf{Z}_i}{\mathbf{Z}_a}; \quad (3-87)$$

$$\frac{\mathbf{I}_1}{\mathbf{I}_2} = \mathbf{D} + \mathbf{C}\mathbf{Z}_a + \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{Z}_i} + \mathbf{A}\frac{\mathbf{Z}_a}{\mathbf{Z}_i} . \quad (3-88)$$

Какое из этих уравнений применять, зависит от того, питается ли четырехполюсник от источника напряжения или источника тока (рис. 3-33). Если четырехполюсник характеризован другими параметрами, их следует сначала пересчитать в соответствии с табл. 3-3. Входное сопротивление четырехполюс-

ника на зажимах 1 определяется выражением А7 \perp B

$$\mathbf{Z}_{1} = \frac{\mathbf{A}\mathbf{L}_{a} + \mathbf{B}}{\mathbf{C}\mathbf{Z}_{a} + \mathbf{D}} \,. \tag{3-89}$$

Введем в качестве коэффициента согласования входа величину

$$\mathbf{p}_1 = \frac{\mathbf{Z}_i}{\mathbf{Z}_{1L}} \tag{3-90}$$

и в качестве коэффициента согласования на выходе

$$\mathbf{p}_2 = \frac{\mathbf{Z}_a}{\mathbf{Z}_{2L}}; \tag{3-91}$$

тогда получим выражения для коэффициентов отражения на входе и на выходе

$$\delta_1 = \frac{1 - p_1}{1 + p_1} e^{-2g}; \ \delta_2 = \frac{1 - p_2}{1 + p_2} e^{-2g} \ (3-92)$$

и для входного сопротивления

$$\mathbf{Z}_{1} = \mathbf{Z}_{1L} \frac{1 - \delta_{2}}{1 + \delta_{2}}. \tag{3-93}$$

Если же четырехполюсник с первичной стороны замкнуть на сопротивление \mathbf{Z}_i , то входное сопротивление, измеренное с вторичной стороны, выразится так:

$$\mathbf{Z}_{2} = \mathbf{Z}_{2L} \frac{1 - \delta_{1}}{1 + \sigma_{1}} = \frac{\mathbf{D}\mathbf{Z}_{i} + \mathbf{B}}{\mathbf{C}\mathbf{Z}_{i} + \mathbf{A}}.$$
 (3-94)

Из последних двух ур-ний непосредственно видно, что в случае согласования, т. е. при $Z_i = Z_{1L}$ и $Z_a = Z_{2L}$, входное сопротивление с первичной стороны равно первичному волновому сопротивлению четырехполюсника ($\delta_1 = \delta_2 = 0$); то же самое справедливо для тех же величин при измерении с вторичной стороны. Так же как у однородных линий, в четырехполюсниках нет отражений, если нагрузочное сопротивление согласовано. Если рабочему коэффициенту передачи g_b дать определение:

$$\mathbf{g}_b = \frac{1}{2} \ln \frac{P_1}{P_2} \,, \tag{3-95}$$

где

$$P_{1} = \frac{1}{8} U_{1} I_{1} = \frac{1}{8} \frac{U_{1}^{2}}{Z_{i}} = \frac{1}{8} I_{1}^{2} Z_{i}, \quad (3-96)$$

то для него получается следующее выражение:

$$\mathbf{g}_{b} = \ln\left\{\frac{1}{2}\left[\mathbf{A} \sqrt{\frac{\mathbf{Z}_{a}}{\mathbf{Z}_{i}}} + \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{\mathbf{Z}_{i}\mathbf{Z}_{a}}} + \mathbf{C} \sqrt{\mathbf{Z}_{i}\mathbf{Z}_{a}} + \mathbf{D} \sqrt{\frac{\mathbf{Z}_{i}}{\mathbf{Z}_{a}}}\right]\right\}, \quad (3-97)$$

а при применении волновых параметров и коэффициентов согласования на входе и выходе

$$\mathbf{g}_{b} = \mathbf{g} + \ln \frac{1 + \mathbf{p}_{1}}{2 \sqrt{\mathbf{p}_{1}}} + \ln \frac{1 + \mathbf{p}_{2}}{2 \sqrt{\mathbf{p}_{2}}} + \ln (1 - \delta_{12}).$$
(3-98)

Величиной

$$\delta_{12} = \frac{1-p_1}{1+p_1} \frac{1-p_2}{1+p_2} e^{-2g} . \quad (3-99).$$

можно в большинстве случаев пренебречь. сравнительно с единицей. Из ур. (3-98) видно, что при первичном и вторичном согласованиях ($\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 = 1$) рабочий коэффициент передачи равен собственному коэффициент и передачи четырехполюсника. С помощью приведенных формул можно определить работу схемы с четырехполюсниками. В технике высокой частоты, однако, встречаются частослучаи, которые решаются более просто. В последующем изложении будет дано некоторое развилие теории четырехполюсников, которое оказалось особенно ценным в этих случаях.

Принцип проходящей активной мощности: [Л. 1b]. Если между нагрузкой и источником: напряжения находится четырехполюсник, составленный из чисто реактивных элементов, то амплитуды выходного напряжения и тока можно определить, учитывая, что реактивный четырехполюсник не потребляет активной мощности. Путь R_1 — активная составляющая входного сопротивления Z_1 четырехполюсника с нагрузкой, а G_1 — активная составляющая входной проводимости $1/Z_1$. Тогда в четырехполюсник поступает мощность

$$P_{1} = \frac{1}{2} I_{1}^{2} R_{1} = \frac{1}{2} U_{1}^{2} G_{1}. \qquad (3-100),$$

Активная мощность, потребляемая нагрузкой при использовании обозначений рис. 3-34, равна:

$$P_{2} = \frac{1}{2} I_{2}^{2} R_{2} = \frac{1}{2} U_{2}^{2} G_{2}. \qquad (3-101),$$

Согласно предыдущему, обе мощности должны быть равны, т. е.

$$\frac{U_2}{U_1} = \sqrt{\frac{\overline{G_1}}{\overline{G_2}}}; \quad \frac{I_2}{\overline{I_1}} = \sqrt{\frac{\overline{R_1}}{\overline{R_2}}}. \quad (3-102).$$

Итак, чтобы найти 'амплитуды выходного напряжения или тока, нужно знать только, активную составляющую входного сопротивления или проводимости. Входное сопротивление находится проще всего путем преобразования сопротивления нагрузки при помощи, диаграммы рис. 3-7 (подр. § 3-14). Этим способом можно получить кривые геометрических мест входного сопротивления, а такжепо ур. (3-102) напряжения U_2 и тока I_2 в зависимости от частоты. Если элементы четы-



рис. 3-34. Схема к расчету входного сопротивлениях четырехполюсника без потерь.





рис. 3-35. Диаграмма для определения входного сопротивления четырехполюсника, составленного из элементов без потерь.

рехполюсника хотя и не чисто мнимы, но имеют малые потери, то последние можно приблизительно учесть, приняв распределение тока и напряжения таким, каким оно было бы при элементах без потерь, рассчитав потери в отдельных элементах и суммарные потери и уменьшив на эту величину мощность в нагрузке. Этот способ, разумеется, применим только при простых схемах, при которых потери могут быть легко определены.

Для расчетов четырехполюсников, особенно для определения входного сопротивления **Z**₁, разработаны также наглядные геометрические способы и диаграммы, которые часто с успехом применяются [Л. 9, 13—16]. Одна диаграмма для определения входного сопротивления четырехполюсника без потерь, работающего на нагрузку **Z**_a (рис. 3-34), представлена на рис. 3-35.

Все точки, которые соответствуют чисто мнимому сопротивлению нагрузки Za, а также $Z_a = 0$ и $Z_a = \infty$, лежат на мнимой оси. Точки с постоянной активной составляющей напрузочного сопротивления образуют семейство окружностей; точки с постоянной реактивной составляющей нагрузочного сопротивления лежат на окружностях, им ортогональных. Для заданного четырехполюсника по диаграмме можно найти входное сопротивление при любой нагрузке. Если элементы четырехполюсника не чисто мнимы, но имеют малые потери, то точки входных сопротивлений для чисто мнимой нагрузки (при коротком замыкании и холостом ходе) лежат на окружности (рис. 3-36), диаметр которой уменьшается с ростом потерь. Точки входных сопротивлений при любой нагрузке лежат все энутри так называемой характеристической



Рис. 3-36. Характеристическая окружность четырехполюсника, составленного из элементов с потерями.



рис. 3-37. Выбор направлений токов и напряжений у трансформатора без потерь по техническому правилу Знаков.

окружности. У четырехполюсника с большим затуханием круг может сойтись в точку; в этом случае входное сопротивление не зависит от нагрузочного.

3-11. ТРАНСФОРМАТОРЫ

Трансформаторы служат для повышения или понижения напряжений, токов или сопротивлений, для изоляции цепей постоянных токов от цепей переменных токов и для изменения состояния схемы относительно земли. Из обширной теории здесь приводятся только данные, особо интересные для техники высокой частоты [Л. 4, 8, 9, 19d, 24].

Трансформатор без потерь. На рис. 3-37 представлена схема трансформатора, у которого потерями в сердечнике и обмотках можно пренебречь. При одинаковом направлении витков первичной и вторичной обмоток и с учетом технического правила знаков цепная матрица трансформатора имеет вид:

$$\|\mathbf{K}\| = \left\| \frac{\frac{L_1}{M}}{\frac{1}{j\omega M}} \frac{j\omega \left(\frac{L_1 L_2}{M} - M\right)}{\frac{1}{j\omega M}} \right\| \cdot (3-103)$$

В развернутом виде это дает:

$$\mathbf{U}_{1} = \frac{L_{1}}{M} \mathbf{U}_{2} + j \omega M \left(\frac{L_{1}L_{2}}{M^{2}} - 1 \right) \mathbf{I}_{2};$$
$$\mathbf{I}_{1} = \frac{1}{j \omega M} \mathbf{U}_{2} + \frac{L_{2}}{M} \mathbf{I}_{2}. \qquad (3-104)$$

Из уравнений трансформатора (3-104) можно определить все требуемые величины. При холостом ходе на вторичной стороне (I₂ = 0) отношение напряжений равно:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{M}{L_1}$$
. (3-105)

При коротком замыкании вторичной стороны отношение токов равно;

$$\frac{\mathbf{I}_2}{\mathbf{I}_1} = \frac{M}{L_2}$$
. (3-106)

Первичный ток холостого хода (I₂ = 0),

$$\mathbf{I}_{1l} = \frac{\mathbf{U}_1}{j\omega L_1} \tag{3-107}$$

и первичное сопротивление холостого-хода

$$\mathbf{Z}_{1l} = \frac{\mathbf{U}_{1l}}{\mathbf{I}_{1l}} = j\omega L_1.$$
 (3-108)



Рис. 3-38. Диаграмма для определения входного сопротивления трансформатора без потерь.

При замыкании вторичной стороны трансформатора на $\mathbf{Z}_2 = R_2 + jX_2$ входное сопротивление

$$\mathbf{Z}_{1} = j\omega L_{1} + \frac{(\omega M)^{2}}{j\omega L_{2} + \mathbf{Z}_{2}}.$$
 (3-109)

Это уравнение также можно представить в виде днаграммы, которая позволяет определить входное сопротивление при любой нагрузке (рис. 3-38). Одно семейство окружностей имеет параметр

$$b_1 = \frac{R_2}{(\omega M)^2}, \qquad (3-110)$$

а семейство окружностей им перпендикулярных — параметр

$$b_2 = \frac{\omega L_2 + X_2}{(\omega M)^2}, \qquad (3-111)$$

Для заданного нагрузочного сопротивления Z₂ определяют величины b₁ и b₂, загем в точке пересечения соответствующих окружностей получают активную составляющую R₁ и реактивную составляющую X₁ входного сопротивления. Затем согласно принципу проходящей активной мощности (см. § 3-10) получают абсолютные величины отношений токов и напряжений:

$$\frac{I_2}{I_1} = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}; \quad \frac{U_2}{U_1} = \sqrt{\frac{G_1}{G_2}}, \quad (3-112)$$
$$||\mathbf{K}|| = \left\| \frac{R_{V1}}{j\omega M} + \frac{L_1}{M} - \left(\frac{R_{V1}}{j\omega M} \right) \right\|$$

- где R₁ и R₂ активные составляющие сопротивлений Z₁ и Z₂;
 - G_1 и G_2 активные составляющие проводимостей $1/\mathbb{Z}_1$ и $1/\mathbb{Z}_2$. Соотношение между R и G дает ур. (3-15) или (3-16).

Для анализа работы трансформатора применяются различные эквивалентные схемы. В технике высокой частоты особенно удобна Т-образная схема, показанная на рис. 3-39. Формулы для отношений напряжений и токов, величин холостого хода и короткого замыкания и для входного сопротивления непосредственно получаются из этой схемы; с помощью этой схемы диаграмма входного сопротивления четырехполюсника (рис. 3-35) может быть преобразована в диаграмму для определения входного сопротивления трансформатора без потерь (рис. 3-38).





Рис. 3-39 Т-образная эквивалентная схема трансформатора без потерь.

Рис. 3-40. Индуктивная связь с резонаисиым контуром; понижение сопротивления

Индуктивная связь с резонансным контуром. Индуктивную связь с резонансным контуром можно рассматривать как трансформатор, нагруженный с вторичной стороны емкостью и активным сопротивлением, соединенными параллельно (рис. 3-40). Обычно R_2 велико сравнительно с $|X_{C2}|$. Так как и L_1 обычно значительно меньше, чем L_2 , то при резонансе входное сопротивление [ур. (3-109)] равно:

$$\mathbf{Z}_1 = R_1 = R_2 \left(\frac{M}{L_2}\right)^2; \quad (R_2 > 10 \,\omega L_2). \quad (3-113)$$



Рис. 3-41. Индуктивная связь с резонансным контуром; повышение сопротивления.

рис. 3-42. Эквивалентная схема трансформатора с потерями.

Эта схема может быть применена также для трансформации малого сопротивления R_1 в большое R_2 (рис. 3-41).

Трансформатор с потерями. Потери трансформатора могут быть приближенно представлены в виде активных сопротивлений, включенных последовательно с обмотками (рис. 3-42). Цепная матрица в этом случае имеет вид:

$$\|\mathbf{K}\| = \left\| \frac{R_{V1}}{j\omega M} + \frac{L_1}{M} - \left(\frac{R_{V1}}{j\omega M} + \frac{L_1}{M}\right) (R_{V2} + j\omega L_2) - j\omega M \right\|$$

$$\frac{1}{j\omega M} - \frac{R_{V2}}{j\omega M} + \frac{L_2}{M} \cdot$$
(3-114)



Рис. 3-43. Диаграмма для определения входного сопротивления трансформатора с потерями.

Ур. (3-109) для входного сопрот ивления при замыкании трансформатора на Z_2 при последовательно включенных сопротивлениях R_{V1} и R_{V2} приобретает вид:

$$\mathbf{Z}_{1} = j\omega L_{1} + R_{V1} + \frac{(\omega M)^{2}}{j\omega L_{2} + \mathbf{Z}_{2} + \mathbf{R}_{V2}}.$$
 (3-115)

Соответствующая диаграмма для определения входного сопротивления дана на рис. 3-43. Наличием потерь объясняется существование пограничной окружности, внутри которой должны заключаться все величины входного сопротивления. Подробности о графических методах даны в [Л. 9, 13-16]. При расчете численном тран**с**форматор можно привести к схеме замещения рис. 3-39, а дополнительно включенные с первичной или вторичной стороны элементы учесть тем, что всю схему рассматривать как цепное соединение нескольких четырехполюсников (см. § 3-9).

3-12. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ КОНТУРЫ

Параллельный контур. На рис. 3.44 представлена эквивалентная схема простого параллельного контура. Элемент G_R замещает собой все проводимости, которые получаются при пересчете параллельного контура рис. 3-45. В большинстве случаев для последовательного сопротивления катушки справедливо соотношение $R_L / |X_L| = d_L \leq 0.1$, где $d_L - \kappa$ оэффициент потерь (затухание) тушки (см. § 2-9). В этом случае сопротив-ленне потерь R_L можно пересчитать согласно ур. (3-17) в параллельную проводимость G_L. которая вблизи резонансной частоты параллельного контура практически не зависит от частоты. Эта проводимость равна

$$G_I = \frac{R_L}{|X_L|^2} = \frac{d_L}{|X_L|}.$$
 (3-116)





Рис. 3-44. Эквивалентная схема параллельного колебательного контура.



Суммарная активная проволимость G_R при резонансной частоте

$$G_R = G + G_L + G_C = G + |B_R| (d_L + d_C),$$
(3-117)

где $B_R = j\omega_R C = \frac{1}{j\omega_R L}$ — реактивная проводимость емкости или индуктивности при резонансной частоте;

$$d_{L} = \frac{R_{L}}{|X_{L}|} - \kappa_{0} \phi \phi \mu u u e H T потерь ка-тушки; G_{C} корффициент потерь сигости$$

$$d_C = \frac{B_C}{B_C}$$
 — коэффициент потерь емкости

Комплексная проводимость параллельного контура

$$\mathbf{Y}_{P} = G_{R} + j \left(\omega C - \frac{1}{\omega L} \right). \quad (3-118)$$

При резонансе $\omega_R C = \frac{1}{\omega_R L}$,

$$\mathbf{Y}_{P} = G_{R} + j\omega_{R}C\left(\frac{f}{f_{R}} - \frac{f_{R}}{f}\right) \quad (3-119)$$

и резонансная частота

$$f_R = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$$
 (3-119a)

Добротностью контура называется величина

$$Q = \frac{\omega_R C}{G_R} = \frac{1}{G_R} \left(\frac{1}{\omega_R L}\right). \quad (3-120)$$

Обозначим $f = f_R + \Delta f$; тогда для небольших отклонений от резонансной частоты справедливо выражение

$$\mathbf{Y}_{P} = \mathbf{G}_{R} \left(1 + jQ \frac{2\Delta f}{\tilde{f}_{R}} \right); \quad \left(\frac{\Delta f}{\tilde{f}_{R}} < 0, 1 \right),$$
(3-121)

из которого получаем выражение для сопротивления параллельного контура

$$\mathbf{Z}_{P} = \frac{R_{R}}{1 + jQ \frac{2 \, \mathrm{sf}}{f_{R}}}; \quad \left(R_{R} = \frac{1}{G_{R}}\right). \quad (3.122)$$



Рис. 3-46. Нормированные кривые модуля и активной и реактивной составляющих полного сопротивления параллельного или полной проводимости последовательного колебательных контуров.

$$f_1 = 1/\sqrt{1 + \zeta^2}; f_2 = 1/(1 + \zeta^2); f_3 = -\zeta/(1 + \zeta^2).$$

Чтобы получить универсальное выражение, вводят обозначение $Q \frac{2\Delta f}{f_R} = \zeta$; тогда из общего выражения $\mathbf{Z}_P = R_P + jX_P$ следует:

$$|\mathbf{Z}_{P}| = \frac{R_{R}}{\sqrt{1+\zeta^{2}}};$$

$$R_{P} = \frac{R_{R}}{1+\zeta^{2}}; \qquad X_{P} = -R_{R}\frac{\zeta}{1+\zeta^{2}};$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{X_{P}}{R_{P}} = -\zeta. \quad \bullet \qquad (3-123)$$

На рис. 3-46 представлены функции $\frac{1}{\sqrt{1+\zeta^2}}$, $\frac{1}{1+\zeta^2}$, $\frac{-\zeta}{1+\zeta^2}$, которые определяют ход величин | \mathbf{Z}_p |, R_p и X_p . Шириной полосы пропускания b называется разность частот, при которых модуль полного сопротивления падает до 1 $\sqrt{2}$ от его значения при резонансе:

$$b = \frac{f_R}{Q} \cdot \tag{3-124}$$

Относительная ширина полосы *b*, (т. е. ширина полосы, отнесенная к резонансной частоте) есть величина обратная добротности контура:

$$b_r = \frac{1}{Q} = d,$$
 (3-125)

где d — коэффициент потерь (затухание) контура.

В некоторых случаях представляет интерес точка перегиба кривой модуля полного сопротивления; она лежит при

$$\zeta = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \,. \tag{3.126}$$

Если частота постоянна, а емкость или индуктивность изменяется, то сопротивление колебательного контура изменяется также по резонансной кривой. При $C = C_R + \Delta C$ или $L = L_R + \Delta L$ (где C_R и L_R — значения при резонансе) получается:

$$\mathbf{Z} = \frac{R_R}{1 + jQ\frac{\Delta C}{C_R}}; \quad \left(Q = \frac{\omega C_R}{G_R}\right); \quad (3-127)$$
$$\mathbf{Z} = \frac{R_R}{1 + jQ\frac{\Delta L}{C_R}}; \quad \left(Q = \frac{R_R}{\omega L_R}, \frac{\Delta L}{L_R} < 0, 1\right).$$
$$(3-128)$$

Здесь, как и раньше, справедливы ф-лы (3-123), если обозначить $\zeta = Q \Delta C / C_R$ или $\zeta = Q \Delta L / L_{R^*}$

Последовательный контур. Пусть в последовательном сопротивлении R_S эквивалентной схемы рис. 3-47 сосредоточены сопротивления потерь катушки и конденсатора. Тогда с использованием обозначений схемы рис. 3-48 R_S при резонансной частоте определяется равенством:

$$R_{S} = R + R_{L} + R_{C} = R + |X_{R}| (d_{L} + d_{C});$$
(3-129)

здесь $X_R = j\omega L_S = \frac{1}{j\omega_R C}$ — реактивное сопротивление индуктивности или емкости при резонанской частоте;

$$d_L = \frac{K_L}{|K_L|} -$$
коэффициент потерь катушки;
 $d_C = \frac{G_C}{|B_C|} -$ коэффициент потерь конденса-
тора.

Резонансная частота, как и раньше, определяется ур. (3-119а).

Сопротивление последовательного контура ввиду его дуальности параллельному резонансному контуру равно:

$$\mathbf{Z}_{S} = R_{S} (1 + i\zeta);$$

$$\boldsymbol{\zeta} = Q \; \frac{2\Delta i}{f_{R}}; \; Q = \frac{\omega_{R}L}{R_{S}} = \frac{1}{\omega_{R}CR_{S}}, \; (3-130)$$

а проводимость

$$Y_{S} = G_{S} + jB_{S} = \frac{G_{S}}{1+j\zeta}; \quad \left(G_{S} = \frac{1}{R_{S}}\right).$$

(3-131)

Активная и реактивная составляющие, а также модуль полного сопротивления определяются ур. (3-131) и кривыми рис. 3-46 (это следует из дуальности параллельному





Рис, 3-47. Эквивалентная схема последовательного колебательного контура.

Рис. 3-48. Последовательный колебательный контур.

7*

контуру). Все соотношения, приведениые выше для сопротивления параллельного контура, справедливы и для проводимости последовательного контура. Зависимость проводимости от изменения емкости определяется из выражения

$$\mathbf{Y}_{S} = \frac{G_{S}}{1 + iQ} \frac{\Delta C}{C_{R}}; \quad \left(\frac{\Delta C}{C_{R}} < 0.1\right), \quad (3-132)$$

а от изменения индуктивности-из выражения

$$Y_{S} = \frac{G_{S}}{1 + jQ\frac{\Delta L}{L_{P}}}.$$
 (3-133)

Соответствующие активная и реактивная составляющие находятся при помощи ур. (3-123) при подстановке

$$\zeta = Q\Delta C/C_R$$
 или $\zeta = Q \cdot \Delta L/L_R$.

Трансформация с помощью настроенного колебательного контура. В технике высокой частоты часто бывает необходимо трансформировать низкоомные сопротивления в высокоомные и наоборот Для этого применяется трансформация с помощью настроенного колебательного контура (рис. 3-49).



Рис. 3-49. Неполная индуктивная (а) и емкостная (б) связь с параллельным резонансным контуром.

При неполной индуктивной связи (рис 3-49, a) и при условии $R_2 > 10 X_{L2}$ на резонанс дой частоте приближенно верно следующее соотношение:

$$R_1 = R_2 \left(1 + \frac{L_1 + M}{L_2 + M} \right)^2.$$
 (3-134)

Если между двумя частями катушки нет связи (M = 0), то

$$R_1 = R_2 \left(1 + \frac{L_1}{L_2} \right)^2. \tag{3-135}$$

Соответственно для неполной емкостной связи (рис. 3-49,6) приближенно

$$R_1 = R_2 \left(1 + \frac{C_2}{C_1} \right)^2; \ (R_2 > 10 \ |X_{C2}|).$$
(3-136)

Эти схемы могут применяться также для трансформации высокоомного сопротивления R_1 в низкоомное R_2 . В таком случае R_1 подключается к зажимам I и трансформируется в величину R_2 на зажимах 2. Применимы те же ф-лы от (3-134) до (3-136).

3-13. РЕАКТИВНЫЕ ДВУХПОЛЮСНИКИ

Двухполюсники, состоящие из комбинаций только катушек и конденсаторов без потерь, называются реактивными. Если в схеме присутствуют трансформаторы в виде индуктивно связанных катушек, их представляют схемой из трех катушек, показанной на рис. 3-39.

Полное сопротивление таких двухполюсников всегда реактивно, т. е. равно jX и подчиняется в зависимости от частоты следующим знаком [Л. 18, 19]. Сопротивление X и проводимость B = -1/X всегда растут с увеличением частоты (рис. 3-50). В точках раз-



Рис. 3-70. Реактивное сопротивление X и реактивная проводимость B реактивных двухполюсников в Зависимости от частоты.

рыва (полюсах) они перескакивают от $+\infty$ на — ∞ . Между каждыми двумя полюсами имеется нулевая точка. Если назвать полюсы и нулевые точки резонансными точками, то общее число резонансных точек никогда не бывает больше, чем число реактивных элементов схемы, уменьшенное на 1. Число резонансных точек тем больше, чем ближе друг к другу числа индуктивностей и емкостей в схеме. Если пронумеровать резонансные частоты (соответствующие резонансным точкам) по возрастанию частоты, то реактивное сопротивление может иметь две различные формы (рис. 3-50, а):

$$X = \omega L_{0} \frac{(f_{2}^{2} - f^{2})(f_{4}^{2} - j^{2}) \dots}{(f_{1}^{2} - f^{2})(f_{3}^{2} - f^{2}) \dots}, \quad (3.137)$$

где L_0 — постоянная с размерностью индуктивности. Сопротивление схемы X = 0 при f = 0 (т. е. цепь замкнута для постоянного тока). Графику рис. 3-50,6 соответствует

$$X = \frac{-1 (f_1^2 - f^2) (f_3^2 - f^2) \dots}{\omega C_0 (f_2^2 - f^2) (f_4^2 - f^2) \dots}, \quad (3-138)$$

где C_0 — постоянная с размерностью емкости. Сопротивление схемы $X = \infty$ при f=0 (т. е. цепь разомкнута для постоянного тока). Если X изменяется согласно рис. 3-50.*а* и ур. (3-137), то проводимость В изменяется согласно рис. 3-50.*б* и выражается ур. (3-138), но с заменой C_0 на L_0 . Если же X изменяется согласно рис. 3-50,6 и ур. (3-138), то проводимость B изменяется согласно рис. 3-50,a и выражается ур. (3-137), но при условии замены L_0 на C_0 .

Схемы из трех реактивных сопротивлений. На рис. 3-51 показаны две схемы, замкнутые для постоянного тока. Для них

$$X = \omega L_0 \frac{f_2^2 - f^2}{f_1^2 - f^2} . \qquad (3-139)$$

Для схемы рис. 3-51,а

$$L_{0} = L_{1}; \ \omega_{1} = \frac{1}{\sqrt{L_{2}C}}; \ \omega_{2} = \sqrt{\frac{1}{C} \left(\frac{1}{L_{1}} + \frac{1}{L_{2}}\right)}.$$
(3.140)

Для схемы рис. 3-51,6

$$L_{0} = \frac{L_{1}L_{2}}{L_{1} + L_{2}}; \quad \omega_{1} = \frac{1}{\sqrt{C(L_{1} + L_{2})}};$$
$$\omega_{2} = \frac{1}{\sqrt{L_{2}C}}. \quad (3-141)$$

Эти схемы можно применять в ламповых каскадах для подавления гармоник. Обозначив f_1 — основную усиливаемую частоту, а $f_2 = nf_1$ — замыкаемую накоротко гармонику, для схемы рис. 3-51, а имеем:

$$\frac{L_2}{L_1} = n^2 - 1, \qquad (3-142)$$

а для схемы рис. 3-51,6

$$\frac{L_1}{L_2} = n^2 - 1. \tag{3-143}$$

На рис. 3-52 показаны две схемы из трех реактивных сопротивлений, разомкнутые для постоянного тока. Для них

$$X = \frac{-1}{\omega C_{0}} - \frac{f_{1}^{2} - f^{2}}{f_{2}^{2} - f^{2}}.$$
 (3.144)



Рис. 3-51. Схемы из трех реактивных сопротивлений, замкнутые для постоянного тока.



Рис. 3-52. Схемы из трех реактивных сопротивлений, разомкнутые для постоянного тока.

Для схемы рис. 3-52,а

$$C_{0} = \frac{C_{1}C_{2}}{C_{1}+C_{2}}; \quad \omega_{1} = \frac{1}{\sqrt{L(C_{1}+C_{2})}}; \\ \omega_{2} = \frac{1}{\sqrt{LC_{2}}}. \quad (3-145)$$

Для схемы рис. 3-52.6

$$C_{\bullet} = C_{1}; \quad \omega_{1} = \frac{1}{\sqrt{LC_{2}}};$$

$$\omega_{2} = \sqrt{\frac{1}{L} \left(\frac{1}{C_{1}} + \frac{1}{C_{2}}\right)}. \quad (3-146)$$

Эти схемы можно применять также в ламловых каскадах для фильтрации гармоник. Обозначив f_1 — замыкаемую накоротко основную частоту, а $f_2 = nf_1$ — частоту выделяемой гармоники, для схемы рис. 3-52, а имеем:

$$\frac{C_1}{C_2} = n^2 - 1, \qquad (3.147)$$

а для схемы рис. 3-52,6

$$\frac{C_2}{C_1} = n^2 - 1. \tag{3-148}$$

Спады частотных характеристик таких реактивных двухполюсников, так же как и слады резонансной кривой простого контура, можно использовать для демодуляции частотно-модулированных колебаний [Л. 20, 21]. Крутизна и линейность спалов в первом случае лучше, чем у простого резонансного контура из двух реактивных сопротивлений (рис. 3-46). Схемы рис. 3-52 имеют точку перегиба W вблизи частоты f_1 , в районе которой демодуляция особенно линейна. Схемы из четырех реактивных сопротивлений, замкнутые для постоянного тока, показанные на рис. 3-53, имеют точку перегиба W между полюсами О положении точек резонансных частот и точек перегиба см. [Л. 22]; о работе при частотной модуляции см. [Л. 21].

Потери в примененных реактивных сопротивлениях особенно проявляются вблизи от точек резонанса. В нулевых точках полное



Рис. 3-53. Схемы из четырех реактивных сопротивлений, замкнутые для постоянного тока.

сопротивление не достигает нулевого значения, но делается равным небольшому активному сопротивлению (Р1 и Р3 на рис. 3-54). В полюсах полное сопротивление становится не бесконечным, а равным большому активному сопротивлению (Р2 и Р4 на рис. 3-54). Диаграмма комплексного сопротивления с учетом потерь имеет вид больших, почти кругообразных петель на плоскости сопротивления, как показано на рис. 3-54, причем при повышении частоты перемещение по петле происходит по направлению часовой стрелки. Если потери малы и резонансные точки лежат далеко друг от друга, двухполюсник ведет себя вблизи точек резонанса как последовательный резонансный контур (точки Р1 и Р3) или как параллельный резонансный контур (точки Р2 и P₄), см. § 3-12. Если потери значительны и расстояние между точками резонанса близко к величине из ширины полосы, то петли полного сопротивления могут быть малыми (рис. 3-68) и создавать широкополосный резонанс; наиболее известным способом получения его является применение п-контурного полосового фильтра.

Для резонансных точек с малой шириной полосы вблизи от резонансной частоты f_R можно, обозначив текущую частоту в виде



Рис. 3-54. Диаграмма реактивного двухполюсника с малыми потерями.

Рис. 3-55. Реактивный двухполюсник с переменной емкостью. $f = \int_R + \Delta f$, представить входное сопротивление для последовательного резонанса выражением

$$\mathbf{Z} = R + jA_1\Delta j = R(1+j\zeta),$$

$$\zeta = \frac{A_1}{R} \Delta f , \qquad (3.149)$$

а входную проводимость для параллельного резонанса — выражением

$$Y = G + jA_2\Delta f = G(1 + j\zeta), \quad (3-150)$$

rge $\zeta = \frac{A_2}{G}\Delta f$,

причем R, G, A_1 и A_2 для небольших $\Delta f / f_R$ считаются независящими от частоты. Величина ζ указывает на аналогию с ур. (3-130) и (3-121), что позволяет применять и в этом случае кривые рис. 3-46. Таким образом, резенансные характеристики, подобные описанным в § 3-12, можно получить вблизи от резонансной частоты также при помощи схем, состоящих более чем из двух реактивных сопротивлений. Однако существует правило, что с увеличением числа входящих в схему реактивных сопротивлений частотная зависимость реактивных составляющих Х или В, а также потери в контуре возрастают. Поэтому, вообще говоря, применяют по возможности меньшее число реактивных сопротивлений.

В практике такие схемы применяют также при постоянной частоте f и непрерывной вариации одного из реактивных элементов. При этом получаются зависимости реактивных сопротивлений с полюсами и нулями, аналогичные показанным на рис. от 3-50 до 3-54. Наивысшее возможное число резонансов на единицу меньше, чем число реактивных элементов. На рис. 3-55 показана зависимость X от C_2 для схемы рис. 3-52, a [Л. 1]. При $C_2 = C_{20}$ получается последовательный резонанс, причем.

$$C_{20} = \frac{1}{\omega^2 L} - C_1. \tag{3.151}$$

При $C_2 = C_{2\infty}$ имеет место параллельный резонанс; в этом случае

$$C_{2\infty} = \frac{1}{\omega^2 L}$$
. (3-152)

Величина $C_{2 \infty} - C_{20} = C_1$ не зависит от частоты [Л. 23]. При учете потерь возникает активная составляющая и сопротивление становится комплексным, как у контура с переменным C (см. § 3-12).

3-14. СХЕМЫ ТРАНСФОРМАЦИИ БЕЗ Потерь

Трансформация с помощью настроенных конебательных контуров изложена в § 3-12.

Трансформация с помощью одного реактивного сопротивления [Л. 24, 25]. На диаграмме рис. 3-56, а показано комплексное сопротивление **Z** над действительной осью и его изменение при помощи последовательно включенного реактивного сопротивления. Сопро-



Рис. 3-56. Трансформация сопротивления при помощи реактивных сопротивлений. *а* — плоскость сопротивлений; *б* — плоскость проводимостей.

тивления, обозначенные звездочкой, показытакое же изменение вают сопротивления в другом квадранте комплексной плоскости сопротивлений. Последовательная индуктивность L перемещает Z на комплексной плоскости вертикально вверх, причем отрезок 22, равен реактивному сопротивлению *ωL*. Последовательная емкость С перемещает Z вертикально вниз, причем отрезок ZZ₂ равен реактивному сопротивлению 1/шС. Параллельная индуктивность L перемещает Z по окружности постоянной активной проводимости (в соответствии с диаграммой рис. 3-7) против часовой стрелки в точку Z₃, причем разность между реактивными проводимостями В (сопротивления Z) и B₃ (сопротивления Z₃) равна проводимости 1/ωL. Реактивную проводимость отсчитывают (рис. 3-57) на окружно-



Рис. 3-57. Вспомогательные окружности для трансформации.

стях постоянных реактивных проводимостей диаграммы рис. 3-7, причем **Z** соответствует точке I и $a_1 = 1/b$ определяет реактивную проводимость *B*; Z_3 соответствует точке *II* и $a_2 =$ =1/b₂ определяет реактивную проводимость B₃. Параллельная емкость С перемещает Z по окружности постоянной активной проводимости (в соответствии с диаграммой рис. 3-7) по часовой стрелке в точку Z4, причем разность между реактивными проводимостями В (сопротивления Z) и B₄ (сопротивления Z₄) равна реактивной проводимости ωС. Реактивную проведимость отсчитывают (рис. 3-57) на окружностях постоянных реактивных проводимостей диаграммы рис. 3-7, причем 2 соответствует точке II и $a_2 = 1/b_2$ определяет реактивную проводимость B; Z₄ соответствует точке I и а₁=1/b₁ определяет реактивную про-водимость B₄. На рис. 3-56,6 изображены соответствующие операции в плоскости проводимостей: последовательная индуктивность L перемещает У в плоскости проводимостей по окружности постоянных активных сопротивлений (в соответствии с диаграммой рис. 3-7) по часовой стрелке в точку У1, причем разность между реактивными сопротивлениями Х (проводимости У) и Х₁ (проводимости У₁) равна реактивному сопротивлению *ωL*. Peактивное сопротивление отсчитывают (рис. 3-57) на окружностях постоянных реактивных сопротивлений диаграммы рис. 3-7, причем У соответствует точке II и $a_2=1/b_2$ определяет реактивное сопротивление Х; У1 соответствует точке I и $a_1 = 1/b_1$ определяет реактивное сопротивление X₁. Последовательная емкость С перемещает Y по окружности постоянных сопротивлений активных (в соответствии с диаграммой рис. 3-7) против часовой стрелки в точку **Y**₂, причем разность активными сопротивлениями X между реактивными Х (проводимости Ү) и Х₂ (проводимости Ү₂) равна реактивному сопротивлению 1/шС. Реактивное сопротивление отсчитывается (рис. 3-57) на окружностях постоянных реактивных сопротивлений диаграммы рис. 3-7, причем У соответствует точке I и $a_1 = 1/b_1$ определяет ре-активное сопротивление X; Y_2 соответствует точке II и $a_2=1/b_2$ определяет реактивное со-противление X_2 . Параллельная индуктив-ность L перемещает Y вертикально вниз в точку Y₃, причем отрезок YY₃ равен ре-активной проводимости $1/\omega L$. Параллельная емкость С перемещает У вертикально вверх в точку У4, причем отрезок УУ4 равен реактивной проводимости ωС. Эти преобразования можно выполнить в числах с помощью днаграммы рис. 3-7, если пользоваться нормированными величинами, как пояснено в 🔮 3-3.

Трансформация с помощью двух реактивных сопротивлений [Л. 24, 25]. На рис. 3-58 показаны возможные трансформирующие схемы, включающие две из приведенных на рис. 3-56 схем частичных трансформаций. На рис. 3-59 поясняется способ трансформации заданного сопротивления Z_n через промежуточное значение Z'_n в желаемую величину Z, которая в разбираемых случаях активна, как это требуется в больщинстве слу-



чаев практики. Индексы соответствуют обозначениям на схемах рис. 3-58. Включения, показанные на схемах рис. 3-58. Включения, показанные на схемах рис. 3-58, a - d, перемещают рабочую точку по вертикальной прямой, проходящей через Z_n и Z'_n , лежит на окружности постоянных активных проводимостей, проходящей через Z. Включения, показанные на схемах рис. 3-58, d - h, перемещают рабочую точку по окружности постоянных активных проводимостей, проходящую через Z_n , до вертикальной прямой, проходящей через Z. Промежуточную точку Z'_n легко построить как пересечение прямой и окружности; из Z'_n определяются численные значения L и C схем частичных трансформаций по правилам, данным при объяснении рис. 3-57.

При помощи схем рис. 3-58 не всякую заданную величину Z можно трансформировать в любую другую; в случае свободного выбора величин L и C Z можно трансформировать только в величину, лежащую в ограниченной области комплексной плоскости [Л. 1 b]. На рис. 3-60 показаны области плоскости сопротивлений, для которых Z_n можно трансформировать в активные значения Z при помощи схем рис. 3-58. Буквы на областях комплексной плоскости указывают на соответственные схе-



Рис. 3-59. Пути трансформации для схем с двумя реактивными сопротивлениями.



мы рис. 3-58. Подчеркнутые буквы указывают на предпочтительные схемы, которые обладают наименьшими потерями и малой зависимостью от частоты. Если нужно иметь универсальные трансформирующие схемы, то необходимо составлять их из более чем двух реактивных сопротивлений. Однако они ечень ненаглядны и при свобедно выбираемых L и C имеют бесконечно много возможных вариантов решения [Л. 1 b]. Некоторые из этих вариантов приводят к большому затуханию и сильной частотной зависимости и не всегда легко определить, при каких условиях встретятся эти нежелательные свойства. Поэтому рекомендуется выбирать возможно более простые схемы.

Затухание тока, напряжения и потери мощности в схемах [Л. 1b, 24]. Для правильного выбора катушек и конденсаторов нужно знать величины токов и напряжений в отдельных элементах схемы. Для этого рекомендуется расчленить схему, как показано на рис. 3-79, и к продольным токам и поперечным напряжениям применить ур. (3-102). Если известен один ток или одно напряжение, то все остальные из них определяются. Напряжения на продольных сопротивлениях равны произведению продольного тока на продольное реактивное сопротивление. Токи через поперечные сопротивления равны произведению поперечного напряжения на поперечную реактивную проводимость. Из токов и напряжений элементов схемы вычисляют при заданном коэффициенте потерь активную мощность, поглощаемую элементом схемы и определяющую его нагрев. Таким путем можно определить мощность потерь во всей схеме и заключить, насколько она может считаться свободной от потерь [Л. 16]. Справедливо правило, что мощность потерь в схеме растет с удлинением пути трансформации на комплексной плоскости сопротивлений, причем длиной пути трансформации является сумма прямых отрезков и дуг окружностей от заданного Z_n через промежуточные пункты до желаемого входного сопротивления Z. Потери мощности принципиально тем больше, чем дальше друг от друга величины Z_n и Z.

трансформации зависимость Частотная [Л. 1b, 25]. Все трансформирующие схемы имеют частотную зависимость, за исключением некоторых редких случаев, рассмотрен-ных в § 3-15 и 3-16. На рис. 3-61 приведена простая схема, которая на определенной чатрансформирует сопротивление R₂= стоте = 100Ом в активное сопротивление R = =200, 300 и 400 ом. Если частота возрастает



Рис. 3-61. Трансформация, зависящая от частоты.

на 10%, то оба реактивных сопротивления схемы изменяются и входное сопротивление Z с определяется по нижней пунктирной кривой. Если частота понижается на 10%, то входное сопротивление определяется по верхней пунктирной кривой. Чем более удалены друг от друга величины R_2 и R, тем сильнее частотная зависимость. Для схемы рис. 3-61 при 10%-ном отклонении частоты получается следующее относительное отклонение входного сопротивления от номинального значения:

$$\frac{||\mathbf{Z} - \mathbf{R}||}{R} = \begin{cases} 14\% & \text{для } \mathbf{R} = 200 \text{ ом;} \\ 19\% & \text{для } \mathbf{R} = 300 \text{ ом;} \\ 23\% & \text{для } \mathbf{R} = 400 \text{ ом.} \end{cases}$$

За редкими исключениями справедливо правило, что частотная зависимость трансформирующей схемы растет с удлинением пути трансформации.

3-15. ПРОСТЫЕ КОМПЕНСАЦИОННЫЕ Схемы

Ниже рассматриваются следующие схемы: активная нагрузка R_2 при наличии последовательной реактивности jX^* или параллельной реактивности jB^* (рис. 3-62) становится не



Рис. 3-62. Компенсация с помощью одного реактивного сопротивления.

чисто активной. Требуется изыскать схему, которая компенсирует нежелательное действие этих реактивностей.

Компенсация для одной частоты. Действие последовательной реактивности jX^* можно устранить путем последовательного включения равной и противоположной по знаку реактивности $-jX^*$; при этом возникает последовательный резонанс (§ 3-12). Действие параллельной реактивности jB^* можно устранить путем параллельного включения равной и противоположной по знаку проводимости $-jB^*$; при этом возникает параллельный резонанс. Эти резонансные схемы очень чувствительны к неточностям величин параметров и к изменениям частоты, поэтому часто нецелесообразны.

Если R_2 относительно невелико и реактивность еще не создает значительного сдвига фазы, рекомендуется последовательную реактивность (рис. 3-62,*a*) компенсировать параллельной реактивностью *jB**, а параллельную реактивность (рис. 3-62,6) — последовательной реактивностью *jX**. На рис. 3-63 показана диаграмма трансформации по правилам, приведенным в § 3-14, для схемы с последовательным *L* и параллельным *C. R*₂ посредством *L* трансформируется в **Z**, а **Z** посредством *C* в *R*₁. Эти простые схемы всегда трансформируют активное сопротивле-





Рис. 3-63. Путь : трансформации при емкостной компенсации.

Рис. 3-64. Симметричная схема компенса ции с помощью двух реактивных сопротив лений.

ние R2, причем тем больше, чем больше величина |X*| или |B*|. Для схемы рис. 3-62,a[,]

$$R_1 = R_2 \left[1 + \left(\frac{X^*}{R_2} \right)^2 \right];$$
 (3-153)

$$B^* = \frac{X^*}{R_2^2 + X^{*2}} . \tag{3-15+}$$

Для схемы рис. 3-62,б

$$R_1 = \frac{R_2}{1 + (B^* R_2)^2} ; \qquad (3-155)$$

$$X^* = \frac{B^* R_2^2}{1 + (B^* R_2)^2} \quad (3-156)$$

Компенсационные схемы, которые R_2 не трансформируют, выполняются симметричными согласно рис. 3-64, причем величина компенсирующего элемента удваивается, а компенсирующего удваивается, а компенсирующего элемента удваивается, а компенсирующего элемента удваивается, а компенсирующего элемента удваивается, а компенсирующего удваивается, а компенсирующего удваивается, а компенсирующего удваивается, а комреализовается, а комреализова

Компенсация для полосы частот [Л. 1b]. Если в схеме рис. 3-62 X^* п B^* имеют одинаковую частотную зависимость, то компенсация практически частотно-независима в диапазоне частот, в котором $|X^*|/R_2 < 0,1$ и $|B^*|R_2 < 0,1$. Это следует из того, что при этих условиях в ур. (3-153) и (3-155) $R_1 = R_2$ с ошибкой, меньшей чем 1%; из ур. (3-154) и (3-156) при этом. получается, что независимая от частоты величина

$$R_2 = \sqrt{\frac{X^*}{B^*}}$$
. (3-157),

Диапазон частот компенсации с ошибкой, меньшей чем 1%, определяется условием

$$\frac{|X^*|}{R_2} = |B^*| \cdot R_2 = \sqrt{X^*B^*} < 0, 1. \quad (3-158)$$

Простейшие схемы приведены на рис. 3-65, причем всегда

$$R_2 = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$
 (3.159)



Рис. 3-65. Схемы компенсации нижних и верхних частот. Рис. 3-56. Схемы полосовой (компенсации.

Схемы рис. 3-65, a и б являются схемами компенсации нижних частот, когда реактивность элемента R_2 создается последовательной L илн параллельной C; для них должно соблюдаться условие

$$\frac{\omega L}{R_2} = \omega C R_2 = \omega \, \mathcal{V} \, \overline{LC} < 0,1; \qquad (3-160)$$

они дают компенсацию с ошибкой, меньшей чем 1%, для частот

$$f < \frac{0,1}{2\pi \sqrt[4]{LC}} \,. \tag{3-161}$$

Схемы рис. 3-65, в и г являются схемами компенсации верхних частот, когда реактивность элемента R₂ вызывается последовательной С или параллельной L; для них должно соблюдаться условие

$$\frac{1}{\omega CR_2} = \frac{R_2}{\omega L} = \frac{1}{\omega V LC} < 0,1; \qquad (3-162)$$

они дают компенсацию с Ошибкой, меньшей чем 1 %, для всех частот

$$f > \frac{10}{2\pi \sqrt{LC}}.$$
 (3-163)

Схема рис. 3-66 является схемой полосовой компенсации, когда реактивность элемента R_2 создается последовательно включенным последовательным контуром или параллельно включенным параллельным контуром. Вблизи от их резонансной частоты f_R они компенсируются другим резонансным контуром с той же резонансной частотой

$$f_R = \frac{1}{2\pi V \overline{L_1 C_1}} = \frac{1}{2\pi V \overline{L_2 C_2}}.$$
 (3-164)

Согласно ур. (3-157) должно соблюдаться

$$R_2 = \sqrt{\frac{\overline{L_2}}{\overline{C_1}}} = \sqrt{\frac{\overline{L_1}}{\overline{C_2}}}.$$
 (3-165)

Диапазон частот хорошей компенсации равен примерно 1/10 от ширины полосы компенсируемого контура, в который вносится затухание сопротивлением R_2 (см. § 3-12).

На рис. 3-67 приведена кривая 1, показывающая величину относительного входного сопротивления

$$\frac{Z_1}{R_2} = \frac{R_1}{R_2} + j \frac{X_1}{R_2}$$



Рис. 3-67. Входное сопротивление схемы рис. 3-52.а или входная проводимость схемы рис. 3-62.6. Числа на кривых показывают величину $\{X^* | R_2 \ (рис. 3-62.a)$ или $\|B^*\|/R_2$ (рис. 3-62.6).

R, /R2 WAU 8, R2

1.0

0.5

схемы 3-62,а, рассчитанного рис. по VP. (3-157). Для |X*| /R₂>0,2 получаются уже измеримые отклонения Z1 от номинального значения R2. Если компенсирующую проводимость |В*| сделать на 20% меньше, чем дает расчет по ур. (3-157), то получается кривая 2 (рис. 3-67), согласно которой входное сопротивление получается почти активным в большем диапазоне частот, но оно отличается от R₂. Для схемы рис. 3-62,6 кривая рис. 3-67 дает величину относительной входной проводимости $Y_1R_2 = G_1R_2 + jB_1R_2$. Числа на кривых являются обозначениями частот и идентичны с величиной F в табл. 3-6, строка 6 (для фильтров нижних частот, например, они пря мо пропорциональны частоте).

Схемы рис. 3-65 и 3-66 можно построить также симметричными, подобными показанным на рис. 3-64, при соблюдении расчетных величин, приведенных в ур. (3-157)-(3-165). Тогда получаются схемы фильтров табл. 3-6. Величины относительного входного сопротивления или входной проводимости находятся. тогда по кривой 1 рис. 3-89. Образование петли на кривой 3 дает возможность с помощью расчетов по ур. (3-188) или (3-189) получить белее широкий диапазон компенсации с терпимой неточностью величины входного сопротивления. В то время как кривая 1 рис. 3-67 для X*/R2=0,7 дает уже ошибку в 55%, кривая 3 рис. 3-89 в этом случае все еще дает точное значение $Z_1 = R_2$, а во всех промежуточных точках — ошибку меньше 20% [Л. 26].

3-16. ОБЩАЯ КОМПЕНСАЦИЯ ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Нагрузочные сопротивления обычно являются частотно-зависимыми комплексными сопротивлениями; дадим им обозначение Z₂. Сопротивление Z₂ в комплексной плоскостн (рис. 3-68) описывает кривую, кривизна которой за очень редкими исключениями такова, что при возрастании частоты центр кривизны лежит справа. Для приборов, работающих в широкой полосе частот, требуются, однако, активные, независящие от частоты сопротивления. Поэтому задачей компенсационных схем является трансформация данного частот-



Рис. 3-68. Схема компенсации.

но-зависимого сопротивления Z_2 в заданном частотном диапазоне и с заданной точностью в активное сопротивление R_{10} , причем входное сопротивление схемы Z_1 в этом частотном диапазоне должно лежать внутри некоторой определенной окружности ошибок, окружающей R_{10} (рис. 3-68). При малых ошибках

 $|\mathbf{Z}_{1} - \mathbf{R}_{10}| = |\Delta \mathbf{Z}_{1}|; \qquad (3-166)$

центром этой окружности считают точку R₁₀.

Если допускаются большие ошибки и при работе с линиями может быть полезным в качестве граничных окружностей брать *m*-окружности (см. рис. 4-62). Z_1 изменяется по кривой, часть которой лежит внутри граничной окружности. Частоты f_a (нижняя граница) и f_3 (верхняя граница), при которых кривая Z_1 пересекает граничную окружность, определяют частотный диапазон компенсации.

Компенсационные схемы из чисто peактивных сопротивлений. Именно эти схемы должны по возможности применяться, так как вся подводимая мощность поступает при этом в нагрузку. Однако нужно указать, что с чисто реактивными сопротивлениями даже при сколь угодно сложной схеме нельзя получить частотный диапазон компенсации больше определенной ширины, которая определяется частотной зависимостью Z₂ [Л. 27, 28]. Чем меньше частотная зависимость Z2, тем Ввиду шире полоса частот компенсации. малой точности изготовления элементов, неизбежности полей рассеяния и обычно несколько неполных знаний параметров Z2 в технике высокой частоты применяются только относительно простые схемы (не больше чем с четырьмя реактивными элементами); поэтому предельно возможная ширина полосы частот компенсации не достигается. сложнее схема и чем меньше гран Чем граничная окружность, тем точнее должна быть рассчи-тана схема. Небольшие ошибки в расчете или небольшие отклонения Z2 от принятых в расчете величин существенно уменьшают ожидаемый эффект компенсации или совсем его уничтожают. Самые простые компенсационные схемы, содержащие по крайней мере два реактивных элемента, характеризуются петле-образной кривой **Z**₁, как показано на рис. 3-68, причем петля обычно имеет пересечение в точке R₁₀ и при хорошем расчете касается граничной окружности в точке поворота (компенсация 1-го порядка). Компенсационные схемы 2-го порядка содержат по крайней мере четыре реактивных элемента и характери-зуются двойной петлей внутри граничной окружности. Петлевые кривые с ростом частоты всегда обегаются по часовой стрелке. Если требуется рассчитать такую схему по теории линейных схем, то нужно заданное Z₂ в предполагаемом частотном диапазоне компенсации достаточно точно представить эквивалентной схемой из активных сопротивлений, катушек и конденсаторов. Затем нужно применить правила составления компенсационных схем. Нужно стараться, однако, составить возможно более простую эквивалентную схему, чтобы найти наиболее простую компенсационную схему.

Компенсация 1-го порядка с двумя ре-активностями [Л. 1b, 25, 26]. Это простей-ший и относительно наглядный случай, поэтому он применяется в практике. Чтобы выяснить возможности схемы компенсации. строят так называемую обратную диаграмму. На рис. 3-69 дан пример такой диаграммы лля схемы из двух реактивных сопротивлений L и C. Основная мысль: конечной точкой трансформации должна быть точка R₁₀. При заданных f, L и C схема трансформирует (см. § 3-14) сопротивление Z'₂ в R₁₀. Если при постоянных значениях L и C изменять частоту, то Z₂ описывает кривую, именно кривую тех сопротивлений, которые данной схемой могут быть трансформированы в постоянную величину R₁₀. Если сделать расчет для всех возможных комбинаций L и C, то можно выяснить, совпадает ли одна из этих кривых **Z**₂ в заданной полосе частот с заданной кривой Z₂, т. е. пригодна ли данная схема для компенсации. Чтобы такие широкие исследования провести с наименьшей затратой времени, можно строить диаграммы, подобные показанным в примере рис. 3-69, по следующим принципам: все сопротивления делят на R₁₀ и тем самым делают диаграмму пригодной для всех величин R10. Частные R2/R10 и X₂'/R₁₀ являются относительными составляющими $\mathbf{Z}_{2}'; R_{2}/R_{10}$ и X_{2}/R_{10} язляются относи-тельными составляющими заданного $\mathbf{Z}_{2};$ $X_L/R_{10} = \omega L/R_{10}$ и $X_C/R_{10} = \frac{1}{\omega CR_{10}}$ являются относительными реактивными сопротивлениями схемы. Жирные кривые рис. 3-69 с параметром X_LX_C/R²₁₀ являются кривыми зависимости от частоты \mathbf{Z}_2'/R_{10} при заданных L и C. Тонкие кривые с параметром X_L/R₁₀ позволяют сделать отсчет частоты, соответствующей любой точке кривых Z₂ /R₁₀ при заданном L. На эту диаграмму наносят кривую Z₂/R₁₀ и если схема вообще подходит для компенсации, то может быть построена кривая \mathbf{Z}'_{2}/R_{10} , которая, как показано на рис. 3-70, пересекает заданную кривую Z₂/R₁₀ в двух близких друг к другу точках А и В. причем направление возрастания частоты на обеих кривых должно быть одинаковым. В точках А́ и В схема трансформирует Z₂ в R₁₀ (точка пересечения петли). Во всех других точках



1Рис. 3-69. Обратная диаграмма схемы компенсации из L и C.



Рис. 3-70. Условие компенсации.

Z₂ и **Z**₅ различны. Чем больше расстояние между кривыми, тем больше отклонение Z₁ от коминальной величины R₁₀. Части кривых между А и В воспроизводят петлю рис. 3-68. В точках А и В делается отсчет параметров $X_L X_C / R_{10}^2$ и X_L / R_{10} . Если течкам А и В соответствуют частоты f_A и f_B, то получаются четыре уравнения для пяти неизвестных f_A , f B, L, C и R 10, из которых только одно, следовательно, можно выбрать произвольно, если хотят осуществить компенсацию с помощью двух реактивных сопротивлений. Если хотят иметь большее число свободно выбираемых величин, то нужно взять больше двух реактивных сопротивлений и графические методы становятся трудными.

Компенсационные схемы с потерями. Если в схеме имеются активные сопротивления, то принципиально любое Z₂ можно компенсировать для любой полосы частот [Л. 29], не схема потребляет тогда активную мощность, причем потребляемая мощность возрастает с ростом ширины полосы. Потребление мощности вообще тоже частотно-зависимо, так что и выходная мощность схемы зависит от частоты. Можно так рассчитать схему, чтобы в желаемой полосе частот потребление мощности было примерно постоянно. Но тогда в схеме должно быть по крайней мере два активных сопротивления и активная мощ-Практически реализуемы возрастает. ность только схемы с малым числом элементов. Приближенно можно считать, что при незначительных потерях активной мощности всегда можно получить вдвое бо́льшую полосу, чем при компенсации без потерь. Из простейших схем изображенные на рис. 3-71 наиболее пригодны, так как кривые \mathbf{Z}_2' их обратных диаграмм имеют такую кривизну, которая чаще всего требуется в практике (ср. объяснения к кривой Z₂ рис. 3-68) [Л.30]. Кривые Z_{2} суть окружности, причем R_{10} на рис. 3-71, aлежит слева на действительной оси и радиус окружности равен $\frac{R^{*2}}{R+R^*}$. На рис. 3-71,6 R_{10}


Рис. 3-71. Схема компенсации с одним активным сопротивлением.

лежит справа на действительной оси и радиус окружности равен R. Путем выбора R можно согласовать окружность с кривизней Заданной кривой Z₂, а путем выбера L и C получить требуемую частотную характеристику. Чем больше окружность, тем больше потери активной мощности в компенсационной схеме. Схема рис. 3-71,а имеет на резенансней частоте минимум потерь, схема рис. 3-71,б максимум потерь. Применение обеих схем вместе дает возможность осуществить схему с приблизительно частотно-независимым потреблением мощности [Л.30].

Компенсационные схемы с длинными линиями рассмотрены в § 5-14.

3-17. ШИРОКОПОЛОСНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ

Схемы трансформации (см. § 3-14) являются частетно-зависимыми, т. е. при изменении частоты нужно изменять L и C. Если требуется осуществить частотно-независимую трансформацию, то нужно схемы, приведенные в § 3-14, дополнить компенсационными схемами, приведенными в § 3-16. Широкополосные трансформаторы 1-го порядка, состоящие из четырех реактивных сопротивлений, дают петлю **Z**1, как показано на рис. 3-68.



Рис. 3-72. Широкополосный трансформатор.

Ширекополосные трансформаторы 2-го порядка с шестью реактивными сопротивлениями дают две петли на кривой Z_1 , но на высоких частотах из-за неточностей расчета и полей рассеяния выполнение их затруднительно. Ниже рассматриваются только схемы (рис. 3-72), которые трансформируют активное частотно-независимое сопротивление R_2 в активное сопротивление R_1 .

Широкополосные трансформаторы из четырех реактивных сопротивлений [Л. 1b, 25, 26]. На рис. 3-73 показаны схемы четырехполюсников из двух реактивных сопротивлений — индуктивности L и емкости C, единственно подходящие для поставленной задачи. Если соединить два таких четырехполюсника, как показано на рис. 3-72, то можно получить



Рис. 3-73. Четырехполюсники из одной индуктивности и одной емкости.

комбинации, перечисленные в табл. 3-4 и 3-5, образующие широкополосный трансформатор. Наиболее широкую полосу при оптимальных параметрах и заданном отношении трансформации R_1/R_2 дают схемы, соответствующие 1-й и 2-й строке обеих таблиц (рис. 3-74).



Рис. 3.74. Оптимальные широкополосиые трансформаторы для случая $R_1 > R_2$.

В таблицах указано, как велика ширина полосы других схем, если наибольшую возможную ширину полосы принять за 100% [Л. 31]. Для схем, соответствующих 1-й и 2-й строкам, достижимую ширину можно полосы 3-75, причем определить по рис. ошибка трансформации ΔZ_1 определяется по yp.







Рис. 3-75. Ширина полосы Δf трансформатора, выполненного по схеме рис. 3-74.

(3-166), а относительная ширина полосы — в соответствии с рис. 3-68.

Формулы для расчета схем рис. 3-74 при •тношении $n=R_1/R_2>1$ известны [Л. 25]. Для средней частоты полосы компенсации f_m реактивные сопротивлений равны:

$$X_1 = R_2 \sqrt{\sqrt{n-1}}; \qquad (3-167)$$

$$X_2 = R_2 \sqrt{\frac{n}{\sqrt{n-1}}};$$
 (3-168)

$$X_3 = R_1 \sqrt{n(\sqrt{n-1})};$$
 (3-169)

$$X_4 = R_2 \frac{n}{\sqrt{\frac{n}{1-1}}}.$$
 (3-170)

Если $R_2 > R_1$, то применяются схемы рис. 3-74 с взаимной заменой входа и выхода, причем и в формулах взаимно заменяются R_1 и R_2 . Другие схемы рассматриваются с помощью графического метода, изложенного в [Л. 1b, 25].

Таблица 3-4

Широкополосная трансформация при R₁>R₂ (рис. 3-72 и 3-73)

	Четырехпо-	Четырехпо-	Ширина
	люсник 1	люсник II	полосы
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12	a c a c h k u c i j	с а с е е и с g g а с	100% 106% 85% 65% 65% 65% 65% 65% 37% 37% 37%

Можно получить дальнейшие схемы широкополосных трансформаторов, если один или оба четырехполюсника рис. 3-72 заменить отрезком линии соответствующей длины и с соответствующим волновым сопротивлением.

Широкополосная трансформация				
при R ₁ <r<sub>2</r<sub>				
(ри с. 3-72 и 3-73)				

	Четырехпо-	Четырехпо-	Ширина
	люсник 1	люсник II	полосы
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12	b d b d e e b d g g b d	d b b d b d h h b d f j	100% 101% 85% 65% 65% 65% 65% 37% 37% 37%

Длины отрезков линий для схем рис. 3-73, a, b, e, f примерно равны $\lambda/4$, a для схем рис. 3-73, c и h — примерно $\lambda/2$. См. также: § 5-14 [Л. 1 c].

3-18. ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

Фазовращателем является четырехполюсник, который включается перед нагрузкой Z_2 (рис. 3-76) и создает сдвиг фазы δ_I между токами I_2 и I_1 или δ_U между напряжениями U_2 и U_1 . Знак вытекает из правила, что δ_I есть всегда фаза I_2 за вычетом фазы I_1 , а δ_U есть фаза U_2 за вычетом фазы U_1 . Положительный сдвиг фазы относительно входа четырехполосника.



Рис. 3-76. Фазовращатель.

Сдвиг фазы с помощью последовательного сопротивления. Если четырехполюсник рис. 3-76 состоит из одного последовательного сопротивления Z (рис. 3-77), то всегда $\delta_I = 0(\mathbf{I}_1 = \mathbf{I}_2)$ и сдвигается только фаза напряжения. Искомая разность фаз д, есть угол между векторами Z_2 и $Z_1 = Z_2 + Z$ (входное сопротивление четы рехполюсника); δ₁₁ положительно, если (рис. 3-77) фазовый угол Φ_2 вектора Z_2 больше, чем фазовый угол Φ_1 вектора \mathbf{Z}_1 [Л. Ib], т. е. если вращение от \mathbf{Z}_2 к \mathbf{Z}_1 происходит по направлению часовой стрелки. Если диаграмма строится на плоскости проводимостей, то б_U также лежит между векторами ${f Y}_2 = 1/{f Z}_2$ и ${f Y}_1 = 1/{f Z}_1$, но δ_U положителен, если вращение от У2 к У1 происходит против часовой стрелки.

Сдвиг фазы с помощью параллельного сопротивления. Если четырехполюсник рис. 3-76 состоит из параллельной проводимо сти Y, как показано на рис. 3-78, то $\delta_U = 0$ ($U_1 = U_2$) и сдвигается только (фаза тока. Искомая разность фаз δ_I есть угол между векторами Z_2 и Z_1 (входное сопротивление четырехполюсника); δ_I положителен, если фазовый угол Φ_2 вектора Z_2 меньше, чем фазовый угол Φ_1 вектора Z_1 (I. 1b), т. е., если вращение происходит от Z_2 к Z_1 против часовой стрелки. Если векторы нанесены на плоскости проводимостей (рис. 3-78), то δ_I лежит между век-





Рис. 3-78. Сдвиг фазы тока с помощью параллельного сопротивления.

тором $Y_2 = 1/Z_2$ и вектором $Y_1 = Y_2 + Y = 1/Z_1$, причем δ_1 положителен, сли вращение происходит от $Y_2 \ltimes Y_1$ по направлению часовой стрелки.

Фазовращатель без потерь для применения на высоких частотах выполняется обычно, как показано на рис. 3-79, из реактивных сопротивлений, причем сопротивления включаются попеременно последовательно и параллельно. Каждое из этих реактивных сопротивлений можно рассматривать как четырехполюсник согласно рис. 3-77 или 3-78.



Рис. 3-79. Сдвиг фазы с помощью реактивных сопротивлений.

Последовательные реактивные сопротивления сдвигают только фазу напряжения, а параллельные—только фазу тока. Величина фазового сдвига определяется трансформацией сопротивления каждого частичного четырехполюссика каждого частичного четырехполюстивне каждого частичного четырехполюстивления каждого частичного четырехполюстивления каждого частичного четырехполюстивления в б 3-14. Четырехполюсники I и III дают сдвиги напряжения путем трансформацию Z_2 в Z_1 и Z_{II} в Z_{III} . Четырехполюсники II и IV дают сдвиги токов путем трансформации Z_1 в Z_{II} и Z_{III} в Z_{IV} .

Фазовращатель из L и C. Если в схеме рис. 3-79 Z_2 также является чисто реактивным сопротивлением, то можно получать только фазовые скачки на 180° (см. § 3-13). Для всех других фазовых углов нужно иметь в схеме по крайней мере одно активное сопротивление. Для этого целесообразно в качестве нагрузки Z_2 схемы рис. 3-76 взять активное сопротивление R_2 . Простейший фазовращатель получается, если все последовательные сопротивления взять одного вида (например, индуктивности), а все параллельные сопротивления тоже одного вида, но с противоположным знаком (например, емкости). На рис. 3-80



Рис. 3-80. Фазовращатель из L и C.

показан очень простой пример фазовращателя из L и C и путь трансформации (см. § 3-14) с точками Z_1 и Z_{11} , соответствующими рис. 3-79, и фазовыми углами. Когда входное сопротивление схемы активно, то $\delta_I = \delta_{IJ}$.

Нетрансформирующие фазовращатели [Л. lb] суть симметричные четырехполюсники из трех реактивных сопротивлений, удовлетворяющих ур. (3-154) или (3-156). Входное сопротивление такого четырехполюсника равно R_2 . Схемы их совпадают с показанными на рис. 3-85. Волновое сопротивление четырехполюсника согласно ур. (3-175) или (3-178) должно быть равно R_2 . Для определения сдвига фазы применимо ур. (3-177), которое для схемы рис. 3-85, а имеет вид:

$$\delta_I = \delta_{II} = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} B^* R_2, \qquad (3-171)$$

а для схемы рис. 3-85,б

$$\delta_I = \delta_U = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{X^*}{R_2}. \qquad (3-172),$$

Обе эти формулы представлены графически на рис. 3-81. Такие фазовращатели не изменяют абсолютных величин тока и напряжения в ур. (3-87). На рис. 3-82 показан известный пример: четырехполюсник трансформирует R_2 в \mathbf{Z}_1 , затем через \mathbf{Z}_1 обратно в R_2 . Имеем

$$\delta_1 = \delta_U = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \omega CR_2 = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \sqrt{R_2^2 \frac{C}{L} - 1}.$$

(3-173)

Волновое сопротивление схемы рис. 3-82 равное

$$\boldsymbol{Z}_{L} = \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{1}{1 - \omega^{2} L C}, \qquad (3.174)$$

представлено графиком рис. 3-83.





Рис. 3-81. Сдвиг фазы; к ур (3-171) и (3-172).



Рис. 3-82. Нетрансформирующий фазовращатель.

По заданным ω , L, C и R_2 из этого графика определяется Z_L/R_2 . Эта фуикция при постоянных ω , L, R_2 имеет минимум, когда $\omega^2 LC = 0.5$; величина минимума равна $Z_{LMHH} = \sqrt{\frac{L}{2C}}$. Штрих-пунктирные кривые дают фазовый сдвиг *b* этого четырехполюсника в угловых градусах. При минимуме Z_L всегда $b = 90^\circ$.

В показанной на рисунке области, примыкающей к прямой $Z_L/R_2 = 1$, фазовый сдвиг b с достаточной точностью равен искомому $\delta_I = \delta_U$.

Если нужно иметь регулируемый фазовращатель, то надо L и C изменять одновременно таким образом, чтобы сохранялось ра-



Рис. 3-83. Графическое решение ур. (3-174).



Рис. 3-84. Ширина полосы н фазовый угол *п* включенных цепочкой четырехполюсникоз рис. 3-82). Числа на кривых указывают *п*.

венство Z_L = R₂, т. е. чтобы была применима прямая $Z_L/R_2 = 1$ (рис. 3-83). Однако, так как кривые Z_L имеют минимум, можно приближенно считать L постоянной, а переменной только C, пока Z_L не отклоняется от номинального значения R₂ больше чем на 10% (область между пунктирами на рис. 3-83). Таким образом, целесообразно при расчете считать приблизительно $\omega L/R_2 = 0.5$; среднее значение C приблизительно дается выражением $\omega CR_2 = 1$. Если емкость C изменять в пределах ± 50 % от среднего значения, то возникает сдвиг фа-зы примерно на ± 30° [Л. 25]. Если требуется регулировка фазы в более широких пределах, надо включать несколько таких четырехполюсников цепочкой. Такое устройство согласно предыдущему и при постоянной L и переменной С является широкополосиым, т. е. относительно нечувствительно к изменениям частоты. На рис. 3-84 приведены возможные фазовые сдвиги для *n* включенных цепочкой четырехполюсников, показанных на рис. 3-82, если задано, чтобы входное сопротивление Z, не отклонялось больше чем на 15% от номинального значения R2; здесь fo является верхней, а f_{μ} нижней границей допустимой полосы частот [Л. 25].

3-19. ПРОСТЫЕ ФИЛЬТРЫ

Фильтры, задачей которых является пропускать определенные частоты, а другие задерживать, известны в технике высокой частоты преимущественно в виде резонансполосовы х фильтров, ных которые подробно рассмотрены в § 14-7 ÷ 14-10. Другие виды фильтров на высоких частотах применяются сравнительно редко, в частности потому, что удовлетворительное изготовление сложных фильтров затруднительно; причина лежит в малой точности деталей и элементов схемы, неизбежной реактивности подводящих проводов и в наличии полей рассеяния. Симнижних чаметричные фильтры



Рис. 3-85. Схемы фильтров.

верхних частот, полосо-CTOT. вые И заградительные полософильтры из реактивных сопротиввые лений нашли широкое применение. Эти фильтры рассматриваются далее в схемах включения, показанных на рис. 3-85, причем нагрузка и внутреннее сопротивление источнисчитаются активными. Основные схемы ка фильтров приведены в табл. 3-6 [Л. 2, 18а, 19а]. Реактивные сопротивления считаются не имеющими потерь, катушки — не обладающими собственной емкостью, а конденсаторы индуктивности. Практически не имеющими выполненные фильтры при частотах больших, чем утроенная граничная частота, обнаруживают иекоторые отклонения от приводимых далее величин, так как упомянутые условия в этом случае уже полностью не соблюдаются.

Волиовые параметры фильтров. Для схемы рис. 3-85, а волновое сопротивление

$$\mathbf{Z}_{L} = \sqrt{\frac{X^{*}}{B^{*}}(1 - X^{*}B^{*})}.$$
 (3-175)

 Z_L действительно (в полосе пропускания), если $X^*B^* < 1$, и чисто мнимо (в полосе заграждения), если $X^*B^* > 1$.

Условие

 $X^*B^* = 1$ (3-176)

определяет критическую частоту f_k (часто называемую также граничной частотой) фильтра (см. табл. 3-6, строка 7). Для коэффициента распространения имеем:

th
$$\mathbf{g} = \frac{\sqrt{X^*B^*(X^*B^*-1)}}{X^*B^* - \frac{1}{2}}$$
 (3-177)

Если $X^*B^* < 1$, то $\mathbf{g} = jb$ чисто мнимо (в полесе пропускания); если $X^*B^* > 1$, то $\mathbf{g} = a$ действительно (в полосе заграждения). Для схемы рис. 3-85,6 имеем:

$$Z_{L} = \sqrt{\frac{X^{*}}{B^{*}} \frac{1}{1 - X^{*}B^{*}}}.$$
 (3-178)

Полосы пропускания и заграждения разделяются критической частотой, определяемой ур. (3-176). Коэффициент распространения g определяется ур. (3-177). Величины $\sqrt{\frac{X^*}{B^*}}$ и



Рис. 3-83. Диаграмма входных сопротивлений или входных проводимостей фильтров (числа на кривых величина F из табл. 3-6, строка 6).

V X*B* определяются по ф-лам табл. 3-6, строки 5 и 6.

Частный случай, когда

$$R_i = R_2 = \sqrt{\frac{X^*}{B^*}}.$$
 (3-179)

Этот случай часто встречается при применении фильтров в технике высокой частоты |Л. 1,b, 2a]. Если R_2 и критическая частота f_k (или частоты f_{k1} и f_{k2}) даны, то по ф-лам табл. 3-6, строка 9 можно определить все *L* и *C*. Величина *F* (строка b) дает возможность произвести графический расчет по кривым рис. 3-86 ÷ 3-90; особенно важны равенства:

$$X^*(f_k) = R_2; X^*(f) = R_2F;$$
 (3-180)

$$B^*(f_k) = \frac{1}{R_2}; \ B^*(f) = \frac{F}{R_2}.$$
 (3-181)

На рис. 3-86 дана кривая 1, по которой можно определить приведенное входное со противление \mathbf{Z}_1/R_2 (координаты R_1/R_2 и X_1/R_2) или приведенную входную проводимость \mathbf{Y}_1R_2 (координаты G_1R_2 и B_1R_2) по правилам строки 10 табл. 3-6. Эта кривая представляет изменение \mathbf{Z}_1 или \mathbf{Y}_1 в зависимости от частоты, причем частоту, соответствующую каждой точке кривой, можно определить из выражения частотного фактора $F = \sqrt{X^*B^*}$, как указано в строке 6 табл. 3-6. Для токов и напряжений, обозначенных в схемах рис. 3-85, справедливы ур. (3-102). Без фильтра на R_2 поступает максимальная активная мощность согласно ур. (3-49):

$$P_{\rm Makc} = \frac{1}{8} \frac{U_L^2}{R_2}.$$
 (3-182)

Основные схе

1	Тип фил⊾тра	Нижних частог П	Нижних частот Т	Верхних частот П	Верхних частот Т
2	Схема				
3	$B^* =$ (рис. 3-85) $= \frac{F}{K_2}$	ωC		-	1 mL .
4	X* =. (рис. 3-85) = R ₂ ·F	ωL			$\frac{1}{\omega C}$
5	$R_2 = \sqrt{\frac{\overline{X^*}}{\overline{B^*}}}$	$V^{\frac{L}{c}}$		V	
6	V X*B = F (f) Частотный фактор	$\omega V \overline{LC} = \frac{f}{f_k}$		$-\frac{1}{\omega \sqrt{LC}}$	$=-\frac{f_k}{f}$
7	<i>f _k</i> при Х*В* = 1	$\frac{1}{2\pi \sqrt[4]{LC}}$		2π β	TLĒ

Полосовой Т

Заградительный II

мы фильтров

Полосовой П

Заград ительный Т

$$\frac{c_{2}/2}{c_{1} \notin c_{1} \# c_{2}} \frac{c_{2}}{c_{2} \#$$



На нагрузке R_2 возникает максимальное напряжение $U_{\text{макс}} = \frac{1}{2} U_L$ и проходит максимальный ток $I_{\text{макс}} = U_{\text{макс}}/R_2$. При наличии фильтра проходящая через него активная мощность P определяется из диаграммы рис. 3-14, на которой центры окружностей (внутреннее сопротивление активно) лежат на действительной оси. Напряжение и ток на нагрузке равны:

$$U_2 = \sqrt{2R_2P}; I_2 = \sqrt{2P/R_2}.$$
 (3-183)

Затухание, характеризующее фильтр, определяется выражением

$$a_{F}[\mu en] = \ln \frac{U_{\text{MAKC}}}{U_{2}} = \ln \frac{I_{\text{MAKC}}}{I_{2}} = \frac{1}{2} \ln \frac{P_{\text{MAKC}}}{P} =$$
$$= \frac{1}{2} \ln \frac{4\frac{R_{1}}{R_{2}}}{\left(1 + \frac{R_{1}}{R_{2}}\right)^{2} + \left(\frac{X_{1}}{R_{2}}\right)^{2}}.$$
(3-184)

Отношение $P/P_{\text{макс}}$ можно определить, взяв значение Z_1/R_2 из кривых рис. 3-86 и подставив его в диаграмму рис. 3-14. На этой диаграмме центры окружностей постоянной активной мощности лежат на действительной оси, а точка J рис. 3-14 совпадает с точкой J рис. 3-86. Для приведенной проводимости Y_1R_2 применимы та же диаграмма активной мощности и такой же порядок отсчета. Приведенный иа рис. 3-87 график величины a_F (кривая I) пригодеи поэтому для всех фильтров табл. 3-6 при условии (3-179), причем величина F в строке 6 является нортров нижних частот F прямо пропорциональна частоте, для фильтров верхних частот обратно пропорциональна частоте. В полосе заграждения при значительном удалении от критической частоты приблизительно справедливо

$$a_F[\text{Hen}] = 3 \ln F.$$
 (3-185)

Пунктирная вертикальная прямая соответствует критической частоте. Если включить § 3-19]

Продолжение табл. 3-6

	Полосовой 11	Полосовой Т	Заградительны і П	Заградительный Т
$\frac{U_2}{U_{Manc}} = \frac{2\Delta f_{R}}{f_{R1} f_{R2} f_{R2}}$			<u>Uz</u> Иманс fri	the tree t
$L_1 = \frac{R_2}{2\pi f_R} \left(\frac{f_{k2}}{f_R} - \frac{f_R}{f_{k2}} \right) \approx \frac{R_2 \Delta f_k}{\pi f_R^2}$			$L_1 = \frac{R_2}{2\pi f_R} \frac{1}{\frac{f_{R2}}{f_R}}$	$\frac{1}{-\frac{f_R}{f_{k2}}} \approx \frac{R_2}{4\pi\Delta f_k};$
$C_1 = \frac{1}{2\pi f_R R_2} \frac{1}{\frac{f_{k2}}{f_R} - \frac{f_R}{f_{k2}}} \approx \frac{1}{4\pi R_2 \Delta f_k}$			$C_1 = \frac{1}{2\pi f_R R_2} \left(\frac{f_k}{f_R} \right)$	$\left \frac{f_R}{f_{k2}}\right \approx \frac{\Delta f_k}{\pi R_2 f_R^2}.$
$L_2 = \frac{R_2}{2\pi f_R} \frac{1}{\frac{f_{k2}}{f_R} - \frac{f_R}{f_{k2}}} \approx \frac{R_2}{4\pi \Delta f_R}$			$L_2 = \frac{R_2}{2\pi f_R} \left(\frac{f_{k2}}{f_R} \right)$	$-\frac{f_R}{f_{k2}}\bigg)\approx\frac{R_2\Delta f_k}{\pi f_R^2}.$
$C_2 = \frac{1}{2\pi f_R R_2} \left(\frac{f_{k2}}{f_R} - \frac{f_R}{f_{k2}} \right) \approx \frac{\Delta f_k}{\pi R_2 f_R^2}$			$C_2 = \frac{1}{2\pi f_R R_2} \frac{1}{\frac{f_{k2}}{f_R}}$	$\frac{1}{\frac{f_R}{f_{k2}}} \approx \frac{1}{4\pi R_2 \Delta f_k}$
	Для f < f _R	Для f < f _R	Для f < f _R	Для f < f _R
п:	$-\frac{Z_1}{R_2}$	$T: -Y_1R_2$	$11: \frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{R}_2}$	'T: Y ₁ R ₂
	Для f > f _R	Для f > f _R	Для f > f _R	Для f>f _R
II:	$\frac{Z_1}{R_2}$	T: Y1R2	$\Pi: -\frac{Z_1}{R_2}$	T: $-Y_1R_2$



Рис. 3-87. Затухание фильтров: простого (1) и двойного (2), согласно ур. (3-184).

два одинаковых фильтра цепочкой, то приведенное входное сопротивление определяется кривой 2 рис. 3-86, а затухание a_F — кривой 2 рис. 3-87. При увеличении числа фильтров в цепочке переход между областями пропускания и заграждения делается все круче [Л. 2а], но только в том случае, если все фильтры точно одинаковы.

Влияние внутрениего сопротивления источника. На рис. 3-88 даны значения a_F для случаев $R_i = 0$, $R_i = R_2$, $R_i = \infty$. Из рисунка видно, что при $R_i = R_2$ получается наиболее равномерная кривая пропускания. $R_i =$ = 0 означает постоянство входного напряжения U_1 и согласно ур. (3-102)

$$a_F[\text{Hen}] = \ln \frac{U_1}{U_2} = \frac{1}{2} \quad \ln \frac{G_2}{G_1} = -\frac{1}{2} \ln G_1 R_2.$$
(3-186)

 $R_i = \infty$ означает постоянство входного тока I_1 , поэтому согласно ур. (3-102)



Рис. 3-88. Затухание фильтров с различными R_{i} . $I - R_{i} = \infty$ для Т-образного звена, $R_{i} = 0$ для П-образного звена; $2 - R_{i} = R_{2}$; $3 - R_{i} = \infty$ для П-образного звена, $R_{i} = 0$ для Т-образного звена.

$$a_{F}[Hen] = \ln \frac{I_{1}}{I_{2}} = \frac{1}{2} \ln \frac{R_{2}}{R_{1}} = -\frac{1}{2} \ln \frac{R_{1}}{R_{2}}.$$
(3-187)

Отрицательное значение a_F означает, что $U_2 > U_{\text{макс}}$. При активных значениях R_i любой величины кривые a_F лежат между кривыми рис. 3-88. Кривые затухания фильтров могут существенно измениться из-за резонансных явлений, обусловленных значительными реактивными составляющими R_i ; поэтому их следует избегать.

Отклонения от нормального расчета, приведенного в табл. 3-6. Кривая / рис. 3-89 по-



Рис. 3-89. Днаграммы входных сопротивлений или входных проводимостей фильтров при отклонении реактивных сопротивлений их элементов от номинала. *I* — нормальные значения по табл. 3-6; 2 — П-образная схема, X^{*} увеличено на 50%; 3 — П-образная схеема, X^{*} уменьшено на олну треть (числа на кривых величина F из табл. 3-6; строка 6).

вторяет кривую 1 нормального фильтра рис. 3-86. Если в П-образной схеме продоль-ное сопротивление X* или в Т-образной схеме поперечную проводимость В* увеличить на 50% сравнительно с нормальной расчетной величиной, то получается кривая 2 рис. 3-89. Если же упомянутые элементы уменьшить на треть, то получается кривая 3. одну треть, то получается кривая 3. На рис. 3-90 показаны соответствующие отклонения затухания. Эти операции действуют так же, как сдвиг критической частоты. Кривая 3 рис. 3-89 образует петлю, которая вторично проходит через точку 1 и для значения F=0,7 еще раз дает величину a_F =0. Такие кривые подходят для фильтров, у которых стремятся получить входное сопротивление в полосе пропускания по возможности независящим от частоты и остающимся примерно равным R₂. Если задаться частотой *f*₀, при которой Z₁ должно совпадать с R₂, и определить величины X_0^* и B_0^* для частоты f_0 нормальным расчетом по табл. 3-6, то из ур. (3-154) получим



Рис. 3-90. Затухание фильтров (к диаграмме рис. 3-89),

для схемы рис. 3-85, а скорректированное выражение

$$B^{\bullet} = B_{0}^{\bullet} - \frac{1}{1 + \left(\frac{\chi_{0}^{\bullet}}{R_{2}}\right)^{2}}, \qquad (3-188)$$

а для схемы рис. 3-85,6 из ур. (3-156) скорректированное выражение

$$X^{\bullet} = X_0^{\bullet} \frac{1}{1 + (B_0^{\bullet} R_2)^2}.$$
 (3-189)

Дополнительные точки бесконечного затухания в полосе запирания [Л. 2a, 18b, 19a]. Если поперечную проводимость В* дополнить реактивным сопротивлением, которое в полосе запирания для некоторой частоты f_∞ создает нулевое значение проводимости В*, то кривая затухания получает на этой частоте бесконечно большое значение, как показано на рис. 3-91, кривая 2. То же самое можно получить, если в продольное сопротивление Х* дополнительно включить реактивное сопротивление, которое в полосе запирания на частоте 100 имеет бесбольшую величину. Подробнее см. конечно § 3-12 и 3-13. Обычно при этом затухание в полосе пропускания стачовится меньше (т. е.

Таблица 3-7

Нецеры и децибелы

Непер	Децибел	Отношение иапряжений А2/А1	Отношение мощностей <i>Р</i> ₉ / <i>Р</i> ₁	
0,02	0.174	1,020	1,041	
0,04	0.348	1,041	1,083	
0,06	0.522	1,032	1,128	
0,08	0.693	1,083	1,174	
0,10	0.870	1,105	1,221	
0,12	1.04	1,128	1,271	
0,14	1.22	1,150	1,323	
0,16	1.39	1,174	1,377	
0,18	1,57	1,197	1,43 3	
0,20	1,74	1,221	1,491	
0,25	2,17	1,28	1,65	
0,30	2,61	1,35	1,82	
0,35	3,04	1,42	2,01	
0,40	3,48	1,49	2,23	
0,45	3,92	1,57	2,46	
0,50	4,35	1,65	2,72	
0,55 0,60 0,65 0,70 0,75 0,80 0,85 0,90	4,78 5,22 5,65 6,09 6,52 6,96 7,40 7,83	1,73 1,82 1,92 2,01 2,12 2,23 2,34 2,34 2,46	3,00 3,32 3,67 4,06 4,48 4,95 5,47 6,05	
0,95	8,26	2,59	6,69	
1,00	8,69	2,72	7,39	
1,1	9,57	3,00	9,0	
1,2	10,4	3,32	11,0	
1,3	11,3	3,67	13,5	
1,4	12,2	4,06	16,4	
1,5	13,1	4,48	20,1	
1,6	13,9	4,95	24,5	
1,7	14,8	5.47	30,0	
1,8	15,7	6.05	36,6	
1,9	16,5	6.69	44,7	
2,0	,7,4	7.39	54,6	
2,2	19,1	9.0	6 1,5	
2,4	20,9	11.0	121	
2,6	22,6	13.5	181	
2,8	24,4	16.4	270	
3,0	26,2	20,1	403	
3,2	27,9	24,5	602	
3,4	29,6	30,0	898	
3,6	31,3	36,6	1 339	
3,8	33,1	44,7	1 998	
4,0	34,8	54,6	2 981	
4,5	39,2	90	8,10 • 10 ³	
5	43 ,5	148	2, 20 • 10 ⁴	
5,5 6 7 7,5 8 8,5 9	47,8 52,2 56,6 60,9 65,2 69,6 74,0 7 8,3	245 403 665 1 096 1 808 2 980 4 914 8 103	5,98.104 1,63.105 4,43.105 1,20.106 3,26.106 8,88.106 2,42.107 6,57.1,7	
9,5	82,6	13 359	1,85.108	
10	87,0	22 026	5,04.108	
11	95,7	5,98.104	3,58.109	
12	304	1,63.105	2,76.109	
13	113	4,43.105	2,04.1011	
14	122	1,20.106	1,44.1012	
15	131	3,26.106	1,10.1013	

Соотношение между дб и неп:

1 неп = 8,69 дб; 1 дб = 0,115 неп. (3-193) Табл. 3-7 служит для определения величин децисел, $\frac{A_2}{A_1}$ и P_2/P_1 , если *а* дано в неперах. Табл. 3-8 применяется с подобной целью, если *а* дано в децибелах.

лучше), но в полосе запирания вне точки бесконечного затухания заграждающее действие становится хуже; для сравнения иа рис. 3-91 дана кривая 1 из рис. 3-87. Элементы реактивного сопротивления, которое создает точки бесконечного затухания, целесообразно рассчитывать так, чтобы комбинированное реактивное сопротивление как целое для избранной частоты f₀ полосы пропускания удовлетворя-ло условиям ур. (3-188) или (3-189), т. е. чтобы для частоты f₀ было обеспечено идеальное пропускание. Вместе с тем, это реактивное сопротивление для частоты f_∞ должно быть соответственно бескоравно нулю или нечности. Таким образом, получаются два уравнения для двух неизвестных элементов схемы. Как велико будет в действительности



Рис. 3-91. Характеристика затухания фильтра с точкой бесконечного затухания в полосе заграждения.

затухание в точке бесконечности, зависит от добротности Q получившегося резонансного кснтура, представляющего собой на резонансной частоте чисто активное сопротивление (см. § 3-12). О выполнении более сложных фильтров см. [Л. 2, 18a, 32, 33].

Непер и децибел. Частное а двух амплитуд A₁ и A₂ есть безразмерная величина. Его натуральный логарифм обозначают часто термином н е п е р (сокращенно *неп*). Непер можно рассматривать как безразмерную величину

$$a[\mu en] = \ln \frac{A_2}{A_1}; \quad \frac{A_2}{A_1} = e^{a[\mu en]}.$$
 (3-190)

Если A_1 и A_2 — напряжения или токи одинаковых нагрузок, то отношение активных мощностей в этих нагрузках

$$\frac{P_2}{P_1} = e^{2a \, [nen]}.$$
 (3-191)

Другой величиной этого рода является децибел (сокращенно дб), основанный на десятичных логарифмах; он определяется следующими уравнениями:

$$\frac{P_2}{P_1} = 10^{\frac{1}{10}a \ [\partial 6]}; \quad a \ [\partial 6] = 10 \ \lg \frac{P_2}{P_1} =$$
$$= 20 \ \lg \frac{A_2}{A_1}. \tag{3-192}$$

[Разд. 3

Таблица 3-8 Неперы и децибелы

	-		
Децибел	Непер	Отношение напряжений А₂/А₁	Отношение мощностей P ₂ /P ₁
0,2	0,023	1,02	1,05
0,4	0,045	1,05	1,10
0,6	0,069	1,07	1,15
0,8	0,092	1,10	1,20
1,0	0,115	1,12	1,25
1,2	0,138	1,15	1,32
1,4	0,161	1,17	1,38
1,6	0,184	1,20	1,44
1,8 2,0 2,5 3,5 4 4,5 5	0,207 0,230 0,287 0,345 0,403 0,460 0,518 0,575	1,23 1,26 1,34 1,41 1,50 1,58 1,68 1,78	1,51 1,58 1,78 1,99 2,24 2,51 2,81 3,15
5,5 6.5 7,5 8,5 9	0,63 0,69 0,75 0,81 0.83 0,92 0,98 1,04	1,88 1,99 2,11 2,24 2,37 2,51 2,65 2,82	3,55 3,98 4,47 5,01 5,62 6,31 7,08 7,94
9,5	1,09	2,98	8,91
10	1,15	3,15	10,0
11	1,27	3,55	12,6
12	1,38	3,98	15,8
13	1,50	4,47	19,9
14	1,61	5,01	25,1
15	1,73	5,62	31,6
16	1,84	6,31	39,8
17	1,95	7,08	50,1
18	2,07	7,94	63,1
19	2,19	8,91	79,4
20	2,30	10,0	100,0
25	2,88	17,7	3,16+10 ⁹
30	3,45	31,6	10 ³
35	4,03	56,2	3,16+10 ³
40	4,60	100,0	10 ⁴
45	5,2	$ \begin{array}{r} 177\\ 316\\ 562\\ 1000\\ 1,77\cdot10^3\\ 3,16\cdot10^3\\ 5,6\cdot10^3\\ 10^4 \end{array} $	3,16+10 ¹
50	5,8		10 ³
55	6,3		3,16+10 ⁵
60	6,9		10 ⁶
65	7,5		3,16+10 ⁶
7 0	8,1		10 ⁷
7 5	8,6		3,16+10 ⁷
80	9,2		10 ⁸
85	9,8	1,77•104	3,16.10 ⁸
90	10,4	3,16•104	10 ⁹
95	10,9	5,6•104	3,16.10 ⁹
100	11,5	105	10 ¹⁰

Каждые лальнейшие 20 до соответствуют увеличенню напряжения в 10, а мощности в 100 раз.

3-20. КВАРЦЕВЫЕ ФИЛЬТРЫ, КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ

Кристалл как элемент фильтра. В технике связи часто необходимо отдельные частоты или частотные полосы изменять по модулю и фазе. Для этого применяют схемы из индуктивностей и емкостей. Помимо того, что не любое значение величин этих элементов схем может быть достигнуто, v катудва шек индуктивности имеются недоограничивают которые ИХ пристатка. менение, а именно, активное сопротивление Сопротивлением И межвитковая емкость. потерь емкостей по сравнению с активным сопротивлением индуктивностей в большинстве случаев можно пренебречь. Компенсация активного сопротивления не помогает существенно решению вопроса, так как она осущесгвима только для одной частоты. Поэтому не удается изготовить фильтр на полосу относительно более узкую, чем определяемую углом потерь элементов схемы [Л. 35.] Если катушка имеет угол потерь 1%, то достижимая ширина полосы в лучшем случае больше 1%.

Пьезокристаллы имеют примерно в 1000 раз меньшие потери, так что с ними можно получать очень малую ширину полосы. С другой стороны, пьезокристалл имеет фиктивную электрическую схему замещения, состоящую из последовательного контура с параллельным ему конденсатором (рис. 2-166). Величины трех элементов схемы замещения нельзя получать в любых значениях и их приходится выбирать подбором кристаллов и срезов (рис. 2-165). Это свойство предопределяет, что в требованиях к фильтрам целесообразно исходить из свойств кристаллов. Кроме того, особенно при узкополосных фильтрах, нужно иметь в виду, что температурный коэффициент кристалла не очень мал. В случаях широкополосных фильтров имеются трудности из-за наличия боковых резонансов кристалла (рис. 2-162). Согласование с внутренним сопротивлением генератора и нагрузкой из-за высокой фиктивной индуктивности кристалла также затруднительно и часто оказывается возможным только с помощью трансформаторов, так как выполнимы схемы только с низкими или высокими волновыми сопротивлениями с малыми возможностями вариации [Л. 35 с] здесь приходится исходить из свойств кристаллов. Следует еще упомянуть, что несмотря на высокую фиктивную индуктивность, эквивалентная схема кристалла может быть представлена катушками и конденсаторами [Л. 35а]. Однако из-за высоких потерь в катушках практическое воспроизведение ее даже приблизительно невозможно.

Фильтр с одним кристаллом [Л. 35, 36, 55]. Рассмотрим фильтр мостового типа (рис. 3-92); в практике рекомендуется применять изображенную там же эквивалентную ему дифференциально-мостовую схему. Зависимости реактивных сопротивлений плеч моста X_1 и X_2 от частоты $f(\omega=2\pi f)$ имеют вид:

$$X_{1} = \frac{1}{\omega C_{1}} \cdot \frac{f^{2} - f^{2}_{3s}}{f^{2}_{3p} - f^{2}}; \quad X_{2} = -\frac{1}{\omega C_{0}} \quad (3-194)$$

и показаны на рис. 3-93 с заштрихованными полосами заграждения. Полоса пропускания лежит между частотами f_1 и f_2 , совпадаю



Рис. 3-92. Мостовая схема кристаллического фильтра и эквивалентная дифференциально-мостовая схема.



Рис. 3-93. Заянисимость реактивных сопротивлений плеч моста (рис. 3-92) от частоты.

щими с последовательной f_{3s} и параллельной f_{3p} резонансными частотами кристалла. Для них справедливы уравнения:

$$f_{1}^{2} = f_{3s}^{2} = \frac{1}{4\pi^{2}L_{s}C_{s}};$$

$$f_{2}^{2} = f_{3p}^{2} = \frac{1}{4\pi^{2}L_{s}C_{s}} \left(1 + \frac{C_{s}}{C_{1}}\right)$$

$$= f_{3s}^{2} \left(1 + \frac{C_{s}}{C_{1}}\right). \quad (3-195)$$

Четыре величины L_3 , C_3 , C_1 и C_0 определяются по нагрузочным сопротивлениям R, с которыми фильтр должен быть согласован, и по заданным граничным частотам f_1 и f_2 . Кроме того, можно выбрать еще частот у бесконечного затухания f_0 (полярная точка затухания). Частоту нулевого затухания f_0 (.н.улевую точку), определяющую согласование с R, выбирают в середине полосы пропускания, т. е. $f_0^2 = \frac{f_1^2 + f_2^2}{2}$. Частота нуле

пускания, т. е. $f_0^2 = \frac{I_1^2 + I_2^2}{2}$. Частота нулевого затухания есть функция сопротивления нагрузки [Л. 35b].

Все частоты связаны с f. формулами

$$\begin{split} & f_2^2 = f_0^2 \left(1 + \frac{2\delta}{f_0} \right); \quad f_1^2 = f_0^2 \left(1 - \frac{2\delta}{f_0} \right); \\ & f_\infty^2 = f_0^2 \left(1 + \frac{2\Delta}{f_0} \right); \quad f^2 = f_0^2 \left(1 + \frac{2\kappa}{f_0} \right). \end{aligned}$$

$$(3-196)$$

Обычно кварцы работают на высоких частотах, и без существенной ошибки можно принять, что д есть частотнее расстояние граничных частот от f_0 , Δ — частотное расстояние полярной точки f_{∞} , а x — частотное расстояние f от f_0 . Отнеся две последние величины к , получим:

$$z = \frac{x}{\delta}; \quad q = \frac{\Delta}{\delta}.$$
 (3-197)

Учтя известные соотношения

$$X_1 X_2 = -R^2; \quad X_1 = X_2 \tag{3-198}$$

для f_0 и f_{∞} получим из ур. (3-194) — (3-198) достаточно точные значения элементов схемы:

$$L_3 = \frac{R}{2\pi} \frac{1}{4\delta} \sqrt{\frac{q-1}{q+1}};$$

$$C_{s} = \frac{1}{2\pi R} \frac{4\delta}{f_{0}^{2}} \sqrt{\frac{q+1}{q-1}};$$

$$C_{1} = \frac{1}{2\pi R} \frac{1}{f_{0}} \sqrt{\frac{q+1}{q-1}};$$

$$C_{0} = \frac{1}{2\pi R} \frac{1}{f_{0}} \sqrt{\frac{q-1}{q+1}}.$$
(3-199)

Для реактивных сопротивлений X_1 и X_2 из ур. (3-195) \div (3-199) получаются ф-лы:

$$\frac{X_1}{R} = \sqrt{\frac{q-1}{q+1} \frac{1+z}{1-z}}, \quad X_2 = -\sqrt{\frac{q+1}{q-1}}.$$
(3-200)

Из общих формул затухания а и сдвига фазы b

$$e^{a} = \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{1 + \frac{X_{1}X_{2}}{R^{2}}}{\frac{X_{1}}{R} - \frac{X_{2}}{R}}\right)^{2}};}$$

$$tg \ b = \frac{\frac{X_{1}X_{2}}{R^{2}} - 1}{\frac{X_{1}}{R} - \frac{X_{2}}{R}}.$$
(3-201)

вытекают формулы для рассматриваемого фильтра

$$e^{a} = \sqrt{1 + \left[\sqrt[p]{q^{2} - 1} \cdot \frac{z}{z - q} \right]^{2}};$$

$$\operatorname{tg} b = \sqrt{q^{2} - 1} \cdot \frac{1}{1 - qz}. \qquad (3-202)$$

Для определения относительной ширины полосы пропускания фильтра важно следующее выражение, выводимое из ур. (3-199):

$$\frac{1}{2}\frac{C_{3}}{C_{1}} = \frac{2\delta}{f_{0}} = \frac{f_{2} - f_{1}}{f_{0}}.$$
 (3-203)

Предположим, что конденсатор C_1 представляет собой только собственную емкость кристалла, а емкость монтажа схемы не учитывает. Тогда отношение C_3/C_1 является мерой высшей граничной частоты полосы пропускания f_2-f_1 . Для кварцевых кристаллов это отношение таково, что относительная ширина полосы в диапазоне между 50 и 300 кги лежит между 0,3 и 0,08%. В диапазоне между 300 кги и 6 Мги относительная ширина полосы в зависимости от среза колеблется от 0,09 до 0,18%, а в диапазоне между 6 и 20 Мги от 0,09 до 0,05% [Л. 35, 38]. Для сегнетовой соли эти величины значительно больше и могут достигать в 10 раз больших значений, чем у кварцев [Л. 37].

Если заменить конденсатор моста X₂ кристаллом, то, кроме других преимушеств, можно получить вдвое большую ширину полосы.

Более широкие полосы получаются путем включения индуктивности последовательно в плечо моста (при малом волновом сопротивлении) или параллельно плечу моста (при



высоком волновом сопротивлении) в схеме рис. 3-92. На рис. 3-94 изображены схемы плеч моста с параллельной индуктивностью. Роль катушек можно рассматривать как нейтрализацию параллельных емкостей, чем расширяется полоса пропускания. Однако частотная зависимость реактивного сопротивления (см. рис. 3-95, иа котором области заграждения заштрихованы) показывает, что функция катушек сложнее. Нижняя предельная величина ширины полосы пропускания примерно равна коэффициенту потерь катушки, т. е. около 1%. Верхняя предельная величина ширины полосы зависит от С3/С1 и может быть определена из

$$\frac{C_3}{C_1} = \left(\frac{2\delta}{f_0}\right)^2. \tag{3-204}$$

Соответственно величинам, приведенным в ф-ле (3-203), у кварцевого фильтра при высоких волновых сопротивлениях можно получить ширину полосы до 8%. Более широкие полосы получаются совместным применением фильтров верхних и нижних частот.

Простой фильтр нижних частот получается, например, если в схеме рис. 3-94 удалить катушку, параллельную кристаллу, как показано на рис. 3-96. При этом возможны обе комбинации реактивных сопротивлений и результат изображен на рис. 3-97 (области загражде-ния заштрихованы). Характеристика, показаниая на рис. 3-97,а, получается из характеристики рис. 3-95, если сдвинуть f1 к нулю; характеристика рис. 3-97,6 получается, если на рис. 3-95 параллельный резонанс совпадает с частотой f2.

У кварцевых фильтров и фильтров из других кристаллов иногда получается провал в полосе пропускания. Его можно заполнить при помощи схемы рис. 3-94, если применить другой расчет элементов схемы [Л. 35, 39, 40]. Например, можно получить характеристику



Рис. 3-98. Зависимость реактивных сопротивлений плеч мостового фильтра (рис. 3-94) от частоты при совпадении двух точек бесконечного затухания.



Рис. 3-99. П-образное звено, соответствующее мос-ту рис. 3-92.



Рис. 3-10). Плечи моста фазовращающего звена,



вида, показанного на рис. 3-98. В этом случае мы имеем хорошую нейтрализацию параллельной емкости, причем катушки мало влияют на повышение затухания в полосе заграждения. Характеристика рис. 3-98 очень схожа с характеристикой рис. 3-93, но, кроме более широкой полосы пропускания, в ней имеется еще один полюс затухания. Подобным же образом рассматриваются фильтры с более чем одним кристаллом в одном плече моста.

Часто проще выполнить схемы П и Т, чем мостовую. Например, схема рис. 3-99 соответ-ствует схеме рис. 3-92. И в таком устройстве потери можно компенсировать.

Осуществленные для различных пелей фильтры в общем дают хорошее совпадение между теоретическими и экспериментальными характеристиками затухания (кварц [Л. 26, 27, 29, 36, 39, 43—45, 47, 52—54], калий и фосфорнокислый аммоний [Л. 58, 61]).

Схема фазовращателя с кристаллом. Для получения заданной фазовой характеристики при применении узкополосных фильтров с кристаллами требуются также узкополосные фазовращатели [Л. 35, 36]. С помощью мостовых плеч вида рис. 3-100 можно получить характеристику реактивного сопротивления, пока-занную на рис. 3-101. Так как рабочее затухание при любой частоте в полосе пропускания должно равняться нулю, то согласно ур. (3-198) и (3-201) для рабочего сдвига фазы в справедливо выражение

 $\operatorname{tg}\frac{b}{2} = \pm \sqrt{-\frac{X_1}{X_2}}.$ (3-205)

Для расчета сдвига фазы и элементов схемы можно применить так же, как для полосовых фильтров, уравнения реактивных сопротивлений мостовых плеч, а частотную харак-

Рис. 3-101. Зависимость реактивных сопротивлений фазовращающего звена (рис. 3-100) от частоты.

МН

ностями.

теристику взять из рис. 3-101. Однако недо-стает второй формулы в ур. (3-198), так как не существует полярной точки. Таким образом, мы можем произвольно распоряжаться величиной и в пределах возможного практического осуществления элементов схемы. Введя эту величину без вычислений и используя обозначения из ур. (3-196) и (3-197), получим (за исключением значений, относящихся к полярной точке):

$$tg \frac{b}{2} = u \frac{1+z}{1-z}.$$
 (3-206)

Между f1 и f2 фаза сдвигается на л. При малой величине и фазовая характеристика в начале идет полого, а в конце круто; при •большой величине *u* — наоборот. Одна и та же схема дает, таким образом, при различных расчетных значениях и много возможностей для фазовой компенсации.

Другие применения пьезокристаллов в качестве фильтров. Подобно фильтрам полосовым верхних и нижних частот [Л. 35, 36] можно получить заградительные полосовые фильтры [Л. 35, 36, 46, 53]. Во всех схемах фильтров для экономии количества кристаллов предпочитают, если позволяет напазон ча-стот, применять кристаллы тремя и четырьмя электродам [Л. 35, 36, 59]. В качестве так называемых трансформаторных кристаллов многоэлектродные кристаллы имеют также преимущества, в частности, в области звуковых частот [Л. 60]. Для расширения возможностей можно по два полюса затухания делать комплексно сопряженными [Л. 35]. Часто оказывается достаточным образовать с помощью кристаллического фильтра один или два крутых спада, а избирательность на более удаленных частотах осуществить обычными фильтрами с катушками. Если не требовать от кристаллического фильтра избирательности на удаленных частотах,

то спады можно сделать особенно крутыми [Л. 35]. Включение кристалла через трансформатор также расширяет возможности применения, так как при этом получаются новые действующие параметры кристалла [Л. 35, 36].

Если включить дифференциально-мостовой фильтр или шунтированный Т-образный фильтр асимметрично [Л. 35, 48], то параметры кристалла проявляются в измененном виде, что позволяет осуществлять различного вида согласования с генератором и нагрузкой. Этого можно достигнуть также с помощью соответственно построенных несимметричных П- или Т-образных звеньев [Л. 49].

Регулировка ширины полосы в кристаллических фильтрах возможна только в узких пределах [Л. 35, 56, 57], если не иметь в виду возможность отключением индуктивности или настройкой контуров переходить от широкой полосы обычного контура с катушками к узкой полосе кристалла. Хорошую регулировку можно получить при помощи обратной связи [Л. 35, 42]. Примером является полосовой фильтр на 127,5 кец с плавно регулируемой шириной полосы от ±25 ги до ±2 гц.

Для специальных целей можно построить фильтры с выравненным волновым сопротивлением [Л. 35, 50]. При помощи дополнительных звеньев достигается или даже превышается степень выравнивания, полученная Цобелем.

Влияние емкостей ламп или схемы на характеристику затухания можно уменьшить соответствующими мерами [Л. 51].

Настройку фильтра можно производить выравниванием плеч моста, подгонкой сопротивлений холостого хода и короткого замыкания или путем воспроизведения при помощи осциллографа или пишущего амперметра характеристики затухания, полученной теоретическим путем [Л. 35, 37, 41]; последний способ наиболее целесообразен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Meinke H., Theorie der Hochfrequenzschaltungen, München, 1951, Abschn. II.

Ia. To же, III.

Ib. To же, IV.

Ic. To же, VI.

2. Feldtkeller R., Siebschaltungstheo-der elektrischen Nachrichtentechnik, 3 rie - 3 Aufl., Stuttgart, 1950, Abschn. III. 2a. To we, IV.

3. Oberdorfer G., Lehrbuch der Elek-trotechnik, München, 1948, 1, 5 Aufl., Abschn. •**42**3, 3.

4. Kupfmüller K., Einführung in die theoretische Elektrotechπik, Berlin, 1952, 4 Aufl., Kap. III.

4a. То же, IV.

4b. То же, 11.

5. Zurmühl R., Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker, Berlin, 1953, Kap. 6.

6. Oberdorfer G., Lehrbuch der Electrotechnik, München, 1944, II, 3 Aufl., § 2.

6а. То же, 🔮 З.

7. Terman F. E., Radio Engineers Hand-book, New York, 1943, 20. 8. Möller H. G., Behandlung von

8. Möller H. G., Behandlung von Schwingungssaufgaben mit komplexen Amplituden, Leipzig, 1937, 2 Aufl.

9. Feldtkeller R., Einführung in die Vierpoltheorie, Leipzig, 1948, 5 Aufl.

10. Weissfloch A., Z. Hochfrequenztechn., 1940, 60, 10.

11. Möller H. G., Grundlagen und mathematische Hilfsmittel der Hochfrequenztechnik, Berlin, 1945, 2 Aufl.

12. Kammerloher J., Hochfrequenztechnik, Leipzig, 1938, Teil 1.

13. Weissfloch A., Z. Hochfrequenztechn., 1942, 60, 67.

14. То же, 1943, 61, 100.

15. Meinке H., Z. Hochfrequenztechn., 1941, 57, 17-23.

- Elektr. 16. Feissfloch Α.. Nachr.-Techn., 1942, 19, 259.
- 17. Feldtkeller R., Duale Schaltungen der Nachrichtentechnik, Berlin, 1948.
- 18. Cauer W., Theorie der linearen Wech-Berlin, 1954, 2 Aufl., selstromschaltungen, Einführungskapitel.
 - 18a. То же, VII.
 - 18b. То же, прилож.
 - 18с. То же, Х.
- 19. Wallot J., Theorie der Schwachstromtechnik, Berlin, 1944, 4 Aufl., § 366.
 - 19а. То же, 15. 19b. То же, 1. 19c. То же, 6. 19d. То же, 7.
- 20. Pitsch H., Lehrbuch der Funkemp-fangstechnik, Leipzig, 1948, § 151—254. 21. Meinke H., Fernmeldetechn. Z.,
- 1953, 6, 571-577.
- 22. Reindke H., Diplomarbeit, Hochfrequenztech., T. H. München, 1952. Inst.
- 23. Meinke H. Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939-1946, Bd. 16/II, Weinheim, 1953, Abschn. 8.3.
- 24. Meinke H., Komplexe Berechnung von Wechselstromschaltungen, Berlin, 1949.
- 25. Meinke H., Kurven, Formeln und Daten der Dezimeterwellentechnik, München, 1949, Abschn. X.
- 26. Meinke H., Elektrotechn., 1948, 2, 137-142.
- 27. Franz K., Elektr. Nachr.-Techn., 1943, 20, 113.
- 28. Fano R. M., J. Franklin Inst., 1950, **249**, 57—83, 139—154.
- 29. Bode H. W., Network analysis and . feedback amplifier design, New York, 1945. 363-367.
- 30. Herz R., Dissertation, T. H. München, 1955.
- 31. Меіпке Н., Fernmeldetechn. Z., 1952, 252—255.
- 32. Piloty H., Telegr. u. Fernspr. Techn., 1940, 29, 249.
- 33. Bader W., Telegr. u. Fernspr.-Techn., 1942, 31, 177.
- 34. Guillemin E. A., The mathematics of circuit analysis, New York, 1950.
- 35. Herzog W. Siebschalt Schwingkristallen, Wiesbaden, 1949. Siebschaltungen mit
 - 35а. То же, 5.
 - 35b. То же, 35. 35c. То же, 173.
- 36. Mason W. P., Sykes R. A., Bell. Syst. Techn. J., 1940, 19, 221-248.
- 37. Pöhlmann W., Telegr. u. Fernspr.-Techn., 1941, 30, 285-291.
- W., Arch. elektr. Übertrag, 38. Rave 1951, 5, 455-458.
- 39. Herzog W. Telegr. u. Fernspr. Techn., 1943, 32, 105-113.
 - 40. То же, 1944, 33, 140-149.
- 41. Hudec E., Elektr. Nachr.-Techn., 1941, 18. 265-276.

- 42. Herzog W., Telegr. u. Fernspr... Techn., 1944, 33, 78-82.
- 43. Burns G. K., Bell. Syst. Techn. J., 1940, **19**, 516-532.
- 44. Hudec E., Elektr. Nachr.-Techn., 1942, **19**, 174-189.
- 45. Herzog W., Telegr. u. Fernspr.-Techn., 1943, 32, 23-29.
- 46. Stanesby H., Electronics and Te-levision World, Nov. 1940, 513-518.
- 47. Stanesby H., Broad E. R., Post Office elektr. Engrs. J., 1931, **33**, 176—182.
- 48. Herzog W., Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 1944, 33, 149—151.
- 49. Herzog W., Arch elektr. Übertrag., 1947, 1, 122-127.
 - 50. То же, 184—194.
 - 51 То же, 1950, 4. 462—464.
- 52. Villem R., Rév. gén. Electr., 1950, 59, 247-264.
- 53. Herzog W., Telefunkenztg., 1951. **24**, 118—123
- 54. Booth, C. F., J. Instn. Electr. Engrs.
- 1941, III, 88 97 bis 144. 55. Ma son wave filters, New York, 1942. transducers and wave filters, New York, 1942.
- 56. Kaul ver ³W., Telefunkenztg., 1937. 18, 42-50.
- 57. Bechmann R., Telefunkenztg., 1938, 19, 60-69.
- 58. Scherrer P., Matthia Brown Boveri Mitt., 1944, 31, 316-322. Matthias B.,
- 59. Bouthillon L., Annales Radioélectricité, 1948, III, 3-20.
- 60. Rohde L., Z. techn. Phys., 1940, 21, 30-34.
- 61. Bantle W., Matthias B., Scherrer P., Schweizer Arch. angew. Wiss. Techn. 1945, II, № 6.
- 62. Котельников В. А. и Николаев, А М., Основы радиотехники, ч. I, Госрадиоиздат, 1950; ч. 2, 1954.
- 63. Гоноровский И. С., Основы радиотехники, Связьиздат, 1957.
- 64. Крылов Н. Н., Теоретические ос-новы радиотехники, изд-во «Морской транспорт», 1953.
- 65. Асеев Б. П., Основы радиотехники, Связьиздат, 1947.
- 66. Бонч-Бруевич М. А., Основы радиотехники, Связьтехиздат, ч. 1, 1936; ч. 2, 1937.
- 67. Коваленков В. И., Основы теории связи.
- 68. Кляцкин И. Г., Афанасьев Б. П., Теоретические основы радиотехники, изд-во ВКАС, 1947.
- 69. Юрьев М. Ю., Теория телефонной передачи и ее практическое применение, Связьтехиздат, 1932.
- 70. Акульшин П. К., Кощеев И. А., Кульбацкий К. Е., Теория связи по проводам, Связьиздат, 1940.
- 71. Қощеев И. А., Основы теории электрической связи. Связьиздат, 1954.

72. Зелях Э. В., Основы общей теории линейных электрических схем, изд. АН СССР, 1951.

73. Коган С. С., Теория и расчет фильтров для установок дальней связи, Связьиздат, 1950.

74. Садовский А. С., Сборник задач по курсу «Теория электрической связи», Связьиздат, 1954.

75. Заездный, А. М., Сборник задач и упражнений по кууу «Теоретическая радиотехника».

76. Гарновск й Н. Н., Теоретические

основы электропроводной связи, Связьиздат, 1956.

77. Бутлер К., Задачник по электро-связи, Связьиздат, 1933 (перев с нем.). 78. Харкевич А. А., Спектры и анализ,

ГИТТЛ, 1953.

79. Нейман Л. Р., Калантаров П. Л., Теоретические основы электротехники, Госэнергоиздат, 1959.

80. Справочник по радиотехнике, под ред. Смиренина Б. А., ГЭИ, 1950. 81. Калинин В. И. и Герштейн

Г. М., Введение в радиофизику, ГИТТЛ, 1957, Разд. І.

РАЗДЕЛ 4

ОДНОРОДНЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ КАБЕЛИ

Линия называется однородной в точном смысле слова, если ее поперечное сечение и диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещены проводники, неизменны вдоль линии. Линия может быть названа однородной в более широком смысле слова, если ее волновое сопротивление постоянно вдоль линии (см., например, § 4-16) или по крайней мере может рассматриваться постоянным с достаточной точностью. В настоящем разделе рассматриваются лишь волны основного типа, векторы полей которых не имеют осевых составляющих. Волны других типов описаны в § 5-1.

4-1. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И ПОГОННАЯ ЕМКОСТЬ

Линии напряженности электрического поля лежат в плоскости поперечного сечения; примеры их распределения показаны на рис. 4-1 и 4-2. Электрическое поле характеризуется линиями напряженности поля (на всех рисунках проведены пунктиром) и эквипотенциальными линиями (на всех рисунках проведены сплоц ными линиями). Эти линии наносят на рису



Рис. 4-1. Поперечное сечение несимметричной линии.

ках так, чтобы они делили поле на малые «квадраты» [Л. 1b, 7]. При этом разность потенциалов между двумя соседними эквипотенциальными линиями всюду одинакова и равна $\Delta U = \frac{U}{m}$, где U— полное напряжение между

проводниками линии, а m — число полос, образованных эквипотенциальными линиями (на рис. 4-1 m=4, а на рис. 4-2 m=6). Если x —

расстояние между соссаними эквипотенциальными линиями в данным месте, то напряженность поля в этом месте равна:

$$=\frac{U}{mx}$$
. (4-1)

Максимальная апряженность поля, определяющая электри скую прочность, имеет место на поверяти с одного из внутренних проводников, то там, где х —мини-

E



Рис. 4-2. Поперечное сечение симметричной линии.

мально. Расстояние x между соседними линиями напряженности электрического поля равно расстоянию между эквипотенциальными линиями в этом месте. Линии напряженности электрического поля делят поперечное сечение на n полос (на рис. 4-1 n=22, а на рис. 4-2 n=12).

Погонной емкостью линии С' называется емкость отрезка линии длиной в 1 см. Если диэлектрик однороден и его относительная диэлектрическая проницаемость равна ε_r , то

$$C' = e_0 e_r \frac{n}{m} \tag{4-2}$$

[Л. 1, 7] или численно

$$C'\left[\frac{n\phi}{c_{\mathcal{M}}}\right] = 0,089\varepsilon, \frac{n}{m}.$$
 (4-3)

Связь между С' и волновым сопротивлением_линии дана ф-лами (4-30)—(4-32).

Расчетные формулы для линий различных видов приведены в § 4-8--4-13.

При неравномерном распределении диэлектрика в поперечном сечении используют среднее, независящее от частоты значение диэлектрической проницаемости, см. [Л. 1b, 11]. если только частота не очень велика. Случай неравномерного распределения диэлектрика при очень высоких частотах рассмотрен в [Л. 3]. Неравномерное распределение диэлектрика вдоль оси линии в виде периодически расположенных изолирующих шайб рассмотрено в [Л. 28, 29].

4-2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ПОГОННА**я** ИНДуктивность

Для основной волны линии напряженностя магнитного поля лежат в плоскости поперечного сечения. Если глубина проникновения тока во внутрь проводников линии вследствие поверхностного эффекта значительно меньше расстояния между проводниками в по-перечном сечении (см. § 2-1), то можно считать, что поле в проводнике отсутствует. Тогда при однородном диэлектрике линии магнитного поля совпадают с эквипотенциальными линиями электрического поля (рыс. 4-1 и 4-2) [Л. 1, 2]. Вектор напряженности магнитного поля перпендикулярен к вектору напряженности электрического поля. Если / — полный ток в линии, то напряженность магнитного поля [в квадратах, на которые разделено поле (см. § 4-1)] равна:

$$H = \frac{I}{nx}, \qquad (4-4)$$

где *x* — расстояние между нанесенными на рисунке соседними линиями магнитного поля в рассматриваемом месте.

Погоиная индуктивность L' равна индуктивности линии на 1 см ее длины. Диэлектрик (даже неоднородный) не влияет иа величину L', если он не имеет магнитных свойств ($\mu_r = 1$) и частота не очень велика [Л. 3]. Для однородного диэлектрика с относительной магнитной проницаемостью μ_r при поле, не проникающем внутрь проводника:

$$L'=\mu_{0}\mu_{r}\frac{m}{n}; \qquad (4-5)$$

численное значение

$$L'\left[\frac{\kappa 2 \kappa}{c \kappa}\right] = 4\pi \mu_r \frac{m}{n}.$$
 (4-6)

Связь между L' и волновым сопротивлением дана ф-лами (4-30)—(4-32).

Величина L' в ф-лах (4-5) и (4-6) представляет собой лишь внешнюю индуктивность поля. Кроме нее, имеется еще внутренняя индуктивность проводников, которой в технике высоких частот почти всегда можно пренебречь. Более детально влияние внутренней индуктивности в коаксиальных кабелях рассмотрено в [Л. 4]. Формулы справедливы только для проводников с гладкой поверхностью. О линиях с большой L' см. § 4-14.

4-3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДНИКОВ И ПОГОННОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Поверхностная плотность тока S' (см. § 2-1) в какой-либо точке на поверхности проводника равна напряженности магнитного



Рнс. 4-3. Распределение тока (к рис. 4-1).

поля H в этой точке и, следовательно, в соответствии с ф-лой (4-4) обратно пропорциональна расстоянию x между линиями поля в этом месте поверхности проводника (на рис. 4-1 обозначение x_i относится к внутреннему проводнику, а x_a — к наружному).

Например, для внутреннего проводника на рис. 4-1

$$S' = \frac{I}{nx_i}.$$
 (4.7)

Поверхности обоих проводников делятся оканчивающимися на них линиями электрического поля на *n* частей. По каждой из этих частей протекает равная доля общего тока *l*:

$$\Delta I = \frac{I}{n}.$$
 (4-8)

Имеющее место в данном случае неравномерное распределение тока называется эффектом близости, так как подобные явления становятся заметными при сильном сближении двух проводников [Л. 2, 35]. В тех местах, гле напряженность поля больше, в особенности на участках поверхности с большой кривизной, имеет место и большая плотность тока. Распределение тока на поверхностях целесообразно изображать методом [Л. 1], поясненным на рис. 4-3 для примера рис. 4-1. Поверхности проводников разворачивают в прямые (рис. 4-3,*a*); концы заканчивающихся на них линий электрического поля отмечаются короткими штрихами, перпендикулярными к поверхности проводника (рис. 4-3,6 для внутреннего проводника и рис. 4-3,*в* — для виешнего). Расстояние между соседними штрихами на рис. 4-3,6 равно x_i , а на рис. 4-3,*в* — x_a в соответствии с рис. 4-1. Между каждыми двумя штрихами восстанавливают перпендикуляр — стрелку, длина которой обратно пропорциональна x_i или x_a соответственно. При этом длины стрелок будут согласно ф-ле (4-7) пропорциональны поверхностной плотности тока в соответствующем месте.

Распределение тока на нейтральной оболочке симметричной линии (рис. 4-2). Основной ток линии течет в прямом и обратном направлениях по внутренним проводникам. Однако и по оболочке текут токи, так как на ее поверхности имеется магнитное поле. Оболочка делится оканчивающимися на ней линиями электрического поля на отдельные участки шириной x_m. По каждому такому участку течет равная часть Δl полного тока, определяемая ф-лой (4-8), так же, как и по соответствующему участку поверхности внутреннего проводника. Если І — ток линии во внутреннем проводнике, а п — число участков, на которые внутренний проводник делится начерченными линиями электрического поля, то поверхностная плотность тока на оболочке равна [Л. 1]:

$$S' = \frac{l}{nx_m} \,. \tag{4-9}$$

Ток на отдельных участках нейтральной оболочки направлен противоположно току в том внутреннем проводнике, с которым данный участок оболочки связан линиями электрического поля. Поэтому при симметричных поперечных сечениях линий, как на рис. 4-2, и при симметричном возбуждении полный ток, текущий по оболочке, равен нулю, так как токи на правой и левой половинах оболочки имеют противоположные направления. Чем больше расстояние от оболочки до внутренних проводников, тем меньше ток в ней.

Погонным сопротивлением R' называют сопротивление потерь в линии на 1 см ее длины, которое считается включенным последовательно с L'. R' представляет собой сумму погонных сопротивлений всех токопроводящих поверхностей, включая и экранирующую оболсчку. Удельное поверхностное сопротивление ρ' проводников рассмотрено в § 2-1. Погонное сопротивление одного проводника (в том числе и оболочки) составляет согласно [Л. 1]

$$R' = \frac{\mathsf{p}'}{n^2} \sum \frac{1}{x}, \qquad (4-10)$$

где x — расстояние между соседними линиями поля, оканчивающимися на поверхности проводника (рис. 4-3); суммирование производится по всем участкам поверхности соответствующего проводника. В неэкранированных линиях в R' включается еще величина, характеризующая потери на излучение во внешнее пространство, см., например, ф-лу (4-55). Если диэлектрик имеег магнитные свойства, то следует учитывать добавочное погонное сопротивление, обусловленное магнитными потерями, см. ф-лу (4-14).

Продольным затуханием линии называют величину

$$d_1 = \frac{R'}{\omega L'}.$$
 (4-11)

4-4. ПОТЕРИ В ДИЭЛЕКТРИКЕ И ПОГОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Общие сведения о потерях в диэлектрике приведены в § 2-19. Если диэлектрик не имеет магнитных свойств ($\mu_r = 1$), то потери в нем только электрические, учитываемые фактором потерь tg δ_e . Эти потери эквивалентны сопротивлению, включенному параллельно емкости линии.

Погонной проводимостью G' называют проводимость потерь (утечку) на 1 см длины линии:

$$G' = \omega C' \operatorname{tg} \delta_{\varepsilon}. \tag{4-12}$$

Величина

$$d^2 = \frac{G'}{\omega C'} = \operatorname{tg} \delta_{\varepsilon} \qquad (4-13)$$

называется поперечным затуханием линии. Если диэлектрик имеет магнитные свойства ($\mu_r > 1$, например, магнитодиэлектрик, феррит, см. § 2-16), то в нем имеют место и магнитные потери (коэффициент магнитных потерь tg ∂_{μ}). Магнитные потери не влияют на G', но увеличивают погонное сопротивление на величину

$$R'_{m} = \omega L' \operatorname{tg} \delta_{\mu}. \tag{4.14}$$

4-5. ДЛИНА ВОЛНЫ И ФАЗОВАЯ Скорость

Незатухающие волны. Вещественное мгновенное значение равно:

$$a = A\cos\left(\omega t \pm \frac{2\pi l}{\kappa} \pm \varphi_0\right). \qquad (4-15)$$

В момент времени t волна, распространяющаяся вдоль линии, имеет вид, показанный на рис. 4-4, кривая l. Здесь A — вещественная амплитуда волны, постоянная вдоль линии; φ_0 — фаза колебания в момент времени t=0 в точке l=0. Мгновенная картина волны перемещается с возрастанием t в направлении распространения волны; знак «+» в ф-ле (4-15) соответствует распространению в направлении убывания l, знак «=» соответствует распространению в направлении возрастания l. Кривая ll на рис. 4-4 является мгновенной картиной волны в момент времени, на Δt более поздний, чем соответствующий кривой l; она смещена по сравнению с последней на Δl . Фазовая скорость волны

$$\boldsymbol{v} = \frac{\Delta \boldsymbol{l}}{\Delta t} \tag{4-16}$$

представляет собой скорость перемещения мгновенной картины волны вдоль линии. Дли-



Гис. 4.4. Мгновенная картина незатухающей волны.



F1 — абсолютное значение; F2 — фазовый угол 0,2 (без знака); F₃ — действительная часть и F₆ мнимая часть (без знака) комплексной величины $V_1 - id; F_4 = 1/F_3; F_6 = 1/F_1.$

на волны λ равна расстоянию между двумя друг за другом следующими идентичными точками на мгновенной картине волны. С частотой f длина волны связана важным соотношением:

$$v = \lambda f; \ \lambda = \frac{v}{f}.$$
 (4.17)

Комплексное мгновенное значение, соответствующее ф-ле (4-15), равно:

$$\mathbf{a} = A \exp j \left(\omega t \pm \frac{2\pi l}{\lambda} + \varphi_0 \right) =$$
$$= A \exp j \varphi_0 \cdot \exp j \left(\pm \frac{2\pi l}{\lambda} \right) \times \exp \left(j \omega t \right), \quad (4-18)$$

где A exp / po — комплексная амплитуда в точке l = 0, a

 $A \exp j\varphi_0 \exp j\left(\pm \frac{2\pi l}{\Lambda}\right)$ — комплексная амплиту-

да A в точке l.

При затухающих бегущих волнах вещественная амплитуда А убывает в направлении распространения в соответствии с ф-лой (4-130). Тогда λ определяют как расстояние между идентичными точками перехода через нуль.

Линии без диэлектрика. Фазовая скорость о волны в линии равна скорости света в вакууме с, если отсутствует диэлектрическое заполнение, а линия имеет гладкую поверхность с бесконечно большой проводимостью. При этих предположениях длина волны в линии λ равна длине волны λ₀ в свободном пространстве согласно § 10-1. В случае воздушных линий, хотя и выполненных из хоро-

9 Радиотехнический справочник.

ших прсводников, но имеющих все же небольшое погонное сопротивление R' вследствие конечной проводимости проводников, необходимо вводить небольшую поправку, см. [Л. 5, 6], обусловленную внутренней индуктивностью проводников:

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{R'}{\omega L'} \right). \tag{4-19}$$

В случае линий, проводники которых имеют негладкую поверхность, также можно обнаружить наличие малых отк.лонений λ от λ₀. В случае воздушных линий из плохих проводников, имеющих заметное продольное затухание d₁, в соответствии с ф-лой (4-11) длину волны в линии λ получают, умножая λ_0 на множитель F_4 , график которого приведен на рис. 4-5.

Линии с днэлектрическим заполнением. В линиях, заполненных немагнитным (µ, = 1) диэлектриком с диэлектрической проницаемостью є, и малыми потерями, фазовая скорость и длина волны в 1/1/ г, раз меньше, чем в воздухе. Для линий без потерь с гладкими проводниками

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_r}}; \quad v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}}. \quad (4-20)$$

Если диэлектрик обладает значительными погерями, то согласно ф-ле (4-13) будет иметь место поперечное затухание d₂. Если при этом не имеется заметного продольного затухания, то для определения длины волны в линии с потерями следует умножить длину волны в линии без потерь на множитель F₄, график которого приведен на рис. 4-5.



В общем случае фазовую скорость в линии без потерь рассчитывают согласно [Л. 7а] по формуле

$$v = \frac{1}{V \,\overline{L'C'}}.\tag{4-21}$$

Если 3 — коэффициент фазы, определенный в § 4-6, то для линии с произвольным затуханием

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta}.$$
 (4-22)

Фазовую скорость можно понизить, увеличивая L' или C' (см. § 4-14).

4-6. КОЭФФИЦИЕНТ Распространения, коэффициент Фазы и коэффициент затухания

Линия без потерь. Вдоль линии распространяется незатухающая волна (см. § 4-5 и 4-17). Амплитуда А волны вдоль линии постоянна; меняется лишь фаза согласно ф-ле (4-79). Коэффициентом фазы β называется изменение фазы на 1 см длины линии; он равен для линии без потерь

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} - \omega \sqrt{L'C'}. \qquad (4-23)$$

Линия с потерями. Вдоль линии распространяются затухающие волны (см. § 4-24). Амплитуда волны уменьшается в направлении распространения; фаза волны также изменяется вдоль линии. Коэффициентом затухания α называется уменьшение амплитуды в неперах на 1 см длины линии. α и β образуют комплексный коэффициент распространения γ [Л. 7а, 8]:

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')}. \quad (4-24)$$

Используя d₁, определенный ф-лой (4-11), и d₂, определенный ф-лой (4-13), получим:

$$\gamma = j\beta_0 \sqrt{(1 - jd_1)(1 - jd_2)}, \quad (4-25)$$

где β_0 — коэффициент фазы в линии без потерь, определенный ф-лой (4-23). При малых потерях (d_1 и $d_2 < 0,2$) выражение (4-25) можно разложить в ряд и получить приближенные выражения [Л. 1,7а, 44]:

$$\beta = \beta_0 \left(1 + \frac{1}{8} (d_1 - d_2)^2 \right) \approx \beta_0; \quad (4-26)$$

$$a = a_1 + a_2 = \frac{1}{2}\beta_0(d_1 + d_2) = \frac{1}{2} \cdot \frac{R'}{Z_{L0}} + \frac{1}{2} \cdot G'Z_{L0}, \qquad (4-27)$$

где Z_{L0} — волновое сопротивление линии без потерь. В таком представлении коэффициент затухания равен сум не двух слагаемых α_1 и α_2 , зависящих: первый — только от продольного, а второй — только от поперечного затухания. Согласно ф-лам (4-13) и (4-23) влияние диэлектрических потерь учитывается слагаемым

$$\alpha_2 = \frac{\omega}{2} \sqrt{L'C'} \operatorname{tg} \vartheta_{\varepsilon} = \frac{\pi}{\lambda} \operatorname{tg} \vartheta_{\varepsilon} \qquad (4.2\delta)$$

1

независимо от типа линии.

Так как R' вследствие поверхностного эффекта растет примерно пропорционально корню квадратному из частоты f, то и a_1 изменяется пропорционально $V \bar{f}$. Поскольку $tg\delta_{\epsilon}$ большей частью мало зависит от частоты, то a_2 растет пропорционально f, т. е. быстрее, чем a_1 . Поперечное затухание в линиях становится заметным обычно лишь на очень высоких частотах, см. ниже рис. 4-10 и 4-11. При введении диэлектрика величина a_1 в случае неизменного R' становится больше, так как

$$Z_{L0}$$
 при этом умножается на $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}}$

Рис. 4-5 можно использовать взамен расчета по ф-ле (4-25), если имеет место только продольное ($d_2 = 0$) или только поперечное ($d_1 = 0$) затухание. Величину β_0 , вычисленную по ф-ле (4-23), умножают на F_3 , соответствующее заданному затуханию d_1 или d_2 , и получают β для линии с потерями. Умножая β_0 на F_5 , получают α для этой линии.

4-7. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВОЛНОВОМ СОПРОТИВЛЕНИИ

Волновым сопротивлением Z_L называется постоянная величина отношения напряжения к току в произвольно выбранном сечении линии, вдоль которой распространяется лишь бегущая волна.

Для линий без потерь волновое сопротивление вещественно и равно в соответствии с ф-лами (4-2) и (4-5):

$$Z_{L} = \sqrt{\frac{L'}{C'}} = \frac{m}{n} \sqrt{\frac{\mu_{0}}{\varepsilon_{0}}} \cdot \sqrt{\frac{\mu_{r}}{\varepsilon_{r}}}; \quad (4-29)$$

здесь $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \ om [JI. 1]$. Используя ф-лу

(4-21), получаем важное соотношение:

$$Z_{L} = \frac{1}{vC'} = vL' . (4.30)$$

В случае воздушного диэлектрика

$$Z_{L}[o_{M}] = \frac{100}{3C'[n\phi/c_{M}]} = 30L'[H2H/c_{M}], \quad (431)$$

а при немагнитном диэлектрике

$$Z_{L}[OM] = \frac{100 V_{\overline{e_r}}}{3C [n\phi/cM]} = \frac{30}{V_{\overline{e_r}}} L'[H2H/cM]. \quad (4-32)$$

При заполнении линии немагнитным диэлектрико мее волновое сопротивление уменьшается в $V \varepsilon$, раз.

В линиях с потерями волновое сопротивление, строго говоря, комплексно, однако обычно затухание в линии столь мало, что даже и в этом случае Z_L можно считать вещественным. При малом продольном затухании d_1 [ф-ла (4-11)] и малом поперечном затухании d_2 [ф-ла (4-13)] приближенно

$$\mathbf{Z}_{L} = \mathbf{Z}_{L0} \left(1 + j\zeta \right) = \mathbf{Z}_{L0} \left[1 + j \frac{1}{\sqrt{2}} \right) j d_{2} - d_{1} \left[1 + j \frac{1}{\sqrt{2}} \right] (4-33)$$

где Z_{L0} — волновое сопротивление линии без потерь [Л. I]. Продольное затухание обусловливает емкостную фазу, а поперечное — индуктивную фазу комплексной величины Z_L . Если поперечное и продольное затухания равны, то волновое сопротивление вещественно. В случае линий с большим затуханием следует применять точное выражение [Л. 7а, 8]:

$$\mathbf{Z}_{L} = \mathbf{Z}_{L} e^{j\mathbf{i}\cdot\mathbf{z}} = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} = \mathbf{Z}_{L0} \sqrt{\frac{1 - jd_{1}}{1 - jd_{2}}},$$
(4-34)

В случае чисто продольного затухания ($d_2 = 0$) абсолютную величину волнового сопретивления Z_L получают умножая Z_{L0} на



множитель F₁, заимствованный из рис. 4-5. При этом F₂ из рис. 4-5, взятое с отрицательным знаком, да-ет угол сдвига фазы 5 величины Z_L (по левой вертикальной шкале отсчитываются значения F₂ в радианах, по правой вертикальной шкале — в угловых градусах). В случае чисто поперечного затухания $(d_1 = 0)$ абсолютную величину Z_L получают,

Рис. 4-5. Поперечное сечение коаксиальной линни.

умножая Z_{L0} на множитель F_6 , заимствованный из рис. 4-5. При этом фаза ζ величины Z_L дается кривой F_2 на рис. 4-5.

4-8. ПАРАМЕТРЫ КОАКСИАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Поперечное сечение и линии электрического и магнитного полей показаны на рис. 4-6. Мгновенная картина бегущей волны дана на рис. 5-21а. Высшие типы волн коаксиальной линии, ограничивающие ее примениместь на очень высоких частотах, рассмотрены в § 5-18.

Напряженность электрического поля на расстоянии *r* от оси, при заданном напряжении *U* между проводниками, равна [Л. 7]:

$$E = \frac{U}{r \ln \frac{D}{d}} \,. \tag{4-35}$$

Напряженность поля максимальна у внутреннего проведника при $r = \frac{d}{2}$. Возрастание напряженности поля с уменьшением r показа-

напряженности поля с уменьшением г показано на рис. 4-7. Если в линии распространяется бегущая волна, переносящая мощность P, то



Рис. 4-7. Максимальная напряженность поля в коаксиальной линии [см. ф-лу (4-36)].

максимальная напряженность поля у внутреннего проводника равна:

$$E_{\text{Make}}\left[\frac{s}{c_{\mathcal{M}}}\right] = \frac{22\sqrt{P[sm]}}{d[c_{\mathcal{M}}]\sqrt[4]{\epsilon_r}}\sqrt{\frac{D}{\ln \frac{D}{d}}} = \frac{P[sm]}{D[c_{\mathcal{M}}]\sqrt[4]{\epsilon_r}}F;$$
(4-36)

множитель F следует брать из рис. 4-7; кривая F показывает зависимость $E_{\text{макс}}$ от диаметра внутреннего проводника d при заданном D и заданной мощности. Минимальная величина $E_{\text{макс}}$ имеет место при d/D = 0,61, что соответствует волновому сопротивлению 30 ом при воздушном заполнении [Л. I, 19].

Напряженность магнитного поля на расстоянии г от оси при заданном токе в линии I равна:

$$H = \frac{I}{2\pi r}.$$
 (4-37)

Волновое сопротивление линии без потерь равно:

$$Z_L[om] = \frac{60}{k \epsilon_r} \ln \frac{D}{d} . \qquad (4-38)$$

График волнового сопротивления при воздушном заполнении приведен на рис. 4-8 (кривая e = 0):

$$C'\left[\frac{n\,ds}{c\,M}\right] = \frac{0.556\varepsilon_{r}}{\ln\frac{D}{d}};\tag{4.39}$$

$$L'\left[\frac{H^2H}{cM}\right] = 2\ln\frac{D}{d}.$$
 (4-40)

Продольная щель во внешнем проводнике приводит к повышелию Z_L при воздушном заполнении по сравнению со значением, даваемым ф-лой (4-38); соответствующие формулы приведены в [Л. 9, 10, 75]. Допуски на диаметры и положение внутреннях проводников лизий для случаев необходимости весьма точ-



Рис. 4.8. Волновые сопротивл:ния коаксиальной линии с внутренним проводником, расположенным по центру или сдвинутым.

ного выдерживания волнового сопротивления рассмотрены в [Л. 9].

Затухание в линии [Л. 11, 12]. Вследствие осевой симметрии токи распределяются на поверхностях проводников равномерно. Об удельных поверхностных сопротивлениях внутреннего (p'_a) и внешнего (p'_a) проводников см. § 2-1; погонное сопротивление согласно § 4-3 равно:

$$R' = \frac{\rho_i}{\pi d} + \frac{\rho_{\bullet}}{\pi D} \,. \tag{4-41}$$

Коэффициент затухания из-за потерь в линии (см. § 4-7) равен:

$$a_{1}\left[\frac{\kappa en}{c_{\mathcal{M}}}\right] = \frac{V \varepsilon_{r}}{120\pi \ln \frac{D}{d}} \left[\frac{\psi_{i}'[o_{\mathcal{M}}]}{d[c_{\mathcal{M}}]} + \frac{\psi_{a}'[o_{\mathcal{M}}]}{D[c_{\mathcal{M}}]}\right] \quad (4-42)$$

Если внутрений и внешний проводники выполнены из одинаковых материалов ($\rho'_i = \rho'_a = \rho'$), то

$$\alpha_1 \left| \frac{\kappa e n}{c \mathcal{M}} \right| = \frac{V \varepsilon_r \, \rho'[OM]}{D[cM]} \, F^*, \quad (4.43)$$

где величину F* следует брать из рис. 4-3.



Рис. 4.9. Затухание в коаксиальной линии [ф-ла (4-43)].



Рис. 4-10. Затухание в кабеле с тролитуло- воздуш ным заполнением.

Коэффициент затухания, как видно из рис. 4-9, при заданном внешнем диаметре имеет минимум при $\frac{D}{d} = 3,6$, что соответствует волновому сопротивлению 77 ом в случае воздушного заполнения; а2 вычисляется по ф-ле (4-28). На рис. 4-10 приведены графики частичных и суммарного коэрфициентов затухания в зависимости от частоты для кабеля с медными проводниками и с тролитуло-воздушной изоляцией (эффективная относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_r = 1.2$, эффективный tg $\delta_{c} = 10^{-4}$) [Л. 13]; аналогичные графики для кабеля со сплошным заполнением оппанолом ($\varepsilon_r=2,4;~{\rm tg}~\delta_e=7\cdot 10^{-4})$ приведены на рис. 4-11 [Л. 14]. Диэлектрические потери следует учитывать на очень высоких частотах. Потери приводят к разогреву кабеля. На низких частотах максимальная переносимая мощность при длительной испрерывной работе ограничивается электрической прочностью линии, иа высоких частотах --максимально допустимым разогревом. Допустимый разогрев зависит от температуро-устойчивости диэлектрика. Кабель с керамическими шайбами и внешним диаметром 60 мм выдерживает потери около 100 вт/м, с тролитуловыми шайбами и внешним диаметром 100 мм — только 25 вт/м, с тролитуловыми шайбамн и внешиим диаметром 15 мм ---12 вт/м. Кабель с оппаноловым заполнением и внешним диаметром 10 мм выдерживает потери около 20 вт/м [Л. 14]. При импульсной работе допустимая мощность в общем случае ограничивается электрической прочностью.

Многочисленные технические даниые о жестких коаксиальных линиях приведены в [Л. 83]. Осносительно изолирующих опор и других элементов конструкций см. § 6-4--6-9.



Рис. 4-11. Затухание в кабеле с диэлектриком из оппанола.

4-9. КОНСТРУКЦИЯ ГИБКИХ Коаксиальных кабелей

Конструк-Гибкий внешний проводник. ции внешних проводников для гибких кабелей должны особенно тщательно испытываться на качество экранировки. Последняя характеризуется сопротивлением связи внешнего проводника [Л. 15, 16]. Сопротивление связи **R**_К отрезка кабеля или другого элемента конструкции кабельной линии равно отношению измеренного снаружи напряжения **U**_К между концами внешнего проводника к току I, текущему внутри кабеля. Это определение имеет смысл только для линий, длина которых меньше λ/20. Обратно, паразитное напряжение $\mathbf{U}_{K} = \mathbf{R}_{K}\mathbf{I}$, возникаю щее на внешней стороне оболочки кабеля, для коротких линий может быть определено по заданным сопротивлению связи и току кабеля. Обычно кабели характеризуются параметром "удельное сопротивление связи" r_K, под которым понимается сопротивление связи на l м длины кабеля. На рис. 4-12 приведены примерные значения удельных сопротивлений связи для средних частот (0,1 — 20 Мгц) [Л. 16]. У кабеля со сплошной оболочкой сопротивление связи с возрастанием частоты падает из-за возрастання поверхностного эффекта (кривая а). Чем больше толщина стенек, тем меньше **г**_К.

Подобная оболочка будет в определенных пределах гибкой, если ее выполнить из алюминия [Л. 36] или свинца, или из двух полуцилиндров, снабженных канавками (зигами) [Л. 18, 82], как показано на рис. 4-13. Бо́ль-



Рис. 4-12. Сопротивление связи. а -- тонкий сплошной алюминиевый экран, r_k : b -одна медная оплетка, r_k : c -- железная оплетка, r_k : d -- оплетка в виде перекрывающихся лент, как на рис. 4-14, r_k : e -- разъем для присоединення приемной антенны, R_k . R_{Q0} --норма VDE для ввода приемной антенны, R_k .

шую гибкость получают, применяя гофрированные трубки. Гофрированная трубка может натягиваться поверх готового кабеля для улучшения экранировки и в качестве защитной оболочки [Л. 17], а также использоваться непосредственно в качестве внешнего проводника [Л. 19]. Экранирующая оболочка, выполняемая из спирально навиваемых перекрывающихся лент (рис 4-14), имеет сопротивление связи, возрастающее с частотой; примером может служить кривая d на рис 4-12. Лучшие результаты получаются при большем



Рис. 4-13. Коаксиальный кабель с тролитуловыми шайбами, удерживаемыми кольцевыми канавками (зигами) в проводниках.



Рис. 4-14. Внешний проводник на перекрывающихся лент.

шаге навивки. Более подробные данные приведены в [Л. 20, 21]. Влияние стыков, швов и щелей в экранирующих трубках рассмотрено в [Л. 21, 23]. Оплетка из проволоки или узких лент дает достаточно постоянное сопротивление связи (рис. 4-12, кривые b и c), которое, однако, на очень высоких частотах растет препорционально частоте [Л. 23, 24]. Весьма малые сопротивления связи получаются при использовании двухслойных оплеток [Л. 83а], особенно если они выполнены не из тонких проволок, а из узких лент. Для высокого качества экранировки всей кабельной линии весьма важно безупречное безындукционное присоединение внешней оболочки кабеля к экранирующему корпусу кабельного разъема и надежность экранировки самого разъема. Эти места соединений дают дополнительное сопротивление овязи, растущее примерно пропорционально частоте (рис. 4-12, кривая е) [Л. 16].

Диэлектрнческие опоры. Для изготовления кабелей с малой емкостью используют очень тонкий внутренний проводник и опоры, выполненные с минимальной затратой материала; в качестве последнего на низких частотах применяют бумагу или резину, на частотах, превышающих 1 Мги, — пластмассы с малыми потерями [Л. 26]. В последнее время для этой цели стали применять также пенопластики [Л. 85]. Минимальную емкость имеют кабели, внутренний проводник которых подвешивается на нитях. В [Л. 33] описана простая конструкция такого кабеля с непрерывной нитью.

Кабели, которые должны обеспечивать минимальное затухание, имеюг волновое сопротивление около 70 ом и тонкие опоры из тролитула или керамики (широкополосный кабель). Кабели на большие мощности имеют волновые сопротивления от 50 до 60 ом, хотя увеличения электрической прочности для и улучшения отвода тепла более благоприятны были бы еще меньшие волновые сопротивления [Л. 30, 34, 100]. При этом, однако, внутренний проводник стал бы настолько толстым, что это ухудшило бы гибкость кабеля. Изолирующие опоры часто выполняют в виде шайб (рис. 4-13) [Л. 25, 27, 43, 82]. Эти кабели имеют волновое сопротивление с частотной зависимостью, аналогичной фильтру низких частот, т. е. волновое сопротивление приблизительно не зависит от частоты, пока последняя не становится много ниже граничной частоты устройства (расстояние между шайбами и их толщина много меньше длины волны) [Л. 28, 29]. Для поддержания определенного расстояния между проводниками часто применяют керамические бусинки или тролитуловые колпачки [Л. 30]. При этом эффективная относительная диэлектрическая проницаемость может быть снижена до 1,2,



Рис. 4-15. Изоляция из коменнированного стирофлексного корделя.

a загухание — до величин, указанных на рис. 4-10. Ранее использовали также конструкции с применением гибкого стирофлекса, сходные с обычными конструкциями кабелей дальней связи с бумажной изоляцией [Л. 31, 32]. В этих конструкциях изоляционная опора из комбинированного стирофлексного корделя огибает внутренний проводник, как показано на рис. 4-15. Поверх устройства можно навивать тонкие стирофлексные ленты, затем опять комбинированные стирофлексные кордельные опоры и так далее до тех пор, пока не получится изоляция нужной толщины [Л. 34]. В последнее время в качестве диэлектолщины трической опоры внутреннего проводника применяют спирально навиваемую многослойную систему стирофлексных лент (рис. 4-16) [Л. 36, 95, 99]. Наряду с этим применяется изоляция из пенопластиков, обеспечивающая весьма низкую емкость [Л. 85]. Если обеспечение минимального затухания не имеет решающего значения, а, например, необходима максимальная электрическая прочность, применяют сплошное заполнение гибкой пластмассой [Л. 12, 14, 83а]. Подробности относительно гибких кабелей, применяемых в США, приведены в [Л. 12b, 83a].



Рис. 4-16. Коаксиальный кабель со спиралевидными диэлектрическими опорами.

При использовании более длинных линий весьма существенна продольная равномерность, т. е. постоянство волнового сопротивления вдоль линии. Продольную равнемерность исследуют, нагружая кабель сопротивление, точно равным его волновому сопротивление, и измеряя входное сопротивление [Ji. 43, 86]. Входное сопротивление с изменением частоты нерегулярно келеблется около величины Z_L ; отклонения являются мерой имеющейся неоднородности. На сантиметровых волнах эти неоднородности могут иметь большое значение [JI. 83а].

4-10. РАЗЪЕМЫ ДЛЯ КОАКСИАЛЬНЫХ Кабелей

Разъемы (штепсельные соединения) должны обеспечивать постоянное и неотражающее ссединение двух линий с одинаковым волно-



Рис. 4-17. Поляризованный кабельный разъем.



Рис. 4-18. Симметричный кабельный разъем.

вым сопротивлением. По конструкции различают два типа разъемов: поляризованный разъем, у которого соединяемые части неодинаковы (например, гнездная и штырьковая фишки, см. рис. 4-17) [Л. 83а, 90], и симме-



Рис. 4-19. Коаксиальный симметричный разъем.

тричвый разъем с одинаковыми соединяемыми частями (иапример, фишки с торцовым контактом, см рис. 4-18 и 4-19) [Л. 92]. Промежуточную конструкцию представляют собой симметричные разъемы без торцовых контактов, которые могут быть соединены только с помощью симметричной промежуточной вставки [Л. 83b].

Контакты. На высоких частотах следует обеспечивать правильное распределение тока, так как последний течет только по поверхности проводников и должен иметь возможно короткий и постоянный путь. На рис. 4-20,0 изображен неправильно выполненный разъем, с длинным, разрезным пружинящим внутренним штырьком и длинным обходным путем



Рис. 4-20. Штыревые контакты внутрениего проводника.



Рис. 4-21. Торцовые контакты внутреннего проводника

для токов (путь тока показан пунктиром). Правильный путь тока показан на рис. 4-20,6. Он обеспечивается применением короткой конической контактной части и глубоко прорезанного штырька; вместо штырька может быть прорезана гнездная деталь, как показано на рис. 4-20,в [Л. 90]. На рис. 4-21 изображены пружинные торцовые контакты на внутреннем проводнике кабеля с правильным путем тока. На рас 4-21,а соединение обеспечивается применением подвижного колпачка, а на рис. 4-21,6 — подвижного штифта. В конструкции, показанной на рис. 4-18, требуемое давление на контакт обеспечивается с помощью пружинящего в продольном направленни двойного конуса, сдавливаемого при соединении разъема [Л. 91].

Если внутренний проводник выполняется пружинящим, то внешний проводник должен иметь непружинящий торцовый контакт (рис. 4-17 и 4-18), чтобы обеспечить механическую стабильность соединения, которая очень важна для неизменности электрических параметров на высоких частотах. Контакт внешнего проводника обычно обеспечивается применением накидной гайки (рис. 4-19).

Отсутствие отражений. Линия на участке соединения должна быть по возможности однородна и иметь постоянное волновое сопротивление. Неплотное соединение, как показано на рис. 4-22, приводит к отражениям из-за



Рис. 4-22. Неполностью соединенный разъем.

наличия зазоров Δ_1 и Δ_2 . Зазор Δ_2 при неизбежности механических допусков в конструкции, как показано на рис. 4-17, никогда нельзя полностью устранить. Подобные зазоры приводят к появлению дополнительной последовательной индуктивности [Л. 19b, 90], что в свою очередь вызывает рассогласование ранее согласованной линии с волновым сопротивлением Z_L :

$$\Delta m = \frac{120\pi}{Z_L [OM]} \left(\frac{\gamma_1}{\lambda_0} \ln \frac{D'}{D} + \frac{\Delta_2}{\lambda_0} \ln \frac{d}{d'} \right). \tag{4-14}$$

Рассогласование Δm определяется ф-лой (4-102); λ₀ — длина волны в свободном пространстве. Используемые изолирующие опоры и изменения поперечного сечения вследствие перехода на кабель должны быть исследованы методами, описанными в § 6-5 и 6-9, без внесения дополнительных отражений. У разъкоторые должны обладать высокой емов, электрической прочностью, вся внутренняя полость может быть заполнена диэлектриком, причем следует уделять особое внимание правильности конструктивного выполнения неиздвух полобежных мест соприкосновения вин разъема [Л. 83а].

Плотность соединения. Внешний проводник кабеля должен быть присоединен к внешнему проводнику разъема так, чтобы переходное сопротивление и сопротивления связи (см. § 4-9) были минимальны. Это соединение не должно подвергаться механическим нагрузкам. Точно так же должно быть минимально сопротивление связи контакта между внешними проводниками обеих половин разъема; оно уменьшается применением металлической накидной гайки [Л. 91].

4-11. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ЛИНИИ С поперечными сечениями других форм

Линия с эксцентричным внутренним проводником. Эскиз полеречного сечения и кривые волнового сопротивления при воздушном заполнения приведены на рис. 4-8. Волновое сопротивление выражается формулой [Л. 33]

$$Z_L[om] = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \text{ Ar ch } \frac{D^2 + d^2 - 4e^2}{2dD} -. \quad (4.45)$$

При малых эксцентриситетах справедлива приближенная формула [Л. 38]

$$Z_L[OM] = \frac{60}{\sqrt{e_r}} \left[\ln \frac{D}{d} - 4 \left(\frac{e}{D}\right)^2 \right]. \quad (4.46)$$

Линни электрического и магнитного полей образуют систему ортогональных окружностей, изображенную ниже на рис. 4-29. Эксцентричная линия образуется, например, проводниками / и //.

Проводник круглого сечения над проводящей плоскостью. Поперечное сечение этой системы изображено в правом верхнем углу рис. 4-23; на этом же рисунке приведена кривая волнового сопротивления для случая воздушного диэлектрика:

$$\mathbf{Z}_{L}[o_{M}] = \frac{60}{V_{e_{r}}} \operatorname{Ar} \operatorname{ch} \frac{D}{d} . \qquad (4-47)$$

Линии магнитного и электрического полей показаны на рис. 4-29. Подобная линия образуется, например, проводниками / и ///.



Рис. 4-23. Круглый внутренний проводник с висшиними проводниками различной формы.

Линии с внутренним проводником круглого сечения и с внешними проводниками Различных форм. На рис. 4-23 приведены кривые волновых сопротивлений для линий различных конфигураций при воздушном диэлектрике. Приближенные формулы, применимые при d/D < 0.5, имеют следующий вид [Л. 39, 40, 41, 80]:

Внешний проводник в виде двух параллельных плоскостей

$$Z_L[o_M] = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln\left(1.27 \frac{D}{d}\right). \quad (4-48)$$

Внешний проводник квадратного сечения

$$Z_L[o_M] = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln\left(1.03 \frac{D}{d}\right). \quad (4-49)$$

Внешний проводник в виде открытого прямого угла (эскиз приведен на рис. 4-23 внизу)

$$Z_L[OM] = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln\left(1, 4\frac{D}{d}\right).$$
(4-50)

Линии с ленточным внутренним проводником и с внешними проводниками различных форм. На рис. 4-24 приведены кризые и приближенные расчетные формулы для волнового сопротивления в случае воздушного диэлектрика и очень тонких лент при b/D < 0.5 [Л. 42]. В случае лент конечной толщины справедливы следующие исходные положения: в случае ленты с закругленными краями (ширины b' и толщины d), помещенной внутри круглой трубы (рис. 4-25), линия имеет такое же волновое сопротивление, как и в случае бесконечно тонкой ленты шириной b = b' + d (рис. 4-24) [Л. 35]. Линия в виде ленты, помещенной между параллельными плоскостями (рис. 4-26),









Рис. 4-25. Лента конечной толщины внутри внешнего проводника круглого сечения.

Рис. 4-23. Левта конечной тол.цины между параллельными плоскостямн.

имеет приблизительно такое же волновое сопротивление, как и линия в виде бесконечно гонкой пластины между параллельными плоскостями (рис. 4-24), если положить

$$D = D' - d;$$

$$b = b' + 0.44D + \frac{d}{\pi} \left[1 + \ln\left(1 + 2\frac{D}{d}\right) \right]$$
(4-51)

[Л. 1с]. О полосе конечной толщины над плоскостью см. ниже рис. 4-32: волновое сопротивление и потери см. [Л. 97]; о применении подобных линий с диэлектрической прокладкой см. [Л. 96].

4-12. ДВУХПРОВОДНАЯ ЛИНИЯ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Одинаковые проводники круглого сечения. Поперечное сечение изображено на рис. 4-27. Волновое сопротивление

$$Z_L[o_M] = \frac{120}{\sqrt{\varepsilon_r}} \operatorname{Arch} \frac{a}{d} . \qquad (4-52)$$

Графики волнового сопротивления для случая воздушного диэлектрика приведены на рис. 4-28. Приближенное выражение, пригодное при Q/d>2.5:

$$Z_L[oM] = \frac{120}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{2a}{d}.$$
 (4-53)

Картину линий электрического и магнитного полей можно получить с помощью рис. 4-29. Симметричную двухпроводную линию образуют, например, круги / и / или // максимальная напряженность электрического поля Е_{макс} имеет место на тех участ-



Рис. 4-27. Двухпроводная линия.

ках поверхности проводников, которые наиболее близки друг к другу. Если напряжение между проводниками равно U, то приближенно при d/a<0,4 [Л. 7]:

$$E_{\text{MAKC}} = \frac{U}{d} \cdot \frac{1 + d/a}{\ln \frac{2a}{d}}.$$
 (4-54)

Распределение тока на проводниках неравномерно (см. § 4-3 и рис. 4-29). Поверхностная плотность тока при заданном общем токе *I* одного проводника равна [Л. 2, 44]:

$$S' = \frac{l}{\pi d} \cdot \frac{\sqrt{1 - (d/a)^2}}{1 - \frac{d}{a}\cos\Theta}, \qquad (4-55)$$

причем угол Θ определен на рис. 4-27. Плотность тока максимальна на тех участках поверхностей обоих проводников, где они наиболее близки. Погонное сопротивление, обусловленное сопротивлением проводников (без учета затухания вследствие излучения), равно.

$$R' = \frac{2\rho'}{\pi d} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{d}{a}\right)^2}}, \quad (4-56)$$

где р'— удельное поверхностное сопротивление согласно § 2-1; р'/ πd — сопротивление потерь каждого проведника на 1 см его длины при равномерном распределении тока; квадратный корень описывает повышение сопротивления вследствие неравномерного распределения тока [Л. 2, 44]; при $d < \frac{a}{3}$ этой по-

правкой можно пренебречь.

Дополнительное затухание в линии вследствие излучения мощности зависит от длины *l* проводников [Л. 45, 46] и для длинных прямых линий приблизительно равно:

$$\alpha l [Hen] = \frac{800}{Z_L[OM]} \cdot \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \cdot (4.57)$$

Современная гибкая двухпроводная линия выполняется в виде двух проводников, соединенных между собой, как показано на



2

.

4

8 10

6

Рис. 4-32. Ленточные линии.

0,60.81.0

b/α

600 **4**00

200

40

27

0,1

линия

0,2

0,4

X0 , 100 **Z** 80 60 рис. 4-30, мостиком из пластмассы [Л. 36]. Линия обычно имеет волновое сопротивление около 200 ом. Мъжно также покрывать каждый проводник изолирующей оболочкой (рис. 4-31) и скручивать [Л. 84]. При этом обеспечивается очень высокая гибкость. Зона внешних полей и излучение при скручивании уменьшаются. Двухпроводная линия в диэлектрическом цилиндре описана в [Л. 87].

Двухпроводная линия из двух неодинаковых проводников. Эскиз поперечного сечения и графики волнового сопротивления для случая воздушного диэлектрика приведены на рис. 4-28:

$$Z_{L}[om] = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_{r}}} \operatorname{Ar} \operatorname{ch} - \frac{4a^{2} - d_{1}^{2} - d_{2}^{2}}{2d_{1}d_{2}} \cdot (4-58)$$

Картину линий поля можно получить из рис. 4-29, если в качестве проводников взять два неравных круга (например, I и IV).

Двухпроводная линия из ленточных проводников. Эскиз поперечного сечения и графики волнового сопротивления для случая воздушного диэлектрика приведены на рис. 4-32. Точные формулы для бесконечно тонких лент имеются в [Л. 42] и [Л. 51]. Приближенная формула для бесконечно тонких лент при b/a>0,3 имеет вид:

$$Z_L[o_M] = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{a}{a+b}.$$
 (4-59)

4-13. ЭКРАНИРОВАННЫЕ Двухпроводные линии и линии, расположенные вблизи проводящих поверхностей

Любая двухпроводная линия (например, проводники І и 2 на рис. 4-33 и 4-34) образует с ее окружением (проводник М) трехпроводную систему, в которой принципиально может распространяться не один тип волны и в которой поэтому тип распространяющейся волны нестабилен. Неоднородности и изгибы могут приводить к частичной трансформации волны одного типа в волну другого типа. Наиболее известны противофазная волна (проводники 1 и 2 образуют линию, проводник *М* нейтрален) и синфазная волна (проводники *I* и 2 связаны, провод-ник *М* служит обратным проводом) [Л. 50]. Возможны и другие комбинации, например волна в проводнике 1 с обратным проводником, состоящим из связанных проводников 2 и М. Вследствие этой многозначности использование симметричной двухпроводной линин на очень высоких частотах возможно лишь в ограниченных условиях.

Симметричная двухпроводная линия над проводящей плоскостью. Эскиз поперечного сечения и графики волнового сопротивления для случая воздушного диэлектрика приведены на рис. 4-33. Приближенно при d < D и a < D [Л 47].





Рис. 4-33. Двухпроводная линия над проводящей плоскостьк.



Рис. 4-34. Двухпроводная экранированная линия (противофазное возбуждение).

Симметричная двухпроводная линия внутри экранирующего круглого цилиндра. Эскиз полеречного сечения и графики волнового сопротивления для случая воздушного диэлектрика при симметричном противофазном возбуждении показаны на рис. 4-34. Точные формулы приведены в [Л. 37]. Приближенно, при d/D < 0,2 [Л. 47, 48]

$$Z_L[o_{\mathcal{H}}] = \frac{120}{\sqrt{\varepsilon_r}} \times \\ \times \operatorname{Arch}\left[\frac{a}{d} \cdot \frac{D^2 - (a^2 - d^2)}{D^2 + (a^2 - d^2)}\right].$$
(4-61)

Приближенно, при d/D < 0.25 и $\frac{a}{d} <$

$$< \left(1 - \frac{2d}{D}\right) \text{ согласно [Л. 47]}$$

$$Z_L[OM] = \frac{120}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln\left(\frac{2a}{d} \cdot \frac{D^2 - a^2}{D^2 + a^2}\right).$$
(4-62)

Максимальное волновое сопротивление при заданном D соответствует $a \approx \frac{D}{2}$ и относительно мало чувствительно к небольшим смещениям внутренних проводников [Л. 9]. Допуски на размеры линии, которые необходимо выдерживать для обеспечения точного значения волнового сопротивления, даны в [Л. 9]. Погонное сопротивления, даны в [Л. 9]. Погонное сопротивления, обусловленное потерями во внутренних проводниках и в экране, рассмотрено в [Л. 11 и 49]. Если внутренние и внешний проводники выполнены из одинакового материала с удельным поверхностным сопротивлением ρ' , согласно § 2-1), то

$$R' = \frac{\mathfrak{P}'}{d} \cdot F_{\mathfrak{z}}, \qquad (4.6.3)$$

где величину F_3 следует брать из рис. 4-35. При заданном внешнем диаметре минимум затухания соответствует приблизительно a/D = = 0,4.

Экранированные двухпроводные линии со стирофлексовой изоляцией описаны в [Л. 31 и 32].

Графики волнового сопротивления для синфазного возбуждения (проводники 1 и 2 связаны, экран служит обратным проводом)



Рис. 4-35. Потери в экранированной двухпроводной линии [ф-ла (4-63)].



Рис. 4-3). Двухпроводная экранирозанная линия (синфазное возбуждение).

[Л. 37] приведены на рис. 4-36 для случая воздушного диэлектрика.

Двухпроводная линия, помещенная симметрично между параллельными плоскостями. Эскиз поперечного сечения и графики волнового сопротивления для случая воздушного диэлектрика приведены на рис. 4-37. Графики пригодны и для случая симметричного расположения двухпроводной линии в прямоугольном экране, изображенном на рис. 4-38, если



Рис. 4-37. Двухпроводная линия между парал тельными плоскостями.



Рис. 4-38. Двухпроводная линия в прямоугольном экране.

b>(a+3d). Дальнейшие подробности см. [Л. 50].

Симметричная четырехпроводная линия. В случае четырехпроводной системы возможны многочисленные комбинации проводников, соответствующие различным типам волн, что приводит к нестабильности распространяющейся волны на сверхвысоких частотах. На рис. 4-39 приведены эскиз поперечного сечения и графики волнового сопротивления при



Рис. 4-39. Четырекпроводная линия.

воздушном диэлектрике для трех нанболее важных вариантов возбуждения. Кривая I: проводники I и З образуют двухпроводную линию, проводники 2 и 4 — нейтральное окружение. Кривая II: двухпроводная линия, образованная связанными проводниками I и 2 в качестве одного, З и 4 — в качестве другого провода. Кривая III: двухпроводная линия, образованная связанными проводниками I и 3 в качестве одного, 2 и 4 — в качестве другого провода. Последняя комбинация находит техническое применение вследствие низкого волнового сопротивления и ничтожных потерь на излучение. Приближенная формула для случая I при d/a < 0,5 [Л. 38, 48]

$$Z_{L}[om] = \frac{120}{V\overline{\epsilon_{r}}} \left[\ln \frac{2a}{d} - 0.6 \left(\frac{d}{a} \right)^{2} \right].$$
(4-64)

Формулы для случаев II и III приведены в [Л. 37]. Формула для экранированной четырехпроводной линии дана в [Л. 37]; конструктивное выполнение четырехпроводного кабедя — в [Л. 25].

Линия из шести проводников, расположенных по кругу, с малыми потерями на излучение описана в [Л. 81].

4-14. ЛИНИИ С УМЕНЬШЕННОЙ ФАЗОВОЙ СКОРОСТЬЮ

При заполнении линии диэлектриком фазовая скорость согласно ф-ле (4-20) уменьшается в [/ €, раз.

Коаксиальная линия со спирально навитым внутренним проводником. Существенное уменьшение фазовой скорости и повышение волнового сопротивления коаксиальной линии достигается применением внутреннего проводника в виде однослойной цилиндрической спирали с большим углом подъема [Л. 19, 53, 84]. Приближенная формула для случая спирали из тонкой ленты с узкими зазорами между витками (рис. 4-40) [Л. 55]:

$$Z_{L} = Z_{L0} \sqrt{\frac{1 + \frac{(n\pi d)^{2}}{2\ln \frac{D}{d}} \left[1 - \left(\frac{d}{\bullet}\right)^{2}\right]}{= Z_{L0} F_{W}}} = Z_{L0} F_{W}, \qquad (4-65)$$

где n — число витков на 1 см длины;

Z_{L0} — волновое сопротивление коаксиальной линин с гладким внутренним проводником диаметра d, определенное по формуле (4-38). F_W следует брать из рис. 4-40. Длина волны λ' и фазовая скорость v' равны:

$$\lambda' = \frac{\lambda}{F_{W}} \quad \text{i} \quad v' = \frac{v}{F_{W}}; \quad (4-66)$$

здесь v и λ — соответствующие значения для коаксиальной линии с гладкими проводниками (см. § 4-5). Эти формулы справедливы лишь



Рис. 4.40. Коаксиальная линия со спиральным внутренним проводником.





Рис. 4-41. Проводники в виде разрезиых леит.

Рис. 4-42. Ребристый внутренний проводник.

при шаге спирали, значительно меньшем длины волны. Применение спиралей на более высоких частотах рассмотрено в [Л. 88, 89] и в § 5-24. Можно очень просто осуществлять линии с переменным по длине волновым сопротивлением, применяя спирали с переменным углом подъема [Л. 53] Подобные проводники можно применять и в линиях других типов. Аналогичный результат получается при использовании в качестве проводников линии ленточных проводников, прорезанных попеременно с двух сторон (рис. 4-41,а) [Л. 76]. Если необходимо лишь понизить фазовую скорость, не повышая волновое сопротивление, то прорезают щели попарно, как показано на рис. 4-41,6, подбирая отношение b/a [Л. 98].

Коаксиальная линия с ребристым внутреиним проводииком. На рис. 4-42 изображена линия с ребристым внутренним проводником [Л. 19, 88]. Такую линию рассматривают как цепную схему. Чем глубже канавки, тем меньше фазовая скорость. Волновое сопротивление и фазовая скорость не зависят от частоты, если глубина канавок и расстояние между ними (период структуры) значительно меньше длины волны, т. е. пока рабочая частоты достаточно далека от критической частоты (см. § 3-19) цепной схемы.

4-15. ИЗОГНУТЫЕ ЛИНИИ

Конфигурация волны в линии сохраняется, если радиус кривизны велик по сравнению с волной [Л. 60]. Волновое сопротивление ленточной лииии изменяется при изгибе и выражается формулой, выведенной без учета краевого рассеяния [Л. 58]:

$$Z_L = Z_{L0} \left[1 \pm \frac{1}{6} \left(\frac{a}{R_1 + R_2} \right)^2 \right], \quad (4-67)$$

где Z_{L0} — волновое сопротивление прямой линии;

а — ширина ленточных проводников; R₁ и R₂ — радиусы кривизны (см. рис. 4-43).

Положительный знак в ф-ле (4-67) относится к варианту, изображенному на рис. 4-43, а, при котором ось изгиба параллельна поверхности лент; отрицательный знак — к варианту рис. 4-43, б, при котором ось изгиба пертендикулярна поверхности лент. Эти варианты изгиба соответствуют максималыным изменениям волнового сопротивления.



Рис. 4-43. Изогнутые ленточиые линии.

Волновое сспротивление коаксиальной линии относительно мало меняется при изгибе [Л. 59]; для расчета применима приближенная формула

$$Z_L = Z_{L0} \left[1 - \left(\frac{D}{8R} \right)^2 \right],$$
 (4-68)

где Z_{L0} — волновое сопротивление ~ прямой линии;

- D диаметр внешнего проводника (см. рис. 4-6);
- *R* средний радиус изгиба (расстояние от оси изгиба до центра полеречного сечения).

Другие типы линий рассмотрены в [Л. 59]. Длина волны в изогнутой линии соответствует средней длине линии. Более подробно об этом см. [Л. 59].

В случае резких изгибов кабелей всегда имеется опасность того, что в местах изгиба поперечное сечение линии изменится вследствие механических воздействий. Поэтому резкие изгибы целесообразно заменять уголками (см. § 6-7). Особенно трудно выполнение изогнутых неэкранированных линий, поля которых имеют довольно большую поперечную протяженность. Подобные изогнутые участки могут при этом являться источниками дополнительных потерь на излучение. В экранированных двухпроводных линиях при противофазном возбуждении изгибы могут приводить к возбуждению синфазных волн (см. § 4-13), особенно в тех случаях, когда изгиб выполнен. так, что внутренние проводники на изогнутом участке имеют неравные длины.

4-16. КОНИЧЕСКИЕ ЛИНИИ

Линии, проводники которых представляют собой конусы с общей вершиной, имеют постоянное волновое сопротивление и ведут себя поэтому как однородная линия. Для длины волны справедливы такие же соотношения, как и в § 4-5. Қартина линий электрическогои магнитного полей такая же, как и в соответствующих линиях с постоянным поперечных сечением, однако не в плоских поперечных сечениях, а на поверхностях сфер, центром которых является общая вершина конусов. Подробности см. в [Л. 57].

Коаксиальная коническая линия. Линия образована двумя коаксиальными конусами, как показано на рис. 4-44. 'Линии магнитного поля представляют собой окружности вокруг оси конуса. Линии электрического поля —-



Рис. 4-44. Коаксиальная конусная линия.

окружности с центром в вершине конуса (рис. 4-45). На рис. 4-45 приведены эскиз продольного сечения линии и кривые волнового сопротивления для случая воздушного диэлектрика. Формулы для волнового сопротивления приведены в [Л. 44a, 52, 58a]:

$$Z_{L}[om] = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_{r}}} \ln\left(\frac{\operatorname{tg}\frac{\Theta_{2}}{2}}{\operatorname{tg}\frac{\Theta_{1}}{2}}\right). \quad (4-69)$$

Приближенная формула для малых углов при вершине конусов

$$Z_L[om] = -\frac{60}{\sqrt{\varepsilon_r}} \ln \frac{\Theta_2}{\Theta_1}.$$
 (4-70)



Рис. 4-45. Волновое сопретивление коаксиальной конусной линии.

Одиночный конус, расположенный перпендикулярно проводящей плоскости (рис. 4-46), имеет волновое сопротивление

$$Z_L[o_M] = \frac{60}{\sqrt[4]{e_r}} \ln \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2}. \qquad (4-71)$$



Значения Z_L для случая воздушной среды определяются из кривых рис. 4-45 при $\Theta_2 = 90^\circ$

Рис. 4-45. Конус над проводя цей плоскостью.

4-17. ВОЛНЫ В ЛИНИИ БЕЗ ПОТЕРЬ

Общие сведения в [Л. 1, 44, 56, 58]. Обозначения показаны на рис. 4-47. Координата lотсчитывается от нагрузки Z_2 а направлении к возбуждающему генератору (l=0 — конец линии). U и I — комплексные амплитуды напряжения и тока в точке l линии. Однородная линия может рассматриваться как цепная схема, состоящая из четырехполюсников (см. рис. 3-73,a), образованных бесконечно малыми индуктивностями L'dl и емкостями C'dl, где dl — длина бесконечно малого отрезка линии, соответствующего одному элементу цепи. Величины C' и L' определены в § 4-1 и 4-2 соответственно.

Дифференциальные уравнения линии без потерь:

$$\frac{d\mathbf{U}}{dl} = j\omega L' \mathbf{I}; \ \frac{d\mathbf{I}}{dl} = j\omega C' \mathbf{U}.$$
(4-72)

Волновые уравнения линии без потерь:

$$\frac{d^2 \mathbf{U}}{dl^2} = -\omega^2 L' C' \mathbf{U} = -\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \mathbf{U}; \qquad (4-73)$$

$$\frac{d^2\mathbf{I}}{dl^2} = - \frac{\omega}{L'C\mathbf{I}} = -\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \mathbf{I}. \quad (4-74)$$

Длина волны λ определена в § 4-5. Простейшими решениями этих уравнений являются бегущие волны в линии; общие сведения о волнах приведены в § 4-7. Комплексные мгновенные значения в сечении *l* имеют вид:

$$\mathbf{u} = \mathbf{U}_{2} \exp j\left(\omega t \pm 2\pi \frac{l}{\lambda}\right) =$$

$$= \pm \mathbf{I}_{2} \mathbf{Z}_{L} \exp j\left(\omega t \pm 2\pi \frac{l}{\lambda}\right); \quad (4-75)$$

$$\mathbf{i} = \pm \frac{\mathbf{U}_{2}}{\mathbf{Z}_{L}} \exp j\left(\omega t \pm 2\pi \frac{l}{\lambda}\right) =$$

$$= \mathbf{I}_{2} \exp j\left(\omega t \pm 2\pi \frac{l}{\lambda}\right). \quad (4-76)$$

Комплексные амилитуды в сечении *l* равны:

I

$$U = U_2 \exp\left(\pm j2\pi \frac{l}{\lambda}\right) =$$

= $\pm I_2 Z_L \exp\left(\pm j2\pi \frac{l}{\lambda}\right);$ (4-77)
= $\pm \frac{U_2}{\pi} \exp\left(\pm j2\pi \frac{l}{\lambda}\right) =$

$$= I_2 \exp\left(\pm j2\pi \frac{l}{\lambda}\right).$$
 (4-76)

Волновое сопротивление Z_L определено в § 4-7. Знак плюс соответствует волне, распространяющейся в направлении убывания l(от генератора к нагрузке на рис. 4-47), знак минус — волне, бегущей в направлении возрастания l (от нагрузки к генератору, так называемая отраженная волна). U₂ — ком-

$$\Delta \psi = \beta \Delta l = 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda} , \qquad (4-79)$$

где Δl — расстояние между рассматриваемыми сечениями.

Только в том случае, когда нагрузка Z₂ равна волновому сопротивлению Z_L линии, на конце линии волны не отражаются и в линии распространяется только бегущая волна в направлении от генератора к нагрузке. Во всех остальных случаях нагрузка отражает часть падающей мощности, так что в линии одновременно существуют две волны с противоположными направлениями распространения. Если U_{2G} и U_{2R} — комплексные амплитуды напряжений этих волн в сечении l = 0, а U_G и U_R — соответствующие напряжения в произвольном сечении l, то суммарные напряжения и токи в этом сечении благодаря сложению падающей и отраженных волн будут иметь, в соответствии с ф-лами (4-77) и (4-78), комплексные амплитуды:

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_{G} + \mathbf{U}_{R} = \mathbf{U}_{2G} \exp\left(j2\pi \frac{l}{\lambda}\right) + \mathbf{U}_{2R} \exp\left(-j2\pi \frac{l}{\lambda}\right); \quad (4-80)$$
$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_{G} + \mathbf{I}_{Q} = \frac{\mathbf{U}_{2G}}{2} \exp\left(j2\pi \frac{l}{\lambda}\right) - \mathbf{U}_{2G}$$

$$= \mathbf{I}_{G} + \mathbf{I}_{R} = \frac{20}{Z_{L}} \exp\left(j2\pi \frac{l}{\lambda}\right) - \frac{\mathbf{U}_{2R}}{Z_{L}} \exp\left(-j2\pi \frac{l}{\lambda}\right).$$
(4-81)

Индекс G обозначает волну, распространяющуюся от генератора, индекс $R = в \bullet лну$, отраженную от нагрузки. Комплексное отношение этих напряжений на конце линии [Л. 7a, 8]

$$\Gamma_2 = i^2 \exp j\varphi_2 = \frac{U_{2R}}{U_{2G}} = \frac{Z_2 - Z_L}{Z_2 + Z_L} \quad (4-82)$$

называется коэффициентом отражения по напряжению. Комплексное отношение обоих напряжений в произвольном сечении *l* линии

$$\Gamma = \Gamma \exp j\left(\varphi_2 - 4\pi \frac{l}{\lambda}\right) = \frac{U_R}{U_G} \quad (4-83)$$

называется волновым отношением напряжений или коэффициентом отражения по напряжению, отнесенным к сечению *l*. Абсолютная величина его Γ равна величине Γ в ф-ле (4-82), а фаза на $\frac{4\pi l}{\lambda}$ меньше. Коли чественное исследование уравнений для напряжения и тока приведено в § 4-18 — 4-20.

4-18. ЛИНИЯ БЕЗ ПОТЕРЬ, Короткозамкнутая или Разомкнутая на конце

Общие сведения приведены в [Л. 1, 44]. Если волна полностью отражается от конца линии, т. е. Г в ф-ле (4-82) равно 1, то в линии имеют место стоячие волны. Для численных расчетов по всем формулам можно пользоваться номограммами, приведенными ниже на рис. 4-54.

Линия, короткозамкнутая на конце. На рис. 4-47 при этом $U_2=0$. Напряжение и ток в линии выражаются формулами

$$\mathbf{U} = /\mathbf{I}_2 Z_L \sin \frac{2\pi l}{\lambda}; \quad \mathbf{I} = \mathbf{I}_2 \cos \frac{2\pi l}{\lambda}, \quad (4-84)$$

где I₂ — ток в сечении короткого замыкания.



Рис. 4-47. Принципиальная схема линии.

При $l = n \frac{\lambda}{2}$ U = 0, а I достигает своего максимального значения $l_{\text{макс}} = l_2$. При $l = \frac{\lambda}{4} + n \frac{\lambda}{2}$ I = 0, а U достигает максимального значения

$$U_{\rm M3KC} = I_{\rm MaKC} Z_{L^2} \tag{4-85}$$

Изменсние абсолютной величины $I/I_{\text{макс}}$ и $U/U_{\text{макс}}$ вдоль линии показано на рис 4-48. Между U и I всегда имеет место сдвиг фаз $\pi/2$ или — $\pi/2$ (см. ниже рис. 4-59, кривые



Рис. 4-48. Ток и напряжение вдель короткозамкнутой линии.


Рис, 4-49. Вхолное сопротивление короткозамкнутой линии.

и 5). Входное сопротивление линии длины и чисто реактивно:

$$jX_1 = jZ_L \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda} \tag{4-86}$$

до + ∞. При $l = n \frac{\lambda}{2}$ $X_1 = 0$, при $l = \frac{\lambda}{4} + n \frac{\lambda}{2}$ $X_1 = \infty$. При $l = n \frac{\lambda}{2} \pm \frac{\lambda}{8}$

всегда $|X_1| = Z_L$. Изменение X_1 вдоль линии показано на рис. 4-49. Входная проводимость гакже чисто реактивна:

$$jB_1 = -j \frac{l}{Z_L} \operatorname{ctg} 2\pi \frac{l}{\lambda} \,. \qquad (4-87)$$

Кривая В₁ подобна кривой на рис. 4-51, но отличается масштабом. Обобщенные формулы, учитывающие потери в линии, приведены в § 4-27.

Линня, разомкнутая на конце. На рис. 4-47 при этом всегда $I_2 = 0$. Линия ведет себя так же, как и короткозамкнутая линия, длина которой больше на $\frac{\lambda}{4}$. При заданном напряжении **U**, на разомкнутом кон-

данном напряжении О₂ на разомкнутом конце напряжение и ток вдоль линии выражаются формулами

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_2 \cos 2\pi \ \frac{l}{\lambda}; \ \mathbf{I} = j \frac{\mathbf{U}_2}{Z_L} \sin 2\pi \ \frac{l}{\lambda}.$$
(4-88)

На рис. 4-50 приведены кривые изменения абсолютных величин U и I вдоль линии. По сравнению со случае м короткозамкнутой



Рис. 4-50. Ток и напряжение вдоль разомкнутой лииии.



Рис. 4-51. Входное сопротивление разомкнутой линии.

линии (рис. 4-48) кривые поменялись местами. Ф-ла (4-85) справедлива и в рассматриваемом случае. Входное реактивное сопротивление линии длиной *l* равно:

$$jX_1 = -jZ_L \operatorname{ctg} 2\pi \, \frac{l}{\lambda} \,. \tag{4-89}$$

Изменение реактивного сопротивления иллюстрирует рис. 4-51. При $l = n \frac{\lambda}{2} X_1 = \infty$; при $l = \frac{\lambda}{4} + n \frac{\lambda}{2} X_1 = 0$.

Входная реактивная проводимость равна:

$$jB_1 = j\frac{1}{Z_L} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda} \,. \tag{4.90}$$

 B_1 имеет такой же ход, как и кривая на рис. 4-49, но отличается масштабом. Более подробно о резонансных точках $X_1 = 0$ и $X_1 = \infty$ см. § 4-27.

4-19. ЛИНИЯ БЕЗ ПОТЕРЬ, Нагруженная произвольным реактивным сопротивлением

Обозначения приведены на рис. 4-47. Все соотношения — такие же, как и в короткозамкнутой, на l' более длинной линии [Л. 1]. При данном сопротивлении нагрузки $Z_2 = = jX_2$ эту дополнительную длину l' можно найти из уравнения

$$\operatorname{tg} 2\pi \, \frac{l'}{\lambda} = \frac{X_2}{Z_L} \, . \tag{4.91}$$

(4-92)

При положительном (индуктивном) X_2 $0 < l' < \frac{\lambda}{4}$. При отрицательном (емкостном) $X_2 \quad \frac{\lambda}{4} < l' < \frac{\lambda}{2}$. Эти эквивалентные отрезки показаны на рис. 4-52 и 4-53. Ток и напря-

жение в произвольном сечении
$$l$$
 линии равны:
 $l' + l$ $l' + l$

$$\mathbf{l} = \mathbf{I}_2 \frac{\cos 2\pi \frac{l'+l'}{\lambda}}{\cos 2\pi \frac{l'}{\lambda}} = -j \frac{\mathbf{U}_2}{Z_L} \cdot \frac{\cos 2\pi \frac{l'+l'}{\lambda}}{\sin 2\pi \frac{l'}{\lambda}};$$

$$U = U_2 \frac{\sin 2\pi \frac{l'+l}{\lambda}}{\sin 2\pi \frac{l'}{l}} = j I_2 Z_L \frac{\sin 2\pi \frac{l'+l}{\lambda}}{\cos 2\pi \frac{l'}{\lambda}}.$$
(4-93)

Кривые I. U на рис. 4-52 и 4-53 построены по этим формулам.

Максимальные величины равны:

$$I_{\text{Makc}} = \frac{I_2}{\left|\cos 2\pi \frac{l'}{\lambda}\right|} = I_2 \sqrt{1 + \left(\frac{X_2}{Z_L}\right)^2};$$
(4-94)

$$U_{\text{Make}} = \frac{U_2}{\left|\sin 2\pi \frac{l'}{\lambda}\right|} = U_2 \sqrt{1 + \left(\frac{Z_L}{X_2}\right)^2}.$$
(4-95)

Ф-ла (4-85) справедлива и в данном случае. Графики входного реактивного сопротивления *jX*₁ и входной реактивной проводимости *jB*₁



Рис. 4-52. Нагрузка линии в виде индуктивного сопротивления.



Рис. 4-53. Пагрузка линии в врде емкостного сопротивления.

линии длиной *l* имеют одинаковый вид с соответствующими кривыми короткозамкнутой линии, на *l'* более длинной. Поэтому

$$jX_1 = jZ_L \operatorname{tg} 2\pi \frac{l'+l}{\lambda}; \qquad (4-96)$$

$$iB_1 = -i \frac{1}{Z_L} \operatorname{etg} 2\pi \frac{l'+l}{\lambda}$$
 (4-97)

Можно также использовать ф-лу (4-109).

Тригонометрическая номограмма [Л. 61]. Так как все задачи при стоячих волнах в линии решаются с помощью простых тригонометрических функций, то для этой цели можно использовать тригонометрическую номограмму, приведенную на рис. 4-54. Она имеет, помимо двух линейных шкал вели-

чины $\frac{1}{\lambda}$, шкалу тангенсов для определения со-

противлений X₁ по ф-лам (4-86), (4-89) и (4-96), шкалу минус котангенсов для расчета проводимостей *B*₁ согласно ф-лам (4-87), (4-90) и (4-97), шкалу синусов для расчета напряжений *U* согласно ф-лам (4-84), (4-88) и (4-93), шкалу косинусов для расчета токов / согласно ф-лам (4-84), (4-88) и (4-92). Рис. 4-55 иллюстрирует применение номограммы при произвольной реактивной нагрузке, причем частные случаи короткозамкнутой и разомкнутой на конце линии получают, полагая $l'/\lambda = 0$ или $l'/\lambda = 0,25$ соответственно. Пусть задано сопротивление нагрузки jX_2 и волновое сопротивление Z_L . Вычисляют X_2/Z_L . Его величина равна согласно ф-ле (4-91) tg $\frac{2\pi l'}{\lambda}$. Поэтому находят на шкале тангенсов величину X2/Z1 и отсчитывают на шкале l/λ соответствующее значение l'/λ . На этом же уровне на шкале синусов находят sin $\frac{2\pi l'}{\lambda}$, а на шкале косинусов $\cos \frac{2\pi l'}{\lambda}$. Обе эти величины используют -для вычислений по ф-лам (4-92) -(4-95). Если *l* — длина линии, нагруженной на jX_2 (рис. 4-47), то к l'/λ следует прибавить l/λ , после чего получается $\frac{l'+l}{\lambda}$. Эту величину находят на шкале $\frac{l}{\lambda}$ и на этом уровне отсчитывают по шкале тангенсов соответствующую величину tg $2\pi \frac{l'+l}{\lambda}$ с тем, чтобы согласно ф-ле (4-96), умножив на jZ_L, получить входное сопротивление jX_1 . Можно за-тем, отсчитав соответствующее значение на шкале котангенсов и умноживего на j/Z_1 , получить величнну входной проводимости јВ1; далее отсчитывают соответствующие значе. ния $\sin 2\pi \frac{l'+l}{\lambda}$ и $\cos 2\pi \frac{l'+l}{\lambda}$ для того, чтобы рассчитать ток и напряжение на входе по ф-лам (4-92) и (4-93). Расчеты могут быть еще более упрощены, если шкалу $\frac{l}{\lambda}$ выполнить подвижной. При этом получается тригонометрическая счетная линейка [Л. 61], половина которой изображена на рис. 4-56. Совмещоя нулевую точку шкалы 1 с величи-

147

ной $\frac{X_2}{Z_L}$ на шкале тангенсов, отсчитывают против значения $\frac{l}{\lambda}$ на подвижной шкале непосредственно величины tg $2\pi \frac{l'+l}{\lambda}$ и $\left(-\operatorname{ctg} 2\pi \frac{l'+l}{\lambda}\right)$.

4-20. ТОК И НАПРЯЖЕНИЕ В ЛИНИИ БЕЗ ПОТЕРЬ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ Сопротивлении нагрузки

Подробно этот вопрос рассмотрен в [Л. 1, 44]. Комплексное сопротивление Z_2 , нагружающее линию (рис. 4-47, *a*), есегда может быть заменено отрезком линии длины *l'* (рис. 4-47, *b*), нагруженным чисто активным сопротивлением mZ_L , где m < 1. Поэтому распределения тока и напряжения в линии с произвольной комплексной нагрузкой идентичны соответствующим распределениям в линии с активной нагрузкой, удлиненной на *l'*. Учитывая это, ниже сначала приведены только относительно простые кривые и формулы для чисто активного нагрузочного сопроизвольной комплексной нагрузки, полученные путем добавления *l'*.

Линия с чисто активным сопротивлением нагрузки $Z_2 = m Z_L$ при m < 1. Комплексные амплитуды напряжения и тока в произвольном сечении l линии равны:

$$U = U_2 \left(\cos \frac{2\pi l}{\lambda} + j \frac{1}{m} \sin \frac{2\pi l}{\lambda} \right); \qquad (4-98)$$

$$\mathbf{i} = \mathbf{I}_2 \left(\cos \frac{2\pi l}{\lambda} + jm \sin \frac{2\pi l}{\lambda} \right); \qquad (4-99)$$

 U_2 и I_2 — комплексные амплитуды напряжения и тока в сечении l = 0; U_2 — минимальное напряжение $U_{\rm мнн}$, а

U₂ — минимальное напряжение U_{мни}, а I₂ — максимальный ток I_{макс}, имеющие место на линии. Абсолютные величины равны:

$$U = U_{\text{MHH}} \bigvee \overline{\cos^2 \frac{2\pi l}{\lambda} + \left(\frac{1}{m} \sin \frac{2\pi l}{\lambda}\right)^2},$$
(4-100)

$$l = l_{\text{MAKC}} \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \frac{2\pi l}{\lambda} + \left(m \sin \frac{2\pi l}{\lambda}\right)^2}{\left(m \sin \frac{2\pi l}{\lambda}\right)^2}}.$$
 (4-101)

На рис. 4-57 приведены типичные кривые U и I при m = 0.5. Нормированные кривые $U/U_{\text{макс}}$ и $I/I_{\text{макс}}$ имеют одинаковую форму и смещены на $\lambda/4$ друг относительно друга. Величина

$$m = 1 - \Delta m = \frac{U_{\text{MHH}}}{U_{\text{MAKC}}} = \frac{I_{\text{MHH}}}{I_{\text{MAKC}}}$$
 (4-102)

называется коэффициентом бегущей волны (к. б. в.). Если *т* близко к единице, то *дт* называют рассогласованием. 10* Обратная величина

$$k = \frac{1}{m} = \frac{U_{\text{MAKC}}}{U_{\text{MBH}}} = \frac{I_{\text{MAKC}}}{I_{\text{MBH}}},$$
 (4-102a)

также часто используемая на практике, называется коэффициентом стоячей волны (к. с. в.)

$$U_{\text{MAKC}} = Z_L I_{\text{MAKC}}; \qquad (4-103)$$
$$U_{\text{MBH}} = Z_L I_{\text{MBH}}.$$

На рис. 4-58 приведены кривые U при различных m. Связь между к. б. в. m и абсолютной величиной Г коэффициента отражения согласно ур. (4-82) имеет вид

$$\Gamma = \frac{1 - m}{1 + m}; \quad m = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma}.$$
 (4-104)

При m = 1 $\Gamma = 0$, г. е. отражение отсутствует и в линии имеет место согласование, $Z_2 = Z_L$. При m = 0 $\Gamma = 1$, т. е. имеет место полное отражение н в линни наблюдаются стоячие волны. Уменьшение *m* означает возрастание отражения. Разность фаз λ между U и U₂ (рис. 4-47) вычисляется из формулы

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{1}{m} \operatorname{tg} 2\pi \frac{1}{\lambda}, \qquad (4-105)$$

а разность фаз 4 между I и I₂ — из формулы

$$\operatorname{t} \mathbf{g} \, \mathbf{\psi} = m \, \operatorname{t} \mathbf{g} \, 2\pi \, \frac{l}{\lambda} \, . \tag{4-106}$$

На рис. 4-59 показаны кривые χ и ψ для нескольких случаев: при согласовании (m==1) — прямая линия, т. е. прирост пропорционален длине линии согласно ф-ле (4-79); с возрастанием к. с. в. увеличиваются периодические отклонения от этой прямой. Приведенные для примера кривые 2 н 4 на рис. 4-59 соответствуют m=0.5. Отклонения фазы тока ψ и фазы напряжения χ всегда происходят в противоположные стороны. В предельном случае m=0 эти кривые превращаются в ступенчатые, при величине ступелек, равной π (что соответствует скачкообразному изменению знака, кривые 1 и 5).

Произвольное комплексное сопротивление нагрузки (рис. 4-47,6). Согласно замечанню в начале параграфа формулы и кривые, соответствующие чисто активному нагрузочному сопротивлению, можно применять и в этом случае, если известны *m* и *l'*, соответствующие комплексной нагрузке Z_2 . Для определения *m* и *l'* по величине Z_2 используют диаграммы, изображенные на рис. 4-67 и 4-73, как это описано в соответствующих параграфах. Из кривых, изображенных на рис. 4-58, выбирают кривую, соответствующую данному *m*, и смещают нулевую точку на *l'* вправо, как это показано на рис. 4-60. При Z_2 с индуктивной фазой $l' < \lambda/4$; см., например, рис. 4-60, *a*. При $Z_2 > Z_L$ *l'* = λ

 $=\frac{\Lambda}{4}$; см., например, рис. 4-60, в. На такую же



Продолжение на правой странице внизу



Продолжение на левой странице наверху



Рис. 4-55. К применению тригонометрической номограммы.



Рис. 4-56 Тригонометрическая счетная линейка.

величину следует сместить и кривую изменения фазы, изображенную на рис. 4-59. Частный случай m = 0 рассмотрен в § 4-19.

Представление напряжений и токов в виде векторов [Л. 1, 62]. Кривые, изображенные

на рис. 4-57 и 4-59, можно совместить, если U и I изображать в виде радиус-векторов. U/U_{макс} Конец радиус-вектора описывает вдоль линии эллипс с осями *m* и 1 (рис. 4-61), вращаясь с возрастанием l (рис. 4-47) против часовой стрелки. Радиус-вектор 1/1 макс описывает такой же эллипс, расположенный перпендикулярно. Эллипсы на рис. 4-61 соответствуют случаю m=0.5. Максимуму тока и минимуму напряжения соответствуют горизонтальные оси эллипсов U и I, минимуму тока и максимуму напряжения соответствуют вертикальные оси эллипсов U и I. Полный оборот радиус-векторов соответствует перемещению вдоль линии на λ. Положение радиус-векторов, соответствующее определенному сечению ! линии, определяется с помощью единичной описанной вокруг окружности, эллипсов (рис. 4-61). Для оконечного сечения линии l=0, которому согласно рис. 4-47,6 и 4-60 соответствует расстояние l' от минимума напряжения, находят на единичной окружности (рис. 4-61) точку P2, построив для этого центральный

угол $\frac{2\pi l'}{\lambda}$ [pad] (или откладывая вдоль ок-

ружности дугу, равную $\frac{2\pi l'}{\lambda}$ [*рад*]). Проводя из P_2 вертикальную и горизонтальную прямые до пересечения с эллипсами, получают точки P'_2 и P''_2 , являющиеся концами радиус-векторов $U_2/U_{\text{макс}}$ и $I_2/I_{\text{макс}}$ напряжения и тока на конце линии. Точку P на единичной окружности, соответствующую произвольному сечению I линии, находят, откладывая вдоль единичной окружности дугу, равную $\frac{2\pi l}{\lambda}$ [*рад*]. Горизонтальная и вертикальная

проекции точки Р на эллипсы, т. е. точки Р



Рис 4-57. Ток и напряжение вдоль линии, нагруженной активлым сопротивлением Z₂ < Z_L.



Рис. 4-58. Кривые напряжения при разных т.



Рис. 4-59. Изменение фазы вдоль линии.



Рис. 4-50. Кривые напряжония при комплексных нагрузках.

и – нагрузка с индуктивной фазой; б – нагрузка с емкостной фазой; в – активная нагрузка Z₂ < Z_L.





и P'', представляют собой концы радиус-векторов U/U_{Makc} и I/I_{Makc} напряжения и тока в сечении l.

Переносимая мощность. Бегущая волна в линии переносит мощность

$$P = \frac{1}{2} IU = \frac{1}{2} I^2 Z_L = \frac{1}{2} \frac{U^2}{Z_L}.$$
 (4.107)

При согласовании ($Z_2 = Z_L$), когда имеется только падающая волна, эта мощность P полностью подводится к сопротивлению Z_2 . При $Z_2 \neq Z_L$ отраженная волна уносит часть этой мощности обратно. Поглощаемая в Z_2 мощность при этом равна:

$$P = \frac{1}{2} I_{MHH}^{\prime \prime} {}_{MAKC} = \frac{1}{2} I_{MAKC}^{\prime \prime} U_{MHH} =$$
$$= \frac{1}{2} m I_{MAKC}^{2} Z_{L} = \frac{1}{2} m \frac{U_{MAKC}}{Z_{L}}. \quad (4-108)$$

В этом случае напряжение $U_{\text{макс}}$, определяющее пробивную прочность, при равной мощности P согласно ф-ле (4-107) в $\frac{1}{V \ m}$ раз больше, чем напряжение в согласованной линии.

4-21. ТРАНСФОРМАЦИЯ Сопротивления с помощью линии без потерь

Входное сопротивление линии без потерь длиной l (рис. 4-47), нагруженной на конце сопротивлением Z_2 , равно [Л. 1, 44, 56, 63]:

$$\mathbf{Z}_{1} = \frac{\mathbf{Z}_{2} + j \mathbf{Z}_{L} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}}{1 + j \frac{\mathbf{Z}_{2}}{\mathbf{Z}_{I}} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}}.$$
 (4-109)

Приближенные формулы, пригодные при весьма малых m, приведены в § 4-26. Комплексное сопротивление Z_2 можно, как показано на рис. 4-47, заменить чисто активным сопротивлением $m Z_L$ с включенным перед ним отрезком линии длиной l'. Тогда

$$\mathbf{Z}_{1} = Z_{L} \frac{m+j \operatorname{tg} 2\pi}{1+jm \operatorname{tg} 2\pi} \frac{l'+l}{\lambda}.$$
 (4-110)

Расчеты по этим формулам можно по большей части выполнять с помощью диаграмм, описанных в § 4-22. Несмотря на это, часто может оказаться полезным знание нижеследующих закономерностей [Л. 1, 44]. Сопротивление Z_2 , будучи изображенным на плоскости сопротивлений, представляет собой окружность (рис. 4-62) с центром M_1 на вещественной оси и пересекающую эту ось в точках mZ_L и Z_L/m . При заданных Z_2 и Z_1



Рис. 4-62. т-окружность.

эти точки пересечения можно найти, как показано на рис. 4-62, проведя внутреннюю и и внешнюю биссектрисы угла, образованного прямыми, соединяющими точку Z_2 с точками Z_L и $-Z_L$. Определенная таким образом величина т совпадает с т, фигурирующим в ф-ле (4-110) и многократно встречающимся в § 4-20. Эти окружности в дальнейшем на-зываются *m*-окружностями (окружности постоянного к. б. в.). Как видно из рис. 4-63, можно провести через Z_2 другую окружность с центром M_2 на мнимой оси, проходящую, кроме того, через Z_L . Касательная PZ_L к окружности в точке Z_L образует с вещественной осью угол 4π $\frac{l'}{\lambda}$, найдя который, можно определить фигурирующую в ф-ле (4-110) и в § 4-20 величину l'. Точку M_2 находят, восстанавливая перпендикуляр к отрезку $Z_2 Z_L$, делящий его пополам. На рис. 4-63 приведено примерное построение, а также даны выражения для длин некоторых отрезков. Окружности подобного типа в дальнейшем называются *l*-окружностями (окружностями посто-янной длины линии). При трансформации с помощью линии длиной / согласно ф-ле (4-110) **Z**₂ перемещается по *m*-окружности на рис. 4-62 по часовой стрелке в точку Z₁, как показано на рис. 4-64. Z₁ настолько удалено от Z₂, что две l-окружности, проходящие через Z₂ и Z₁,



Рис. 4-СЗ. /-окружность



Рис. 4-64. Трансформация сопротивления с помощью линии.

пересекаются в Z_L под углом $\frac{4\pi l}{\lambda}$. При включении линии длиной $\frac{\lambda}{2}$ точка, соответствующая сопротивлению, совершает полный оборот по *m*-окружности, возвращаясь обратно в начальное положение. Линия длищой *l* трансформирует, таким образом, точно так же, как и⁴ли- λ

ния длиной $l + n \frac{\lambda}{2}$. Включение линии длиной λ

 $\frac{\lambda}{4}$ трансформирует **Z**₂, как видно из рис. 4-64.

в Z_2^{\bullet} , т. е. в точку второго пересечения *l*-окружности, проходящей через Z_2 , с *m*-окружностью. Согласно ф-ле (4-10) при этом

$$\mathbf{Z}_{2}^{\bullet} = \frac{Z_{L}^{2}}{Z_{2}} = Z_{L}^{2} \mathbf{Y}_{2}, \qquad (4-111)$$

где $Y_2 = 1/Z_2$ есть проводимость, соответствующая сопротивлению Z_2 . Согласованное сопротивление $Z_2 = Z_L$ (m = 1) вообще не трансформируется линией. Чем меньше m, тем сильнее выражены трансформирующие свойства линии.

Трансформация комплексных проводимостей. Проводимости нагрузки $Y_2 = = I_2/U_2 = 1/Z_2$ соответствует входная проводимость

$$\mathbf{Y}_{1} = \frac{\mathbf{Y}_{2} + j l/Z_{L} \cdot \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}}{1 + j \mathbf{Y}_{2} Z_{L} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}} \quad . \tag{4-112}$$

Формальная идентичность формул (4-109) и (4-112) позволяет применять все правила, данные для сопротивлений, к проводимостям, причем необходимо лишь заменить Z_L на $1/Z_L$.

Трансформация генератора иапряжения [Л. 1]. Общие сведения о генераторах напряжений приведены в § 3-6. Генератор напряжения (U_{L1} ; Z_{i1}), присоединенный ко входу линии (рис. 4-65, *a*), вместе с включенным перед нагрузкой отрезком линии длиной *l* можно за-



Рис. 4-65. Трансформация генератора напряжения.

менить эквивалентным генератором напряжения (U_{L2} ; Z_{i2}), включенным в конце линии и воздействующим непосредственно на нагрузку Z_2 (рис. 4-65,6). Устройство, изображенное на рис. 4-бо,6, развивает в нагрузке такие же I_2 и U_2 , как и первоначальное устройство, изображенное на рис. 4-65,а. При этом линия трансформирует заданное Z_{i1} в Z_{i2} подобно тому, как трансформируется сопротивление нагрузки согласно ф-ле (4-109) и рис. 4-64. Трансформированное напряжение холостого хода, т. е. при разомкнутом конце линии, равно:

$$U_{L2} = \frac{U_{L1}}{\cos 2\pi \frac{l}{\lambda} + j \frac{\mathbf{Z}_{i1}}{Z_L} \sin 2\pi \frac{l}{\lambda}}.$$
 (4-113)

Трансформация генератора тока. Общие сведения о генераторах тока приведены в § 3-6. Генератор тока (I_{k1} ; Y_{i1}), присоединенный ко входу линии, вместе с включенным перед нагрузкой отрезком линии длиной *l* (рис. 4-65) можно заменить эквивалентным генератором тока (I_{k2} ; Y_{i2}), включенным на конце линии и воздействующим непосредственно на нагрузку Z_2 . При этом линия трансформирует заданное у_{i1} в Y_{i2} так же, как трансформируется проводимость нагрузки согласно ф-ле (4-112). Трансформированный ток короткого замыкания, т. е. ток при замкнутом накорогко конце линии, равен:

$$\mathbf{I}_{k2} = \frac{\mathbf{I}_{k1}}{\cos 2\pi \frac{l}{\lambda} + j \mathbf{Y}_{i1} \mathbf{Z}_L \sin 2\pi \frac{l}{\lambda}} \quad (4-114)$$

В частном случае, когда $Z_{i1} = Z_L$ (согласованный генератор):

$$U_{L2} = U_{L1} \exp(-j2\pi \frac{l}{\lambda}); \ \mathbf{Z}_{i2} = Z_L.$$
 (4-115)

Абсолютные величины U_{L2} и I_{k2} , так же как и внутреннее сопротивление, при этом независимы от длины линии. В частном случае, когда $l = \frac{\lambda}{4}$:

$$\mathbf{U}_{L2} = -j\mathbf{U}_{L1}\frac{\mathbf{Z}_L}{\mathbf{Z}_{i1}};$$

$$\mathbf{I}_{k2} = -j \, \mathbf{I}_{k1} \frac{1}{Z_L \mathbf{Y}_{l1}} \, \cdot \tag{4-16}$$

Так как $Z_{i1} = U_{L1}/I_{k1}$, то

$$\mathbf{U}_{L2} = -j\mathbf{I}_{k1}Z_L; \quad \mathbf{I}_{k1} = -j\frac{\mathbf{U}_{L1}}{Z_L}.$$
 (4-117)

4-22. ДИАГРАММА ТРАНСФОРМАЦИИ Сопротивления для линии Без потерь (круговая диаграмма в прямоугольных координатах)

Приведенное (нормированное, относительное) сопротивление

$$\mathbf{z} = \mathbf{r} + j\mathbf{x} = \frac{\mathbf{Z}}{Z_L} = \frac{R}{Z_L} + j\frac{X}{Z_L}$$
 (4-118)

представляет собой отношение сопротивления **Z** к волновому сопротивлению **Z**_L. Таким образом, приведенное волновое сопротивление равно 1. Обратно, сопротивление можно найти, умножив приведенное сопротивление на волновое:

$$\mathbf{Z} = R + jX = \mathbf{z}Z_L = rZ_L + jxZ_L. \quad (4-119)$$

Приведенная проводимость представляет собой произведение проводимости Y на волновое сопротивление Z₁:

$$\mathbf{y} = \mathbf{g} + \mathbf{j}\mathbf{b} = \mathbf{Y}\mathbf{Z}_L = \mathbf{G}\mathbf{Z}_L + \mathbf{j}\mathbf{B}\mathbf{Z}_L. \quad (4-120)$$

Обратно, проводимость получим, разделив приведенную проводимость на волновое. сопротивление:

$$Y = G + jB = \frac{y}{Z_L} = \frac{g}{Z_L} + j\frac{b}{Z_L}$$
. (4-121)

Для приведенных сопротивлений и проводимостей справедливы Формулы § 4-21 и построения, изображенные на рис. $4-62 \div 4-64$, если вместо Z_L подставить 1. Из рис. 4-64следует при этом простое соотношение между приведенным сопротивлением \mathbf{z} и соответствующей приведенной проводим остью: $1/\mathbf{z} = \mathbf{y}$. Как видно из рис. 4-66, вследствне соотношения (4-111) точки \mathbf{y} и \mathbf{z} являются точками пересечения соответствующих l-и.



Рис. 4-66. Приведенное сопротивление и привед енная. проводимость.

(4-116)



Разд. 4

, ____

токружностей на плоскости приведенных сопротивлений [Л. 1]. Согласно ф-ле (4-109) для приведенных сопротивлений имеем:

$$\mathbf{z}_{1} = \frac{\mathbf{z}_{2} + j \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}}{1 + j \, \mathbf{z}_{2} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}} \cdot \qquad (4-122)$$

Согласно ф-ле (4-112) для приведенных проводимостей имеем:

$$\mathbf{y}_1 = \frac{\mathbf{y}_2 + j \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}}{1 + j \mathbf{y}_2 \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}}.$$
 (4-123)

Уравнения для z1 и y1 формально идентичны, так что с приведенными сопротивлениями и с приведенными проводимостями можно оперировать одинаковым образом. Поэтому в дальнейшем будут рассматриваться только приведенные сопротивления. Диаграмма, часто применяемая для расчета трансформации сопротивлений с помощью линий (рис. 4-64), изображена на рис. 4-67 [Л. 1, 44, 63]. Она содержит систему т-окружностей, построенных согласно рис. 4-62, и систему *l*-окружностей, построенных согласно рис. 4-63, для приведенных сопротнвлений, т. е. с центром в точке 1 вещественной оси. Точка 1 соответствует волновому сопротивлению линии. На каждой 1-окружности указано значение параметра *l/λ*, относящиеся к углу

 $4\pi \frac{1}{\lambda}$ между касательной Z_L^P к *l*-окружности

и вещественной осью на рис. 4-63.

Рис. 4-68 иллюстрирует применение диа-граммы для трансформации сопротивлений. Сначала наносится заданное значение привеанного сопротивления нагрузки z_2 . Оно лежит на окружности, пересекающей вещественную ось в точках m и $\frac{1}{m}$ и имеющей лараметр т, входящий в ур. (4-110). Оно также лежит на l-окружности, проходящей через точку 1, параметр $\frac{l}{\lambda}$ которой соответствует параметру $\frac{l'}{\lambda}$ в ур. (4-110). Зная эти параметры *m* и *l*', можно привести заданную нагрузку Z₂ к чисто активному сопротивлению mZ_L, как это показано на рис. 4-47,6. При включении перед нагрузкой линии Z2 трансформируется, перемещаясь по *m*-окружности (рис. 4-64), в приведенное входное сопротивление Z₁ (см. также рис. 4-68). Если длина добавленной линии равна l, то вычисляют l/λ и добавляют эту величину к отсчитанной в точке 22 величине : Точка z, лежит на l-окружности, параметр которой равен $\left(\frac{l'}{\lambda}+\frac{l}{\lambda}\right)$. Аналогичным образом диаграмма применима и для транс-

ным ооразом диаграмма применима и для трансформации приведенных проводимостей и внут-



Рис. 4-58. Трансформация приведенных сопротивлений.

ренних сопротивлений генератора напряжения (рис. 4-65).

Абсолютные величины тока и напряжения. В соответствии с принципом проходящей активной мощности (см. § 3-10) отношение абсолютных величин входного I₁ и выходного I₂ токов (рис. 4-47) равно:

$$\frac{I_1}{I_2} = \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} = \sqrt{\frac{r_2}{r_1}},$$
 (4-124)

где R_2 и R_1 равны соответственно активным компонентам оконечного и входного сопротивлений, а r_2 и r_1 — соответствующие им приведенные величины. Отношение абсолютных величин входного U_1 и выходного U_2 напряжений (рис. 4-47) равно:

$$\frac{U_1}{U_2} = \sqrt{\frac{G_2}{G_1}} = \sqrt{\frac{g_2}{g_1}},$$
 (4-125)

где G_2 и G_1 — соответственно, активные компоненты оконечной и входной проводимостей, а g_2 и g_1 — им соответствующие приведенные величины. На рис. 4-69 показано, как при трансформации сопротивлений согласно рис. 4-68, учитывая связь между приведенными сопротивлениями и проводимостями (рис. 4-66), можно определить с помощью диаграммы величины r_1 , r_2 , g_1 и g_2 , необходимые для расчета трансформации токов и напряжений по ф-лам (4-124) и (4-125) [Л. 1, 64]. Определив трансформации сопротивлений, можно по диаграмме оценить и трансформацию токов и напряжений. Кривые на рис. 4-67

пропорциональны $\frac{1}{\sqrt{r_1}}$ (ток) и $\frac{1}{\sqrt{g_1}}$ (напряжение), если \mathbf{z}_1 и \mathbf{y}_1 перемещаются по *m*-окружности с ростом l по часовой стрелке.



Рис. 4-69. К расчету абсолюгных величин тэка и напряжения.



Рис. 4-70. К расчету фазы тока и напряжения.

Фаза тока и напряжения [Л. 1, 64]. Если ψ — разность фаз между током I₁ в начале линии (приведенное сопротивление z₁) и током I₂ на ее конце (приведенное сопротивление z₂), то угол между радиусами *m*-окружности, соответствующими z₁ и z₂, равен 2 ψ (рис. 4-70). Если χ — разность фаз между напряжением U₁ в начале линии (приведенная проводимость y₁) и напряжением U₂ в конце линии (приведенная проводимость y₂), то угол между радиусами *m*-окружности, соответствующими y₁ и y₂, равен 2 χ (рис. 4-70).

Недостатком диаграммы рис. 4-67 является то, что на ней всегда изображается лишь часть плоскости сопротивлений, так что диаграмма никогда не бывает полной. Для устранения этого недостатка часто применяют отображение с помощью конформного преобразования бесконечной плоскости сопротивлений в конечную плоскость. В [Л. 1] описана диаграмма, в которой плоскость сопротивлений отображается внутри прямоугольника. В подобной диаграмме трансформация сопротивлений осуществляется путем прямолинейного смещения, что дает простые схемы решения сложных задач на трансформацию [Л. 1а]. Другая, часто применяемая диаграмма описана в § 4-23. Помимо этого, в отдельных случаях целесообразно применять диаграммы, рассмотренные в § 4-25.

4-23. ДИАГРАММА КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ (КРУГОВАЯ ДИАГРАММА В ПОЛЯРНЫХ КООРДИНАТАХ)

Определенный формулой (4-82) коэффициент отражения связан с приведенным сопротивлением нагрузки соотношением

$$\Gamma_2 = \frac{\mathbf{z}_2 - 1}{\mathbf{z}_2 + 1} = \Gamma \exp j\varphi_2.$$
 (4-126)

 Γ_2 изображается точкой на комплексной плоскости (рис. 4-71), положение которой определяется расстоянием Γ от центра и фазовым углом φ_2 . При включении перед нагрузкой отрезка линии длиной $l z_2$ трансформируется в z_1 , а коэффициент отражения Γ_2 согласно ϕ -ле (4-83) переходит в волновое отношение

$$\Gamma_{1} = \frac{\mathbf{z}_{1} - l}{\mathbf{z}_{1} + l} = \Gamma \exp j \left(\varphi_{2} - 4\pi \frac{l}{\lambda} \right) \quad (4-127)$$

на входе линии. Γ_1 имеет такую же абсолютную величину Γ как и Γ_2 . Обе точки поэтому



Рис. 4-71. К определению коэффициента отражения.

лежат (рис. 4-71) на окружности радиуса Γ . Угол $4\pi - \frac{l}{\lambda}$ определяет положение точки Γ_1 от-

носительно точки Г2.

В окончательном виде диаграмму, изображенную на рис. 4-73 (Л. 12а, 19а, 65, 66], получают путем построения двух семейств окружностей, которые позволяют по заданному приведенному сопротивлению z немедлен-но найти точку Г и наоборот. Основанную на ф-ле (4-126) диаграмму поясняет рис. 4-72. Мнимой оси плоскости сопротивлений соответствует окружность радиуса $\Gamma = 1$. Точка $\varphi = 0$ на этой окружности, обозначенная $\mathbf{z} = \infty$, соответствует точке бесконечности на плоско-сти сопротивлений. Точка на этой окружности при $\phi = -\pi$, обозначенная z = 0, соответствует точке нуля на плоскости сопротивлений. Центр окружности $\Gamma = 0$ соответствует точке согласования z=1. Имеется семейство окружностей, называемых r-окружностями, центры которых (Мі на примере рис. 4-72) лежат на горизонтальной оси. Все точки этих окружностей соответствуют приведенным сопротивлениям, имеющим равные активные компоненты г. Радиусы этих окружностей равны:

$$\rho_1 = \frac{1}{1+r}$$
. (4-128)

Все окружности проходят через точку $z = \infty$ на единичной окружности. Значению r=0 соответствует внешняя единичная окружность. Далее, имеется семейство окружностей, называемых *х*-скружностями, центры которых (M_2 на примере рис. 4-72) лежат на вертикальной прямой, проходящей через $z = \infty$



Рис. 4-72. Положение точек сопротивлений из диаграмме коэффициента отражения.

Все точки этих окружностей соответствуют приведенным сопротивлениям с равными реактивными компонентами *х*. Радиусы этих окружностей равны:

$$\rho_2 = \frac{1}{|x|}$$
. (4-129)

Все эти окружности проходят через точку $\mathbf{z} = \infty$. При x=0 $\rho_2 = \infty$; вещественной оси плоскости сопротивлений соответствует, таким образом, горизонтальная ось диаграммы. Положительным x соответствуют окружности выше, а отрицательным — ниже этой оси. Точка Γ , соответствующая приведениому сопротивлению $\mathbf{z}=r+jx$, находится на пересечении r- и x-окружностей с параметрами r и x соответственно. На рис. 4-72 изображены точка Γ^* с положительным x и точка Γ^{**} с таким же r, но с отрицательным х.

Полная диаграмма показана на рис. 4-73. Пример применения: при заданном приведенном сопротивлении нагрузки линии $z_2=r_2+jx_2$ находят точку Γ_2 на пересечении окружностей, соответствующих r_2 и x_2 . Эта точка при включении перед нагрузкой линии длиной l перемещается, как пояснено на рис. 4-71. вдоль соответствующей окружности на угол $\frac{4\pi l}{\lambda}$, переходя в точку Γ_1 . Определяя параметры r_1 -и x_1 -окружностей диаграммы, проходящих

и x_1 -окружностей диаграммы, проходящих через Γ_1 , находят приведенное входное сопротивление $z_1 = r_1 + jx_1$. Эта диаграмма, так же как и изображенная на рис. 4.67, пригодна для расчета трансформации сопро-



Рис. 4-73. Диаграмма коэффициента отражения (круговая диаграмма в полярных координатах).

тивления. Поэтому на концентрических окружностях диаграммы рис. 4-73 указаны значения *m*, так же как на рис. 4-67; при этом *m* и радиус окружности *Г* связаны между собой соотношением (4-104). *l*-окружностым рис. 4-67 на рис. 4-73 соответствуют прямые линии, проходящие через центр, а углы $\frac{4\pi l'}{\lambda}$ и $\frac{4\pi l}{\lambda}$, указанные на рис. 4-68, на рис. 4-71 представляют собой углы между радиальными прямыми. Нагрузка **z**₂ перемещается на диаграмме рис. 4-73 от точки с параметром $\frac{l'}{\lambda}$ в точку **z**₁ с параметром $\left(\frac{l'}{\lambda} + \frac{l}{\lambda}\right)$,

как и на рис. 4-68.

В [Л. 67] рассматриваются специальные применения этой диаграммы для выполнения более сложных задач трансформаций. Наиболее удачные варианты диаграмм описаны в [Л. 65, 66].

4-24. ВОЛНЫ В ЛИНИИ С ПОТЕРЯМИ

Обозначения те же, что и на рис. 4-47. Выражение для комплексного волнового сопротивления Z_L дано в ф-ле (4-34), а для комплексного коэффициента распространения $\gamma = \alpha + j\beta$ — в ф-ле (4-24). Общие сведения — в [Л. 1, 7, 8, 44]. Приближенные формулы для случая малого затухания приведены В § 4-17—4-22 для линии без потерь, применимы и в данном случае, если положить:

в ф-ле (4-72)
$$j\omega L'$$

в ф-лах (4-73) и (4-74) $-\omega^2 L'C'$
в ф-лах (4-75)—(4-78) $\pm j2\pi \frac{l}{\lambda}$
в ф-лах (4-18)—(4-22) Z_L
 $j\sin 2\pi \frac{l}{\lambda}$ $\sinh \gamma l$
 $\cos 2\pi \frac{l}{\lambda}$ $\cosh \gamma l$
 $j \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}$ $\operatorname{th} \gamma l$

Обшие сведения о гиперболических функциях приведены в [Л. 70]. Гиперболические функции комплексного аргумента описаны в [Л. 69, 70].

Волна, бегущая в направлении возрастаючих *l*, имеет вид:

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_2 \exp\left(-\gamma l\right) = \mathbf{U}_2 \exp\left(-\alpha l\right) \exp\left(-j\beta l\right). \tag{4-130}$$

Ее амп. нтуда, таким образом, уменьшается в направлении распространения, как $\exp(-\alpha l)$. График функции exp (экспонента)



Рис. 4.74. ЭкспоненЦиальные и гиперболические функции. При значениях аргумента x < 0.3 применимых приближения:

$$\operatorname{sh} x \approx x$$
; $\operatorname{ch} x \approx 1 + \frac{1}{2} x^2$; $\operatorname{th} x \approx x$.

приведен на рис. 4-74. В соответствии с ф-лами (4-80) и (4-82) вследствие частичного отражения волны от нагрузки наиболее общая картина в линии представляет собой суперпозицию двух затухающих волн с различными направлениями распространения. Уравнения линии, отнесенные к току I₂ и напряжению. U₂ на конце линии, имеют вид:

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_2 \operatorname{ch} \boldsymbol{\gamma} \boldsymbol{l} + \frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{Z}_L} \operatorname{sh} \boldsymbol{\gamma} \boldsymbol{l}; \qquad (4-131)$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_2 \operatorname{ch} \gamma l + \mathbf{I}_2 \mathbf{Z}_L \operatorname{sh} \gamma l. \quad (4-132)$$

Уравнения линии, отнесенные к оконечной нагрузке Z_2 , по аналогии с ф-лами (4-98) и (4-99) имеют вид:

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_2 \left(\operatorname{ch} \gamma l + \frac{\mathbf{Z}_2}{\mathbf{Z}_L} \operatorname{sh} \gamma l \right); \qquad (4-133)$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_{2} \left(\operatorname{ch} \gamma l + \frac{\mathbf{Z}_{L}}{\mathbf{Z}_{2}} \cdot \operatorname{sh} t \right). \qquad (4-134)$$

Диаграмму для исследования этих уравнений можно найти в [Л. 44, 68, 69]. Если у разбить на α и β согласно ф-ле (4-24), то, разлагая гиперболические функции суммы, получим:

$$I = I_{2} \left[\left(\operatorname{ch} \alpha l + \frac{\mathbf{Z}_{2}}{\mathbf{Z}_{L}} \operatorname{sh} \alpha l \right) \cos \beta l + j \frac{\mathbf{Z}_{2}}{\mathbf{Z}_{L}} \times \left(\operatorname{ch} \alpha l + \frac{\mathbf{Z}_{L}}{\mathbf{Z}_{2}} \operatorname{sh} \alpha l \right) \sin \beta l \right]; \quad (4-135)$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_{2} \left[\left(\operatorname{ch} \alpha l + \frac{\mathbf{Z}_{L}}{\mathbf{Z}_{2}} \operatorname{sh} \alpha l \right) \operatorname{cos} \beta l + j \frac{\mathbf{Z}_{L}}{\mathbf{Z}_{2}} \times \left(\operatorname{ch} \alpha l + \frac{\mathbf{Z}_{2}}{\mathbf{Z}_{L}} \operatorname{sh} \alpha l \right) \operatorname{sin} \beta l \right]. \quad (4.136)$$



Рис. 4-75. Ток и напряжение в линии с потерями.

Графики гиперболических функций приведены на рис. 4-74. Ход тока и напряжения определяется приведенным сопротивлением **Z**² аналогично рис. 4-60; однако, нагрузки $\mathbf{z}_2 = \frac{-1}{\mathbf{Z}_L}$ в отличие от рис. 4-60 максимумы и минимумы возрастают в направлении к началу линии, как это показано на рис. 4-75 для примера линии, нагруженной сопротивлением m2ZL при вещественном $m_2 < 1$. Пунктиром проведены две граничные кривые предельных зна-чений. Величина *m* определяется уже не ф-лой (4-102), а как отношение значений этих обеих граничных кривых в соответствующем сечении l линии. Так как минимумы возрастают быстрее максимумов, то т вдоль линии не постоянно; начиная с величины m, на конце линии (l = 0), оно возрастает к ее началу. При длинных линиях т асимптотически стремится к 1 (рис. 4-78). Случай $m_2 = 0$ описан в § 4-27.

Потери мощности в линии. Коэффициентом полезного действия у линии обозначают отношение мощности P₂, подводимой к со-



Рис. 4-7). Коэффициент полезчого действия линии с ногерями.

противлению нагрузки Z_2 , к мощности P_{1} , подводимой к входу линии. При длине линии $l > \frac{\lambda}{2}$ и не очень большом затухании справедливо приближенное выражение [Л. 19а, 71, 72]: P_2 1

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{(\operatorname{ch} al + m_2 \operatorname{sh} al) (\operatorname{ch} al + \frac{1}{m_2} \operatorname{sh} al)},$$
(4-137)

где m_2 , определенное выше для - конца линии, представляет собой меру согласования нагрузки с волновым сопротивлением. Максимальный к. п. д. получается при согласовании, т. е. при $\mathbf{Z}_2 = \mathbf{Z}_L$ ($m_2 = m = 1$):

$$\eta_{\text{MAKC}} = \exp\left(-2\alpha l\right). \tag{4-138}$$

Графнки к. п. д. в зависимости от al и m_2 . приведены на рис. 4-76. Чем больше рассогласование, тем ниже к. п. д. При этом мощность $P = P_1(1 - \eta)$ превращается на линии. в тепло.

4-25. ТРАНСФОРМАЦИЯ Сопротивления линиями с потерями

Общие сведения о гиперболических функциях приведены в [Л. 69, 70]. Частные случаи $\mathbf{Z}_2 = 0$ и $\mathbf{Z}_2 = \infty$ рассмотрены в § 4-27.

Входное сопротивление линии с потерями длиной l (рис. 4-47), нагруженной на Z_2 , равно:

$$\mathbf{Z}_{1} = \frac{\mathbf{Z}_{2}! + \mathbf{Z}_{L} \operatorname{th} \gamma l}{1 + \frac{\mathbf{Z}_{2}}{\mathbf{Z}_{l}} \operatorname{tg} \gamma l} \,. \tag{4-139}$$

С ростом *l* растет и *m* и сопротивление трансформируется не вдоль окружностей m = const, как показано на рис. 4-64, а вдоль спиралей с возрастающим *m*, как показано на рис. 4-77 для примера при $Z_2 = m_2 Z_L$. Спираль с возрастанием длины линии приближается к комплексной точке Z_L (навивается на Z_L). Длине линии $\frac{\lambda}{4}$ соответствует полувиток спирали, длине $\frac{\lambda}{2}$ целый виток спирали; применима методика, относящаяся к



Рис. 4-77. Трансформация сопротивлений.

линии без потерь (рис. 4-64). Таким образом, линия длиной $\frac{\lambda}{4}$ трансформирует заданиое Z_2 в Z', лежащее на прямой линии, проходящей через начало координат и точку Z_L . Линия длиной $\frac{\lambda}{2}$ трансформирует Z_2 в Z'' н т. д. Показанный на рисунке угол ζ равен фазе Z_L согласно ф-ле (4-34).

Приведенные сопротивления. При рассмотрении трансформации сопротивлений линиями с потерями с помощью диаграмм необходимо ввести понятие приведениого сопротивлення $z = \frac{Z}{Z_L}$ аналогично § 4-22, но с использованием комплексного Z_L . Деление Z на комплексиое Z_L выполнимо просто только в том случае, когда заданы абсолютные значения и фазы Z и Z_L . При этом

$$Z = Z \exp(j\Phi); \quad Z_L = Z_L \exp(j\zeta); \quad (4.140)$$

$$\mathbf{z} = \frac{\mathbf{Z}}{\mathbf{Z}_{\mathbf{L}}} = z \exp(j\varphi); \quad z = \frac{\mathbf{Z}}{\mathbf{Z}_{L}}; \quad \varphi = \Phi - \boldsymbol{\zeta}$$
(4-141)

и обратно:

$$Z = zZ_{1}; \quad z = zZ_{1}; \quad \Phi = \varphi + \zeta. \quad (4-142)$$

Диаграмма сопротивлений. При введении в ф-лу (4-139) комплексной величины K₂ с помощью соотношения

$$z_2 = \frac{Z_2}{Z_L} \text{th } K_2$$
 (4-143)

приведенное входное сопротивление получает вид:

$$z_1 = \frac{Z_1}{Z_L} = th (K_2 + \gamma l).$$
 (4-144)

Эта простая формула пригодна для многих расчетов и на ней основано графическое решение задач трансформации сопротивлений с линиями уровня тангенса [Л. 68, 69]. Так как приведенные сопротивления ф-лой (4-141) заданы как по абсолютной величине, так и по фазе, то имеет смысл применять такие диаграммы, в которых z задается не активной и реактивной компонентами г и х, а непосредственно абсолютной величиной г и фазой ф. Преобразование диаграммы, изображенной на рис. 4-73, в диаграмму, основанную на абсолютных величинах и фазах, и ее применение линиям с потерями изложено в [Л. 73, 74]. Входное сопротивление на этой диаграмме описывает спираль, подобную спирали сопротивления, изображенной на рис. 4-77.

4-26. ПРИБЛИЖЕННЫЕ ФОРМУЛЫ Для линий с малыми потерями

Этот случай соответствует применению обычных материалов для выполнения линий. Приближенное выражение для волнового сопротивления — ф-ла (4-33), для затухания

в линии — ф-ла (4-27). Фаза волнового сопротивления так мала, что обычио ею пренебрегают, и волновое сопротивление принимают равным его значению в случае отсутствия потерь [ф-ла (4-29)]. Приведенные сопротивления рассчитывают при этом по ф-ле (4-118), а вспомогательные величины m2 и l' берут из диаграммы на рис. 4-67, как описано в § 4-22. Лишь при длине линии менее 2λ и при сопротивлений нагрузки с очень малым \dot{m}_2 нельзя пренебрегать фазой \mathbf{Z}_L [Л. 77]. Затухание столь мало, что возрастание иапряжения и тока в направлении генератора, как показано на рис. 4-75, и спиральное стягивание кривой сопротивления, как показано на рис. 4-77, происходят очень медленно и становятся заметными только при очень длииных линиях. Кривая максимумов, изображенная на рис. 4-75, описывается при этом функцией

$$U_{\text{MAKC}} = A \left(\operatorname{ch} \alpha l + m_2 \operatorname{sh} \alpha l \right), \quad (4-145)$$

где A — значение этой кривой при l = 0. Кривая минимумов, изображенная иа рис. 4-75, описывается функцией

$$U_{\rm MRH} = B\left({\rm ch}\,\alpha l + \frac{1}{m_2}\,{\rm sh}\,\alpha l\right),\quad (4-146)$$

где B — значение этой кривой при l = 0. Важная величина m может быть с достаточной точностью определена так же, как и в ф-ле (4-102), как отношение $U_{\rm MHH}/U_{\rm MAKC}$ двух соседних экстремальных значений. m зависит от положения на линии по закону

$$m = \frac{m_2 + \text{th } al}{1 + m_2 \text{ th } al}, \qquad (4-147)$$

где m_2 — значение *m* в конце линии при l = 0. При $m_2 < 0,1$ и аl < 0,1 пригодно приближенное выражение

$$m = m_2 + al.$$
 (4-148)

Ход *m*, соответствующий ф-ле (4-147), изображен для различных значений *m*₂ на рис. 4-78. Трансформация сопротивлений осу-



Рис. 4-78. Графики величины *т*, построенные по ф-ле (4-147).

ществляется принципиально, как на рис. 4-68. Однако приведенное входное сопротивление z₁ лежит всегда на той *m*-окружности, которая соответствует значению *m* в начале линии [см. ф-лу (4-147)].

Особего внимания требует случай очень малых m, в котором нельзя пренебречь фазой ζ величины Z_L . Используя для Z_L выражение (4-33) и раскрывая (4-118), получим для z приближенные выражения

$$z = \frac{Z}{Z_L} = \frac{Z}{Z_L(1+j\zeta)} \approx \frac{Z}{Z_L}(1-j\zeta);$$

(4-149)

$$\mathbf{z} = \mathbf{r} + j\mathbf{x} \approx \frac{R + zX}{Z_L} + j\frac{X - zR}{Z_L}.$$
(4-150)

По сравнению с (4-118) дополнительные члены с ζ обусловлены затуханием. При малых *m* диаграммы линий вообще недостаточно точны. Вариант диаграммы, пригодный также и при очень малых *m*, описан в [Л. 1]. Правда, в этом случае всегда можно осуществлять очень простые приближенные расчеты, аналогичные приведенным в § 4-27 для случаев короткозамкнутой и разомкнутой линий.

4-27. РЕАКТИВНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И РЕЗОНАНСНЫЕ КОНТУРЫ, ВЫПОЛНЕННЫЕ ИЗ ЛИНИЙ С ПОТЕРЯМИ

Реактивные сопротивления и резонансные контуры выполняют в виде однородных линий, короткозамкнутых или разомкнутых на конце и обычно имеющих малое затухание [Л. 1, 11, 44, 67, 68, 78, 79]. В этом случае влияние потерь в линии особенно заметио и может иметь-значение даже при очень малом затухании.

Короткозамкнутая линия. Ток и напряжение определяются по ϕ -лам (4-131) и (4-132) в которых следует положить $U_2=0$. При эток: $m_2=0$. Кривая максимумов иа рис. 4-75 согласно ϕ -ле (4-145) имеет вид сб al, кривая минимумов согласно ϕ -ле (4-146) имеет вид sb al. При очень малом затухании максимумы вдоль линии практически постоянны, а минимумы растут приблизительно пропорционально расстоянию от конца линии как al. Величина *m* возрастает в соответствии с ур. (4-147), как th al (см. рис. 4-78, кривая $m_2=0$). Входное

$$\mathbf{Z}_{1} = \mathbf{Z}_{L} \text{ th } \boldsymbol{\gamma} l = \mathbf{Z}_{l} \frac{\operatorname{th} \alpha l + j \operatorname{tg} \beta l}{1 + j \operatorname{th} \alpha l \cdot \operatorname{tg} \beta l} .$$
(4-151)

При малом затухании в линии применяют нижеследующие приближения.

При условии

$$\alpha l < 0,1$$
 и $\alpha l \mid \text{tg } \beta l \mid < 0,1,$ (4-152)

т. е. если минимум тока не лежит в непосредственной близости от начала линии, входное



Рис. 4-79. Входное активное сопротивление короткозамкнутой и разомкнутой на конце линий.

сопротивление линии приближенно представляет собой активное сопротивление

$$R_1 = Z_L \left[\frac{al}{\cos^2 \beta l} - \zeta \operatorname{tg} \beta l \right], \qquad (4-153)$$

включенное последовательно с реактивным сопротивлением, вычисляемым по ф-ле (4-86). Если указанные выше условия не выполнены, то выполняется

$$al < 0,1$$
 и $al | ctg βl | < 0,1$. (4-154)

В этом случае целесообразно вычислять проводимости. Входная проводимость при этом представляет собой активную проводимость

$$G = \frac{1}{Z_L} \left[\frac{al}{\sin^2 \beta l} + ; \operatorname{ctg} \beta l \right], \quad (4-155)$$

включенную параллельно реактивной проводимости, определенной ф-лой (4-87).

На рис. 4-79 изображен схематично ход входного активного сопротивления короткозамкнутой линии в зависимости от l при заданном α . При $l = \frac{n\lambda}{2}$ сопротивление приблизительно активно и минимальные значения кривой равны:

$$R_1 = Z_L \text{th } al \approx Z_L al. \tag{4-156}$$

Последнее приближение справедливо при малых затуханиях. При $l = \frac{\lambda}{4} + n \frac{\lambda}{2}$ входное сопротивление практически вещественно и максимальные значения кривой равны:

$$R_1 = \frac{Z_L}{\ln \alpha l} \approx \frac{Z_L}{\alpha l}.$$
 (4.157)

И здесь приближение справедливо при малых затуханиях. При очень малом затухаиии необходимо иногда учитывать и малое активное сопротивление неидеального короткого замыкания [Л. 77]. Случай короткого замыкания рассмотрен также в § 8-3.

Линия, разомкнутая на конце. Ток и напряжение определяется по ф-лам (4-131) и (4-132) при $I_2 = 0$. Входное сопротивление лииии длиной l равно:

$$Z_{1} = \frac{Z_{L}}{\operatorname{th} \gamma l} \,. \tag{4-158}$$

В этом случае можно вывести приближенные формулы, аналогичные (4-153) и (4-155). На рис. 4-79 изображен ход активной компоненты входного сопротивления и для разомкнутой на конце линии. Активное входное сопротивление определяется по ф-ле (4-156) при $l = \frac{\lambda}{4} + n \frac{\lambda}{2}$ и по ф-ле (4-157) при $l = \frac{n\Lambda}{2}$. Вблизи низкоомных экстремальных

значений входное сопротивление короткозамкнутой или разомкнутой линий ведет себя как входное сопротивление последовательного резонансного контура [см. формулу (3-130)]. В этой формуле необходимо только заменить R_S на R₁ согласно ф-ле (4-157) и X_R на

$$Z_L \frac{\pi l}{\lambda} \tag{4-159}$$

[Л. 1, 19с, 92]. Вблизи высокоомных экстремальных значений входное сопротивление линии ведет себя как входное сопротивление параллельного резонансного контура [см. ф-лу (3-123)]. В этой формуле необходимо заменить R_R на R_1 согласно ф-ле (4-156) и B_R на

$$\frac{1}{Z_L} \frac{\pi l}{\lambda} \tag{4-160}$$

см. [Л. 1, 19с, 92].

ЛИТЕРАТУРА

1. Meinke H., Theorie der Hochfrequenzschaltungen, München, 1951, Abschn. V.

Ia. To же, VI. Ib. To же, III.

Ic. To же, II. 2. Kaden H., Arch. Electrotechn., 1934, 28, 818.

H, Arch. elektr. Über-3. Buchholz trag., 1947, 1, 137.

4. Lintzel H., Telegr.-u. Fernspr.-Techn. 1937, 26, 243.

5. Zinke O., Hochfrequenzmesstechnik, 2. Aufl., Leipzig, 1947, 195. 6. Nergard L. S., RCA-Rev., 1938, 3.

187.

7. Küpfmüller K., Einführung in die theoretische Elektrotechnik, 4. Aufl., Berlin, 1952, Kap. II.

7a. To же, V. 8. Wallot J., Einführung iπ die theorie der Schwachstromtechnik, 4. Aufl., Berlin, 1944, 8. Abschn.

9. Meinke H., Z. Naturforschung, 1947, **2a**, 55.

10. Montgomery C. G., Technique of microwave measurements, MIT Rad. Lab. Series,

New York, 1947, 11, 480 (перев. см. п. 105). 11. Kadeп Н., Arch. Elektrotechn., 1936, **30**, 691.

12. Moreno T., Microwave transmission design data, New York, 1948, ch. IV.

i2a. To же, III.

12b. То же, V.

13. Kaufmann H., Telegr.- u. Fernspr.-Techn., 1940, 29, 325. 14. Rohde L.,

L., Ζ. Hochfrequenztechn., 1943, 62, 1.

15. Ochem H., Z. Hochfrequenztechn., 1936, 48, 182.

16. Wild W., VDE-Blatt 0886, VI, 1943.

17. Andresen K., Brandes H., VDE

Fachb., 1951, 15, 58. 18. Müller E., Elektrotechn. Z., 1938, 59, 815.

19. Meinke H., Kurven, Formeln und Daten aus der Dezimeterwellentechnik, München,

1949, Abschn. III.

19а. То же, П 19b. To же, VIII.

19с. То же, IX.

20. Ochem H., Z. Hochfrequenztechn., 1936, 48, 182.

21. Kaden H., Die elektromagnetische Schirmung in der Fernmelde- und Hochfrequenztechπik, Berlin, 1950.

22. Buchholz H., Elektr. Nachr.-Techa., 1937, 14, 408.

23. Ŕohde L., Telegr.- u. Fernspr.-Techn., 1944, 33, 95.

24. Larsen H., Telegr- u. Fernspr.-Techn., 1944, **33**, 133. 25. Wuckel G.,

AEG-Mitt., 1938, 15, 195.

26. Moebes R., Rundfunkempfangsantenпеп, in: Forschritte der Hochfrequenztechnik, Leipzig, 1943, II, 121. 27. Soycк W., Europ. Fernsprechdienst.,

1938, 49, 180.

28. Riedel H., Z. Hochfrequenztechn., 1943, 61, 65.

29. Buchholz H., Elektr. Nachr.-Techn., 1939, 16, 258.

30. Müller E., Telegr.- u. Fernspr.-Techn., 1953, 32, 1. 31. Mayer H. F., Fischer E., Elek-

trotechл., 1937, **50**, 105. 32. Kieser W., Z. techn. Phys., 1935,

16, 629.

33. Cords O., Z., Hochfrequenztechn. 1937, 50, 105.

- 34. Keutner E., Elektrotechn., Z. 1940, 61, 841.
- 35. Buchholz H., Arch. Elektrotechn., 1948, **39**, 79—100; 202—215.
- 36. Peters H., Felten & Guilleaume-Rdsch., 1950, 28, 9.
- 37. Sommer F., Elektr. Nachr.-Techn., 1940, 17, 281.
- 38. Meinke H., Elektr. Nachr.-Techn., 1940, 17, 86.
- 39. Kunz J., Bayley P. L., Phys. Rev., 1928, 17, 147.
- 40. Herbert C. M., Phys. Rev., 1928, 17, 157.
- 41. Jens H., Arch. Elektrotechn., 1930, 24, 317.
- 42. Magnus J. W., Oberhettinger F., Arch. Elektrotechn., 1943, 37, 381.
- 43. Mildner R. C., J. Brit. Inst. Radio Engr., 1953, 13, 113-121.
- 44. Gundlach F. W., Grundlagen der Höchstfrequenztechnik, Berlin, 1950, Abschn. C. 44a. To же, E.
- 45. Rekeuma L. E., Elektr. Engng., 1937, 56, 1002.

46. Strutt M. J., O., Moderne Kurzwellenempfangstechnik, Berlin, 1939,

- 47. Breisig F., Theoretische Telegraphie,2. Aufl., Braunschweig, 1924.
- 48. Meinke H., Elektr. Nachr.-Techn., 1936, **13**, 283.
- 49. Kirschstein F., Elektr. Nachr.-Techn., 1936, 13, 283.
- 50. Knol K. S., Strutt M. J. O., Physica, Haag, 1942, **9**, 577.
- 51. Mortos W. B., Phil. Mag., 1926, 2, 827.
- 52. Meinke H., Z. Hochfrequenztechn., 1943, 61, 145.
- 53. Keutner E., Europ. Fernsprechdienst, 1943, 62, 3.
- 54. Kallmann H. E., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1946, 34, 348.
- 55. Kaden H., Telegr.- u. Fernspr.-Techn., 1943, 32, 195.
- 56. Bomke H., Gefahrt J., Einführung in die Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Leitungen und Hohlkabeln, Stuttgart, 1950, Abschn. III.
- 57. Buchholz H., Ann. Phys., 1940, 5, 37, 136.
- 58. Schelkunoff S. A. Electromagnetic waves, 6, Aufl., New York, 324.
 - 58а. То же, 287.
- 59. Meinke H., Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 103-112.
- 60. Meinke H., Z. angew. Physik, 1950, 2, 473-478.
- 61. Meinke H., Einführung in die Technik der Dezimeterwellen, München, 1948.
- 62. Roder H., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1933, 21, 290.

- 63. Schmidt O., Z., Hochfrequenztechn., 1933. 41, 2.
- 64. Weissfloch A., Z. Hochfrequenztechn., 1943, 62, 149.
- 65. Smith P. H., Electronics, 1939, 12, 29.
 - 66. То же, 19**44, 17,** 130.
- 67. Meinke H., Elektr. Nachr.-Techn., 1942, **19**, 27.
- 68. Emde F., Sinusrelief und Tangensrelief in der Elektrotechnik, Braunschweig, 1924.
- 69. H a welka R., Vierstellige Tafeln der Kreis- und Hyperbelfunktionen im Komplexen, Berlin, 1931.
- 70. Tölke F., Praktische Funktionenlehre, Berlin, 1950, 1, 2 Aufl.
- 71. Bushbeck W., Die Fernsehsendung in Schröter F., Fernsehen, Berlin, 1937.
- 72. Sterba E. J., Feldmann C. B., Bell Syst. techn. J., 1932, 11, 411.
- 73. Meinko H., Z. Hochfrequenztechn., 1941, 57, 17.
- 74. Carter P. S., RCA-Review, 1939, 3, 355.
- 75. Tischer F., Trans. Royal Inst. techn. Stockholm, 1950, № 36, 17; Arch. elektr. Ubertr., 1952, 6, 125-127.
- 76. Meinke H. Elektrotechn. Z, 1952, 73, 583-584.
- 77. Meinke H., Elektr. Nachr.-Techn., 1944, **21**, 39.
- 78. Nergard L. S., Salzberg B., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1939, 27, 579.
- 79. Geiger M., Kleen W., Arch. techn. Messen, V, 376-3.
- 80. Wholey W. B., Eldred W. N., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1950, 38, 244.
- 81. Walmsley F., J. Instn. Electr. Engrs., 1931, 69, 299.
- 82. Wild W., Kienlin U. V., Simon H., Fernmeldetechn. Z., 1952, 5, 465.
- 83. Ragan G. L., Microwave transmission circuits, MIT Rad. Lab. Series, 1948, 9,
- ch. III (перев. см. п. 104).
 - 83а. То же, V.
 - 83b. То же, IV.
- 84. Kleinwächter H., Weiss H., Onde électr., 1952, **32**, 46—50.
- 85. Heitzmann F., VDE-Fachber., 1951, 15, 199—205.
- 86. Lintzel H., Telegr.- u. Fernspr.-Techn., 1937, 26, 243.
- 87. Meinke H., Elektr. Nachr.-Techn., 1940, 17, 108-115.
- 88. Kleen W., Ruppel W., Arch. Elektrotechn., 1952, **40**, 280-304.
- 89. Kaden H., Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 534-538.
- 90. Nahrgang W., Peters H., Felten & Guilleaume-Rdschau, 1952, 36, 155,-161.
- 91. Nitsche H., Fernmeldetechn.. Z., 1951, 4, 97–102.

92. Ruhrmann A., Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 219.

93. Terman F. E., Radio Engineers Handbook, New York., 1943 (перев. см. п. 80 в литературе разд. 3).

94. Nergard L. S., RCA-Rev., 1938, **3**, 156.

95. Beindort W., Felten & Guilleaume-Rdsch., 1952, **35**, 86-91. 96. Grieg D. D., Engelmann H. F.,

90. G11eg D. D., Eligerina in it. P., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1952, 40, 1644-1650. 97. Assadowrian F., Rimai E., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1952, 40, 1651-1650. 98. Meinke H., Funkortung in der Luftfahrt, Dortmund, 1953, 2/11, 33. 99. Kaden H., Arch. Elektrotechn., 1952 41, 45 64

1953, 41, 45-64.

100. Gutzmann F., Fernmeldetechn., 1954, 7, 136-139

101. Слэтер Дж., Передача ультракоротких волн, ГИТТЛ, 1946.

102. Кинг Р., Мимно Г., Уинг А., Передающие линии, аитенны, волноводы, ГЭИ, 1950.

103. Теория линий передачи сверхвысоких частот, I, перев. с англ. под ред. Шпунтова А. И. Изд. Сов. Радио, 1951.

104. Линии передачи сантиметровых волн, I, перев. с англ. под ред. Ремеза Г. А., Изд. Сов. Радио, 1951.

105. Техника измерений на сантиметровых волнах, перев. с англ. под ред. Ремеза Г. А., Изд. Сов. Радио, 1949.

РАЗДЕЛ 5

ОДНОРОДНЫЕ ВОЛНОВОДЫ, ПОЛЫЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ

Однородным волноводом называется линия передачи, выполнениая из диэлектриков или проводников, поперечиые размеры которой в аксиальном направлении постояниы и по которой может распространяться электромагнитная волна в аксиальном направлении. Полый волновод представляет собой трубу с проводящими стенками, отделяющими тракт волны от внешнего пространства. В частном случае электромагнитные волны могут распространяться между двумя ничем не ограниченными проводящими плоскостями; такую систему можно рассматривать как бесконечно широкий прямоугольный волновод (см. § 5-8 и 5-12).

5-1. ТИПЫ ВОЛН В ПОЛЫХ ВОЛНОВОДАХ

Полый волновод прямоугольного сечения и выбранная система координатных осей в этом волноводе показаны на рис. 5-1. Для возбуждения волновода к нему подводится электромагнитная энергия и внутри него в сравнительно небольшой области создаются переменные электрические и магнитные поля. От точки возбуждения эти поля распространяются в аксиальном направлении в обе стороны внутри трубы. Возбужденные электрическое и магнитное поля имеют в общем случае составляющие в направлении всех трех координат x, y, z, как это показано на рис. 5-1



Рис. 5-1. Прямоугольный волновод.

для напряжениости электрического поля. Каждая из этих компонент поля E_x , E_y , E_z в общем случае является функцией всех трех координат и рабочей частоты.

Сложное электромагнитное поле, возбужденное в волноводе, можно рассматривать как сумму в общем случае бесконечиого числа простых полей. Каждое такое поле характеризует определенный тип электромагнитных колебаний, которые могут быть возбуждены в волноводе [Л. 5—9, 37, 61, 62]. Аналитически эти поля могут быть записаны при помощи достаточно простых выражений. Компоненты полей электромагнитных колебаний данного типа зависят от частоты f и координат x, y, zи могут быть выражены через произведение двух функций $f_n(x, y)$ и $g_n(z, \omega)$. Любая компонента сложного поля K может быть представлена в виде суммы соответствующих компонент простых полей:

$$K = \sum_{n=1}^{\infty} f_n(x, y) \cdot g_n(z, \omega).$$
 (5-1)

Функция $f_n(x, y)$ *п*-го частичного поля определяется только формой поперечного сечения волновода и не зависит от частоты. Функция $g_n(z, \omega)$ характеризует зависящее от частоты распространение поля в аксиальном направлении.

Отдельные простые поля, возбужденные в волноводе, распространяются вдоль него либо апериодически затухая (см. § 5-2), если рабочая частота ниже некоторой к р и т и ч ес к о й для данного типа колебаний ч а с т о т ы (см. § 5-4), либо в виде волнового процесса (см. § 5-3), если рабочая частота выше критической.

Всевозможные типы волн могут быть разбиты на три группы взависимости от наличия аксиальных компонент поля (напряженности электрического поля E_2 и напряженности магнитного поля H_2 [Л. 2. 4а. 29. 34. 37. 61. 66]):

алектрического поля E_z и напряженности магнитного поля H_z [Л. 2, 4а, 29, 34, 37, 61, 66]): **1. Волны типа ТЕМ** (поперечно-электромагнитные волны). Эти волны могут существовать только в двухпроводных и коаксиальных линиях (см. разд. 4) и характеризуются отсутствием аксиальных составляющих поля $(E_z = 0, H_z = 0)$.

2. Волны электрического типа (волны типа Е или ТМ, поперечно-магнитные волны). Волны этого типа могут сушествовать как в двухпроводных и коаксиальных линиях, так и в волноводах с произвольной формой поперечного сечения. Волны электрического типа характеризуются наличием аксиальной составляющей электрического поля E_z и отсутствием аксиальной составляющей магнитного поля $(H_z = 0)_{.}$

3. Волны магнитного типа (волны типа Н или ТЕ, поперечно-электрические волны). Эти волны, так же как и волны типа E, могут существовать как в двухпроводных и коаксиальиых линиях, так и в волноводах с произвольной формой поперечного сечения. Волны типа H характеризуются наличием аксиальной составляющей магнитного поля H_z и отсутствием аксиальной составляющей электрического поля $(E_z = 0)$.

Продольные волны [Л. 30, 34] могут рассматриваться [Л. 31] как сумма волн типов E и H и ничего принципиально нового не представляют.

Зависимость функции $f_n(x, y)$ от формы поперечного сечения волновода подробно описана в литературе [Л. 2, 4а, 9, 19, 22, 61]. Воли типов E и H может быть бесконеч-

Воли типов E и H может быть бесконечно много. Для их обозначения обычно применяют два цифровых индекса, например E_{01} , H_{22} и т. д. (см § 5-8, 5-14, 5-10, 5-17).

Наиболее широко применяемые в практике волны типов E и H, используемые в круглых и прямоугольных волноводах, описаны ниже в § 5-6 \div 5-19, а в волноводах более сложной конфигурации — в Л. 55.

5-2. АПЕРИОДИЧЕСКОЕ Распространение полей вдоль волновода

Распространение поля в аксиальном направлении определяется функцией $g_n(z, \omega)$ [см. ур. (5-1)]. Для каждого типа волн существует критическая частота f_k и критическая длина волны λ_k (см. 5-4).

Волновод без потерь и без диэлектрика. Допустим, что волновод имеет бесконечную длину в направлении оси г. Через λ_0 обозначим длину плоской волны в свободном пространстве (см. § 10-1), а соответствующую ейрабочую частоту через f_0 .





Рис. 5-3. Затухание электромагнитной волны в полом волноводе.

Если $f_0 < f_k$, то по мере увеличения расстояния z от точки возбуждения колебаний в волноводе все компоненты напряженности электрического и магнитного полей апериодически убывают по экспоненциальному закону. На расстоянии z от точки возбуждения (рис. 5-1) любая компонента поля K может быть вычислена по формуле [Л. 5b, 10, 17, 18].

$$K = K_0 e^{-\gamma z}, \qquad (5-2)$$

где K₀ — значение исследуемой компоненты поля в точке возбуждения, а

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_k} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_k}{\lambda_0}\right)^2}.$$

Следовательно, затухание волны любого типа в полом волноводе Длиной *l* равно:

$$l[\mu en] = 2\pi \frac{l}{\lambda_k} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_k}{\lambda_o}\right)^2} . \quad (5-3)$$

Величины затухания, вычисленные по этой формуле, приведены на рис. 5-2.

Для сравнительно низких частот ($f_0 < < 0, 1 f_k$; $\lambda_0 > 10 \lambda_k$) в первом приближении можно считать, что величина затухания не зависит от частоты и

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_k} \,. \tag{5-4}$$

С повышением частоты γ становится меньше и уменьшение компонент поля с ростом *z* замедляется. При критической частоге ($\lambda_0 = \lambda_c$) γ превращается в нуль и *K* стаювится повсюду равным K_0 . Потери в стенсах волновода начинают сказываться практицески полько на частотах, близких к критицеской, препятствуя уменьшению γ до нуля при $\lambda_0 \leq \lambda_k$.

Характер зависимости затухания электромагнитной волны, распространяющейся в полом волноводе, от частоты показан на рис. 5-3. Здесь сплошной линяей показан ход кривой с учетом потерь в стенках волновода [Л. 5b, 18, 19, 61]. Пунктирная кривая для у в области $f_0 < f_k$ рассчитана по ф-ле (5-2), а пунктирная кривая для а в области $f_0 > f_k$ рассчитана по ф-ле (5-58). Волновод без потерь, но с диэлектриком. В случае заполнения идеального волновода диэлектриком, имеющим диэлектрическую проницаемость є, критическая длина волны в волноводе λ_k изменяется и становится равной $\lambda_{k\varepsilon}$ (см. ф-лу (5-17)]. В этом случае величина затухания γ определяется по формуле [Л. 5g, 10]

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_k} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{k\varepsilon}}{\lambda_0}\right)^2}.$$
 (5-5)

На достаточно низких частотах ($f_0 < 0.1 f_k$) характер распространения волны при заполнении волновода диэлектриком не изменяется, так как в выражение (5-4) λ_{be} не входит.

Уменьшение напряженности поля по мере увеличения расстояния z от точки возбуждения для различных типов волн в квадратном волноводе (см. § 5-7, 5-8, 5-12÷5-14) показано на рис. 5-4, а в круглом волноводе (см. § 5-9, 5-10, 5-15÷5-17) на рис. 5-5. Кривые рассчитаны по ф-ле (5-2) для достаточио низких частот.



Рис. 5-4. Уменьшение напряженности поля в волноводе квадратного сечения.

В достаточно длинных отрезках волноводов вследствие быстрого апериодического затухания полей высших типов практически наблюдаются лишь поля наиболее простой конфигурации. В названных параграфах приведены формулы для волн, описанных в § 5-3. Эти формулы могут быть использованы и при расчете апериодически затухающих полей, если $j\beta$ заменить на γ , вычисленную по ф-ле (5-2) или (5-4), $\lambda_{\rm B}$ заменить на $j \frac{2\pi}{\gamma}$, а волновое сопротивление Z_F определить из выражения (5-27) (см. [Л. 5, 5 a, 5 b] и рис. 5-22, 5-35 и 5-43).



Рис. 5-5. Уменьшение напряженности поля в волноводе круглого сечения.

5-3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ВДОЛЬ Волновода, длина волны, затухание

Общие вопросы, связанные с распространением волн, были рассмотрены в § 4-5 [Л. 2, 4, 5 b, 10 — 12. 15, 17, 18, 34, 60 61]. В настоящем параграфе рассматривается распространение волн вдоль волновода при $f_0 > f_k$.

В бесконечно длинном волноводе без потерь, заполненном идеальным диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 1$, распространение волн при $f_0 > f_k$ происходит без затухания; при этом длина волны в волноводе

$$\lambda_{\rm B} = \frac{\lambda_{\rm o}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\rm o}}{\lambda_k}\right)^2}} , \qquad (5-6)$$

где λ₀ — длина волны в свободном пространстве;

λ_k — критическая длина волны.

Вопросы, связанные с распространением волн в волноводе конечной длины, рассмотрены в § 5-21.

Номограмма для определения
$$\frac{\lambda_{\rm B}}{\lambda_k}$$
 по

известной величине $\frac{\kappa_0}{\lambda_k}$ приведена на рис. 5-6 (справа).

^{*} Для расчета́λ_ο по измеренной величине λ_в можно воспользоваться формулой

$$\lambda_{0} = \frac{\lambda_{\mathrm{B}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{\mathrm{B}}}{\lambda_{k}}\right)^{2}}}.$$
 (5-7)

Фазовая скорость волны в волноводе определяется из выражения

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\sigma}}{\lambda_{k}}\right)^{2}}}, \qquad (5-8)$$

а групповая скорость

$$v_{\rm rp} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2} , \qquad (5-9)$$

где с — фазовая скорость волн в свободном пространстве (см. § 10-1).

Номограмма для определения выражения $\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}$ по известной величине $\frac{\lambda_0}{\lambda_k}$ приведена на рис. 5-6 (слева).

Длина волны в волноводе $\lambda_{\rm B}$ всегда больше, чем длина волны в свободном пространстве. По мере приближения к критической частоте отношение $\frac{\lambda_{\rm B}}{\lambda_0}$ и фазовая скорость волны в волноводе увеличиваются и при $f_0 = f_k$ становятся равными бесконечности.



Рис. 5-6. Номограммы для определения

$$\lambda_{\mathbf{B}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\mathbf{0}}}{\lambda_{k}}\right)^{2}}$$

Групповая скорость волны в волноводе по мере приближения рабочей частоты к критической уменьшается и при критической частоте становится равной нулю. Практически этих экстремальных значений достигнуть не удается вследствие конечной проводимости стенок волновода и связанных с этим потерь [Л. 5b, 18, 61].

Коэффициент фазы волны, распространяющейся в волноводе:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\rm B}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\rm 0}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\rm 0}}{\lambda_{\rm k}}\right)^2} \quad (5-10)$$

всегда меньше коэффициента фазы волны в свободном пространстве

$$\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}.$$

При заполнении волновода без потерь диэлектриком с дьэлектрической проницае мостью є критическая длина волны λ_{ke} определяется по ф-ле (5-17), а длина волны в волноводе из выражения

$$\lambda_{\rm B} = \frac{\lambda_{\rm 0}}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{\rm 0}}{\lambda_{\rm RE}}\right)^2}}, \quad (5-11)$$

где є_r — относительная диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей волновод [Л. 2, 3 b, 5 g].

Соответственно фазовая скорость волны в волноводе, заполнеином диэлектриком:

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{k\epsilon}}\right)^2}}.$$
 (5-12)

В бесконечно длинном волноводе с потерями амплитуды всех составляющих напряженностей электрического и магнитного полей по мере увеличения расстояния z от точки возбуждения уменьшаются по экспоненциальному закону. Если в точке возбуждения (при z = 0) амплитуда исследуемой компоненты поля $K = K_0$, то иа расстоянии z

$$K = K_0 e^{-\alpha z}, \qquad (5-13)$$

где а-коэффициент затухания (см. §4-6).

При несогласованном тракте затухание еще более возрастает (см. рис. 4-76). Основным источником потерь, приводящим к затуханию волн при их распространении в волноводе, является конечное значение проводимости стенок волновода. Методика расчета потерь в волноводах с произвольным поперечным сечением описана в [Л. 2, 4а, 61], а формулы для расчета затухания волн различных типов приведены в [Л. 2a, 3a, 4, 5e, 11, 12] и в § 5-9, 5-12, 5-15.

Затухание волн в стандартных волноводах, применяемых в технике сантиметровых волн, вследствие микроскопических шероховатостей внутренних поверхностей стенок примерно на 20% превышает величину затухания, получениую расчетным путем [Л. 68, 69]. Наличие влаги на стенках волновода также приводит к увеличению затухания. Применение волноводов с шлифованными сухими стенками снижает расхождение между действительной и расчетной величиной затухания до ничтожно малой величины.

При возбуждении в волноводе неустойчивых типов колебаний (см. § 5-20) суммарное затухание увеличивается в результате частичного превращения колебаний одного типа в другой [Л. 67].

Затухание в волноводах, заполненных диэлектриком, значительно превышает затухание в полых волноводах, так как диэлектрические потери, как правило, в несколько раз больше, чем омические потери в металлических стенках трубы. Составляющая коэффициента затухания, обусловленная потерями в диэлектрике α_z при заданном тангенсе угла потерь tg δ_ε не зависит от формы поперечного сечения волновода и при малых значениях tg ∂_ε может быть найдена по приближенной формуле [Л. За, 5g]

$$\alpha_{\varepsilon} = \frac{\pi}{\lambda_{0}} \sqrt{\varepsilon} \operatorname{tg} \delta_{\varepsilon} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{0}}{\lambda_{k\varepsilon}}\right)^{2}}}.$$
(5-14)

Формулы, обычно примеияемые для определения затухания на частотах, близких к критической, дают величину коэффициента затухания α , стремящуюся к бесконечности, как это видно из пунктирной кривой рис. 5-3. Подобный ход кривой обусловлен тем, что при выводе расчетных формул исходят из нормальной конфигурации поля; в действительности конфигурации поля; в действительности конфигурации поля; в действительности конфигурация искажается по мере приближения к критической частоте [Л. 19, 24], и величина затухания в области, близкой к f_k , возрастает значительно медленнее, плавно переходя к значениям, рычисленным по ф-ле (5-2), как это показано на рис. 5-3 сплошной линией [Л. 5b, 18].

5-4. КРИТИЧЕСКАЯ ЧАСТОТА И КРИТИЧЕСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ

Расчет критических частот для различных типов волн в волноводах с различной формой поперечного сечения приведен в [Л. 2a, 3, 4, 5c, 5d, 12, 15, 17, 18, 60, 61]. Каждому типу волны соответствует своя, вполне определенная критическая или, как ее называют, граничная частота.

Критической частотой *f*_k называется частота, при которой фазовая скорость в волноводе без потерь равиа бесконечности. На частотах ниже критической распространение энергии в волноводе происходит апериодически (см. § 5-2), а при более высоких частотах затухание резко уменьшается и электромагнитная волна распространяется вдоль волновода почти без потерь (см. § 5-3). К р итической или граничной длиной волны *k*_k называют длину плоской волны в свободном пространстве, соответствующую критической частоте колебаний *f*_k:

$$\lambda_k = \frac{c}{f_k} , \qquad (5-15)$$

где с — фазовая скорость плоской волны в свободном пространстве.

Критическая частота колебаний, распространяющихся в волноводе, заполненном диэлектриком:

$$f_{k\epsilon} = \frac{1}{\sqrt{\bar{e}_r}} f_k , \qquad (5-16)$$

а критическая длина волны

$$\lambda_{kz} = \lambda_k \sqrt{\epsilon_r} \,. \tag{5-17}$$

Как видно из выражений (5-16) и (5-17), при заполнении волновода диэлектриком критическая частота уменьшается, а критическая длина волны в волноводе увеличивается. Определение критической частоты и критической длины волны в волноводе, частично заполненном диэлектриком, рассмотрено в [Л. 2b, 3b, 42].

Критическая длина волны в прямоугольном волноводе со сторонами а и b (рис. 5-1) с воздушным заполнением

$$\lambda_{k} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^{2} + \left(\frac{n}{b}\right)^{2}}}, \quad (5-18)$$

где *т* и *п* — любые целые числа, являющиеся иидексами, характеризующими данный тип электрической E_{mn} или магнитной H_{mn} волиы (см. § 5-8 и 5-14).

В случае волны типа H_{m0} (индекс n = 0) критическая длина волны λ_k не зависит от высоты волновода b;

$$\lambda_k = \frac{2a}{m} \,. \tag{5-19}$$

В случае волны типа H_{0n} (индекс m = 0) λ_b не зависит от ширины волновода a:

$$\lambda_k = \frac{2b}{n}.$$
 (5-20)

Критические длины волн для некоторых наиболее часто применяемых прямоугольных полых волноводов приведены на рис. 5-7. Значения $\frac{b}{a}$ и $\frac{\lambda_0}{a}$, лежащие в заштрихованном участке, соответствуют области стабильиой волны H_{10} (см. § 5-20).

Для волны типа E_{mn} в круглом волноводе, заполненном воздухом и имеющем внутренний диаметр D:

$$\lambda_k = \frac{\pi D}{j_{mn}},\tag{5-21}$$

где j_{mn} — *n*-й корень бе**сс**елевой функции $J_m(x)$ без учета корня, соответствующего



Рис. 5-7. Критические длины волн в прямоугольном волноводе.

случаю, когда x = 0 (см. [Л. 13, 14] и кривые (рис. 5-23). Критическая длина волны в круглом волноводе, заполненном воздухом, для волн типа H_{mn} (см. § 5-17)

$$\lambda_k = \frac{\pi D}{j'_{mn}},\tag{5-22}$$

где $j'_{mn} - n$ -й корень производной бесселевой функции $J_m(x)$ без учета корня, соответствующего x = 0.

Численные значения $\frac{\Lambda_k}{D}$ для важнейших типов волн в круглом волноводе приведены на рис. 5-8, где они для удобства сравнения критической дливы волны с диаметром волновода представлены в виде отрезков прямых.

Значение критической длины волны для основной электрической (типа E) и основной магнитной (типа H) волн в секторном волноводе приведены на графике рис. 5-9 (см. § 5-6, 5-11 и [Л. 22, 61]). Критические длины волн



Рис. 5-8. Критические длины волн в круглом волноводе.



Рис. 5-9 Критические длины волн в секторном волноводе.

для эллиптических волноводов приведены в [Л. 1, 2а].

В П- и Н-образных волноводах (рис. 5-50) критические длины магнитных волн (типа *H*) больше. а критические длины электрических волн (типа *E*) меньше, чем крити-



Рис. 5-10. Критические длины волн в коаксиальной линии.

ческие длины соответствующих волн в волноводах прямоугольного сечения [Л. 2b, 16]. Критические длины электрических и магнитных волн, распрестраняющихся в круглых волноводах с радиальной проводящей пластиной, могут быть определены из графиков рис. 5-9 для $\psi = 360^{\circ}$ [Л. 35]. Критические длины волн для ряда волноводов со сложной конфигурацией поперечного сечения приведены в рабетах [Л. 4а, 39].

Критические длины для некоторых волн высших («волноводных») типов, возбужденных в коаксиальной линии с воздушным диэлектриком, приведены на рис. 5-10 (см. § 5-18 и [Л. 2а, 3с, 12, 20, 27]), а для коаксальной линии, частично запелненней твердым диэлектриком, в работах [Л. 2b, 59].

5-5. ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ВОЛНОВОДА

В идеальном полом волноводе без потерь, в котором распространяется чисто бегущая волна (см. § 4-5), частное от деления абсолютного значения вектора напряженности электрического поля, лежащего в плоскости поперечного сечения волновода, на абсолютное значение вектора напряженности магнитного поля для этой же точки, также лежащего в плоскости поперечного сечения волновода и перпендикулярного вектору напряженности электрического поля, является действительной величиной, постоянной для любой точки пространства, ограниченного металлическими стенками волновода. Это частнее имеет размерность сопретивления и называется велно. сопротивлением волновода Z_F ВЫМ [A. 21, 22, 34].

Волновое сопротивление волновода с произвольным поперечным сечением, заполненного воздухом, для волн типа E [Л. 2, 4, 5с, 60] равно:

$$Z_F = Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}, \qquad (5-23)$$

где Z₀ — волновое сопротивление свободного пространства для плоской электромагнитной волны.

При заполнении волновода диэлектриком

в ф-ле (5-23) Z_0 следует заменить на $\frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$

а λ_к на λ_к [см. ур. (5-17), Л. 2, 3b, 5g]. Тогла

$$Z_{F\varepsilon} = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{k\varepsilon}}\right)^2}.$$
 (5-24)

Волновое сопротивление волновода с произвольным поперечным сечением, заполненного воздухом, для волн типа *H* [Л. 2, 4, 5c, 60]

$$Z_F = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}}, \qquad (5.25)$$

а при заполнении волновода диэлектриком

$$Z_{F\varepsilon} = \frac{Z_{0}}{\sqrt{\varepsilon_{r}}} \sqrt{\frac{1-\left(\frac{\lambda_{0}}{\lambda_{k\varepsilon}}\right)^{2}}{1-\left(\frac{\lambda_{0}}{\lambda_{k\varepsilon}}\right)^{2}}}.$$
 (5-26)

Волновое сопротивление для волн более длинных, чем критическая, становится мнимым. Оно может быть вычислено при помощи вышеприведенных формул с учетом равенства

$$\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2} = j \frac{\lambda_0}{\lambda_k} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_k}{\lambda_0}\right)^2}$$
(5-27)

Понятие о волновом сопротивлении двухпроводных и коаксиальных линий Z_L было рассмотрено в § 4-7. Вследствие наличия в полых волноводах компонент поля, ориентированных в аксиальном направлении, эте понятие не может быть применено для волноводных систем (см. § 6-1 и [Л. 23]. Был предпринят ряд попыток дать определение волнового сопротивления, исходя из других принципов [Л. 11, 24, 25], что привело к получению различных величин Z_L [Л. 26, 89]. В настоящее время наиболее распространено определение Z_L , выводимое из величины мощности, проходящей через поперечное сечение волноводной системы [Л. 4, 11, 17, 28].

5-6. ОСНОВНЫЕ (ПРОСТЕЙШИЕ) Волны электрического типа

Для каждого волновода с данной формой поперечного сечения существует одна волна электрического типа (типа Е), которая из всех возможных волн электрического типа имеет наибольшую критическую длину волны. Эту волну называют основной или простейшей волной. К таким волнам относятся волна типа E₁₁ в прямоугольном волноводе (см. § 5-7) и волна типа Ео1 в волноводе круглого сечения (см. § 5-9), в круглом волноводе с радиальной проводящей стенкой (рис. 5-11 и [Л. 35]) и в секторном волноводе (рис. 5-12). Для основной электрической волны характерно вполне определенное распределение линий напряженности магнитного и электрического полей: линии магнитного поля (показанные на чертеже сплошными линиями) лежат в плоскости поперечного сечения и образуют ряд замкнутых концентрических колец, охватывающих некоторую точку внутри волновода, которая





Рис. 5-11. Поперечное сечение круглого волновода с радиальной проводящей стенкой.

Рис. 5-12. Поперечное сечение секторного волновода.

при круглом волноводе совпадает с его центром. Форма линий магнитного поля соответствует форме проводящих поверхностей, образующих волновод, и в непосредственной близости к проводящим стенкам линии поля располагаются вдоль этих стенок. Токи в стенках волновода всегда иаправлены перпендикулярно линиям магнитного поля, вследствие чего при описанном расположении линий магнитного поля токи в стенках волновода текут только в аксиальном направлении.

Линии электрического поля, показанные на рис. 5-13 пунктиром, лежат в аксиальных плоскостях. Эти линии выходят из проводящих стенок волновода, проходят часть пути в радиальном направлении, затем идут вдоль волновода, группируясь возле его оси, и направляются вновь к проводящим стенкам. Линии тока смещения I_{vv} , показанные иа рис. 5-13



Рис. 5-13. Линии электрического поля в продольном сечении волновода.

сплошными линиями, имеют ту же форму, что и линии электрического поля, но смещены относительно них (картина мгновенного состояния) на четверть длины волны в волноводе (ср. рис. 10-3). На рис. 5-11, 5-12, 5-15 и 5-20 пунктиром изображены проекции линий электрического поля на плоскость поперечного сечения волновода. Как видно из рисунков, эти пунктирные линии идут от стенок к центру волновода и направлены перпендикулярно линиям магнитного поля.

Возбуждение основной электрической волны обычно производят, создавая в области центра электрического поля пучок линий электрического поля, ориентированных в аксиальном направлении (E_z). Такой пучок линий электрического поля можно создать, на-пример, введя внутрь волновода штырь, как это показано на рис. 5-14. При этом между штырем и стенками возникает переменное напряжение, возбуждающее велновод; линии поля сконцентрированы в центре волновода, и напряженность электрического поля имеет значительную аксиальную составляющую. Если частота возбуждающего напряжения ниже критической, то волны, распространяющейся вдоль волновода (показанной на рис. 5-13), не образуется, линии поля заканчиваются на стенках волновода (рис. 5-14) и напряженность поля вдоль оси г резко падает [см. ур. (5-2)]. Конфигурация поля для этого случая показана на рис. 5-22.



Рис. 5-14. Возбуждение основной волны электрического типа при помощи штыря.

5-7. ВОЛНА ТИПА Е₁₁ В прямоугольном волноводе

Вопросы, связанные с возбуждением и распространением волны E_{11} в прямоугольном волноводе (рис. 5-1), подробно рассмотрены в [Л. 2a, 3, 4a, 5c, 11, 12, 15, 17, 60, 61, 66]. Определение критической длины волны $\lambda_{\rm K}$ может быть произведено по ф-ле (5-18), волнового сопротивления волновода Z_F —по ф-ле (5-23) или (5-24), а коэффициента фазы β —по ф-ле (5-10).

Для прямоугольного волновода волна типа E_{11} является основным типом волны (см. § 5-6). Комплексные амплитуды компонент электрического и магнитного полей для волны, распространяющейся в направлении *г*, могут быть определены из следующих выражений:

$$E_x = A \frac{b}{a} \cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi y}{b} e^{-j\beta z}; \quad (5-28)$$

$$E_y = A \sin \frac{\pi_x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} e^{-j\beta z}; \quad (5-29)$$

$$\mathbf{E}_{z} = -j\mathbf{A}\frac{2b}{\lambda_{k}} \cdot \frac{\lambda_{B}}{\lambda_{k}}\sin\frac{\pi x}{a}\sin\frac{\pi y}{b}e^{-j\beta z}; \quad (5-30)$$

$$\mathbf{H}_{x} = \frac{A}{Z_{F}} \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} e^{-j\beta z}; \quad (5-31)$$

$$\mathbf{H}_{y} = \frac{\mathbf{A}}{Z_{F}} \cdot \frac{b}{a} \cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi y}{b} e^{-\beta z}; \quad (5-32)$$

В приведенных $H_2 = 0$ выражениях А—произвольная постоянная. Распределение составляющих магнитного и электрического полей в сечении волновода показано на рис. 5-15. Здесь сплошными линиями показаны линии магнитного поля, лежащие в плоскести поперечного сечения волновода, а пунктирными проекции линий электрического поля на плоскость поперечного сечения. Конфигурация лний электрического поля в аксиальном направдении аналогична показанной на рис. 5-13.

Перспективное изображение мгновенного распределения токов смещения и токов прово-



Рис. 5-15. Поперечное сечение прямоугольного волновода при возбуждении в нем волны Е₁₁.



Рис. 5-16. Токи смещения и проводимости при волне *E*₁₁.

димости, протекающих в волноводе при возбуждении в нем волны E_{11} , показано на рис. 5-16. На рисунке видно, как токи смещения, достигнув проводящих стенок волновода, переходят в токи проводимости, образуя замкнутую цепь тока. Пунктиром на рис. 5-16 показаны линии магнитного поля, охватывающие токи смещения, текущие в аксиальном направлении.

Плотность тока проводимости, текущего в стенке волновода, равна [см. ур. (2-18)] составляющей напряженности магнитного поля, перпендикулярной направлению тока проводимости в данной точке внутренней поверхности стенки волновода. Распределение тока постенке волновода показано на рис. 5-17 с по-



Рис. 5-17. Токи в стенках волновода при волне E11.

мощью стрелок, длина которых пропорциональна плотности тока S_z Абсолютное значение плотности поверхностного тока вдоль стороны a (y=0)

$$S'_{z} = H_{x} = \frac{\Lambda}{Z_{F}} \sin \frac{\pi x}{a}, \qquad (5-33)$$

а вдоль стороны b(x=0)

$$S'_{z} = H_{y} = \frac{A}{Z_{F}} \cdot \frac{b}{a} \sin \frac{\pi y}{b}.$$
 (5-34)

5-8. ВОЛНЫ ТИПОВ *Е*_{*m*₇} в прямоугольном волноводе и между параллельными плоскостями

Волны типов *Е*_{*mn*} описаны в литературе, приведенной в § 5-7

В качестве примера на рис. 5-18 показана волна типа E_{32} , возбужденная в прямоугольном волноводе. Для получения картины поля в поперечном сечении волновода при возбуждении в нем волны типа E_{ma} широкую стенку волно-



Рис. 5-18. Поперечное сечение прямоугольного волновода при возбуждении в нем одной из воли типа Е_{тил} (Ess).

вода а делят на *m* равных частей, а узкую стенку b — на *n* равных частей. При этом площадь поперечного сечения будет разбита на *mn* равных прямоугольников со сторонами $\frac{a}{m}$ и $\frac{b}{n}$. Если в каждом из этих прямоугольников возбудить основную волну типа E_{11} (см. § 5-7) и придать коэффициенту **A** в ур. (5-28) ÷ (5-32) противоположные знаки в соседних прямоугольниках, то полученная при этом суммарная картина поля будет

соответствовать полю волны Е_{тп}, возбужден-

ной в прямоугольном волноводе. Волны типа E_{0n} между параллельными плоскостями. Если ширину волновода а выбрать бесконечно большой, то волновод превратится в две параллельные плоскости, находящиеся на расстоянии b друг от друга. Между такими плоскостями может распространяться обычная плоская волна (см. § 10-1) и волны типа E [Л. 6, 18а, 32, 38]. Индекс m у волн типа E будет равен нулю, $H_y = 0$, $E_x = 0$ и все компоненты поля становятся независимыми от y. При распространении в направлении z остаются составляющие E_y , E_z и H_z , комплексные амплитуды которых равны:

$$\mathbf{E}_{y} = \mathbf{A}\cos\frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z}; \qquad (5-35)$$

$$\mathbf{E}_{z} = -j\mathbf{A} \frac{\lambda_{\mathrm{B}}}{\lambda_{k}} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} ; \quad (5-36)$$

$$\mathbf{H}_{x} = -\frac{\mathbf{A}}{Z_{F}}\cos\frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \,. \qquad (5-37)$$

Критическая длина волны

$$\lambda_k = \frac{2b}{n}.$$
 (5-38)

При n = 1 картина электрического поля между плоскостями имеет вид, показанный на рис. 5-13. Линии магнитного поля — прямые, перпендикулярные плоскости чертежа 5-13.

5-9. ВОЛКА ТИПА *Е*01 В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Волны типа E_{01} подробно описаны в литературе, приведенной в § 5-7. Техническое применение волн этого типа рассмотрено в § 5-20. Система цилиндрических координат r, φ и z для круглого волновода показана на рис. 5-19. Для определения критической длины волны λ_k можно воспользоваться φ -лой (5-21), для волнового сопротивления волновода $Z_F - \varphi$ -лами (5-23) или (5-24), для коэффициента фазы $\beta - \varphi$ -лой (5-10).



сечение и система координат круглого волновода.

Рис. 5-20. Поперечное сечение круглого волновода при возбуждении в нем волны типа \mathcal{E}_{01} .

Волна типа E_{01} является основной волной (см. § 5-6) для цилиндрического волновода. Этот тип волны аксиально симметричен, г. е. величины компонент электрического и магнитного полей не зависят от угловой координаты φ , а E_{φ} и H_{ρ} равны нулю. Комплексные амплитуды компонент поля волны, распространяющейся в направлении z, равны:

$$\mathbf{E}_{r} = \mathbf{A} J_{1} \left(4,81 \frac{r}{D} \right) e^{-j\beta z} \quad ; \qquad (5.39)$$

$$\mathbf{E}_{z} = -j\mathbf{A}\frac{\lambda_{\mathrm{B}}}{\lambda_{\kappa}} J_{0}\left(4,81\frac{r}{D}\right)e^{-j\beta z}; \qquad (5.40)$$

$$\mathbf{H}_{e} = \frac{-\mathbf{A}}{Z_{F}} J_{1} \left(4.81 \frac{\mathbf{r}}{D} \right) e^{-j\beta \mathbf{z}} \cdot (5.41)$$

где J₀ и J₁ — бесселевы функции первого рода нулевого и первого порядков (см. § 5-13 и 5-14). Графики этих функций показаны на рис. 5-23. А — произвольная постоянная.

Картина поля волны Ео1 в поперечном сечении круглого волновода показана рис. 5-20,а. Сплошными линиями показаны линии магнитного поля, лежащие в плоскости поперечного сечения и образующие ряд концентрических окружностей. Пунктиром показаны проекции линий электрического поля. идущих в аксиально**м** направлении (рис. 5-13), на плоскость поперечного сечения. Распределение напряженностей магнитного и электрического полей вдоль диаметра волновода показано на рис. 5-20,6. Линии тока смещения при волне Е01 направлены, как показано на рис 5-13 и 5-16. Эти токи оканчиваются на стенках волновода, где переходят в токи проводимости. Линии магнитного поля охватывают текущие вдоль оси волневода токи смещения как это видно из рис. 5-21. На рис. 5-21,6 показано продольное сечение круглого волновода, в котором воз-буждена волна типа E₀₁. Здесь пунктиром показаны линии магнитного поля Н, а сплошными линиями — путь тока. Для сравнения на рис. 5-21, а приведено продольное сечение коаксиальной линии, в которой возбуждена



волна типа TEM (см. § 4-8). Эти две волны имеют много общего и отличаются лишь тем, что вместо токов проводимости, текущих вдоль центрального проводника коаксиальной линии, вдоль оси волновода протекают токи смещения.

Если при волне типа E_{01} через поперечное сечение волновода проходит мощность P, то постоянная A в ур. (5-39) \div (5-41) может быть определена из выражения

$$A \left[\frac{B}{CM} \right] = 60 \frac{\sqrt{P[6m]}}{D[CM]} \sqrt{\frac{4}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}}, \quad (5-42)$$

где D — диаметр волновода.

Если принять, что электрическая прочность воздуха при нормальном атмосферном давлении составляет 30 000 в/см, то при вслне типа E_{01} на 1 кв. см площади поперечного сечения волновода можно пропустить мощность порядка 500 квт при условии, что рабочая частота отстоит достаточно далеко от критической частоты [Л. 33] и волновод нагружен на согласованную нагрузку (случай несогласованной нагрузки см. § 4-20).

При волне гипа E_{01} токи в стенках волновода текут только в аксиальном направлении и вследствие аксиальной симметрий плотность тока одинакова во всех точках вдоль окружности. Абсолютное значение плотности тока в стенке при переносе вдоль волиовода мощности P составляет:

$$S'\left[\frac{a}{c\,\mathbf{M}}\right] = 0.082 \, \frac{\sqrt{P[am]}}{D[c\,\mathbf{M}]} \cdot \sqrt{\frac{4}{1-\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}}, \qquad (5-43)$$

где *D* — диаметр волновода. Коэффициент затухания

$$\alpha \left[\frac{\mu e n}{c m}\right] = 0,0053 \frac{p'(om)}{D[cm]} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}},$$
(5.44)

где р'- удельное поверхностное сопротивление материала стенок волновода (см. § 2-1).



Рнс. 5-21. Сравнение волны Е₀₁ в круглом волноводе с волной типа ТЕМ в коаксиальной линии.

-0,8

-10

1



Рнс. 5-22. Структура поля волны типа E_{01} при частоте возбуждения более низкой, чем f_R .

Возбуждение апериодического поля E₀₁ произволится при помощи штыря, на конце которого установлен металлический диск, как это показано на рис. 5-14. При тщательном симметрировачии возбуждающего устройства апериодические поля высших типов E_{0n} (см. § 5-10 и [Л. 5]) обнаруживаются лишь в непосредственной близости от возбуждающего штыря. На больших расстояниях в волноводе остается почти чистое поле E₀₁, линии которого при частотах ниже критической показаны на рис. 5-22.

5-10. ВОЛНЫ ТИПА *Е*_{ипл} В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Волны типа E_{mn} описаны в литературе, приведенной в § 5-7. Цилиндрическая система координат в круглом волноводе показана на рис. 5-19. Критическая длина волны λ_k вычисляется по ф-ле (5-21), волновое сопротивление Z_F — по ф-ле (5-23) или (5-24), коэффициент фазы β — по ф-ле (5-10). Кривые бесселевых функций и их производных, которые необходимы для расчета компонент поля и критических длин волн E_{mn} , приведены на рис. 5-23 и 5-24; см. [Л. 13, 14].

При m=0 получаем группу волн типа E_{0n} ; простейшей волной этого типа является волна E_{01} (см. § 5-9).

Если $n \neq 1$, то компененты любой волны типа E_{0n} могут быть найдены из выражений

$$\mathbf{E}_{r} = \mathbf{A} J_{1} \left(\frac{2\pi r}{\lambda_{k}} \right) e^{-j\beta z} \quad ; \qquad (5.45)$$

$$\mathbf{E}_{z} = -j\mathbf{A} \frac{\lambda_{\mathsf{B}}}{\lambda_{k}} J_{\varrho} \left(\frac{2\pi r}{\lambda_{k}}\right) e^{-j\beta z} ; \qquad (5-46)$$

$$\mathbf{H}_{z} = -\frac{A}{Z_{F}} J_{1} \left(\frac{2\pi r}{\lambda_{k}} \right) e^{-j\beta z} \quad . \tag{5-47}$$

Характер изменения аксиальной компоненты электрического поля E_z вдоль диаметра волновода определяется функцией J_0 . Это изменение E_z показано на рис. 5-25. При волне E_{0n} *n*-е нулевое значение функции J_0 , а следовательно, и *n*-е нулевое значение E_z сов-





падает с точкой, лежащей на поверхности проводящей стенки волновода (см. вертикальные штрихи на рис. 5-25). Таким образом, вну-



Рис. 5-25. Изменение E_z по диаметру волновода при волне типа E_{0n} .

три волновода имеется (n-1) значений r, при которых акснальная составляющая электрического поля E_z равна нулю (узловые точки в поперечном сечении волновода). Распределение линии магнитного поля и проекций линий электрического поля на плоскость поперечного сечения волновода совпадает с показанным на рис. 5-20, a.

[Разд. 5

Если $m \neq 0$, то получаем волну типа E_{mn} . Пользуясь обозначением

$$T = J_m \left(\frac{2\pi r}{\lambda_k}\right) \cos (m\varphi - \varphi_0), \quad (5-48)$$

можно получить выражение для комплексных амплитуд компонент поля, распространяющегося внутри волновода в направлении z:

$$\mathbf{E}_{r} = \mathbf{A} \frac{dT}{dr} e^{-j\beta z}; \qquad (5.49)$$

$$\mathbf{E}_{\varphi} = \mathbf{A} \, \frac{1}{r} \cdot \frac{dT}{d\varphi} \, e^{-j\beta z} \quad ; \qquad (5-50)$$

$$\mathbf{E}_{z} = j\mathbf{A}\frac{2\pi}{\lambda_{k}} \cdot \frac{\lambda_{\mathrm{B}}}{\lambda_{k}} T e^{-j\beta z}, \qquad (5-51)$$

$$\mathbf{H}_r = \frac{\mathbf{E}_{\varphi}}{Z_F}; \quad \mathbf{H}_{\varphi} = -\frac{\mathbf{E}_r}{Z_F}; \quad \mathbf{H}_z = 0. \quad (5-52)$$

В качестве примера на рис. 5-26 показано поле волны типа Е22 в поперечном сечении круглого волновода. На внутренней поверхности проводящей стенки волновода T=0. Внутри волновода имеется (n-1) значений , при которых также T=0. Вследствие симзначений метрии поля эти значения образуют концентрические узловые окружности, в каждой точке которых $E_z = 0$. Для волны типа $E_{22} n =$ =2 и, следовательно, имеется только одна узловая окружность. Кроме того, имеется 2m значений ф, при которых T=0. Следовательно, имеется два узловых диаметра. Фо в ур. (5-48) определяет положение этих узловых оси диаметров относительно $\phi = 0$ (рис. 5-19). Узловые окружности и узловые диаметры делят площадь поперечного сечения волновода, а следовательно, и сам волновод на 2mn частей вдоль каждой из которых распространяется электрическая волна основного типа (см § 5-6) На рис 5-26 сплошными линиями показаны линии магнитного поля в отдельных секциях. Направление линий в прилегающих участках смежных секций совпадает.



Рис. 5-26. Поле волны E₂₂ в поперечном сечения круглого волновода.

5-11. ОСНОВНЫЕ (ПРОСТЕЙШИЕ) ВОЛНЫ МАГНИТНОГО ТИПА

Для каждого волновода данной формы поперечного сечения существует одна волна магнитного типа (типа Н), которая по сравнению с другими волнами магнитного типа имеет наибольшую критическую длину волны. Эта волна называется основной волной магнитного типа. Критическая длина основной магнитной волны больше, чем основной электрической волны (см. § 5-6) для данного волновода, вследствие чего только основная волна магнитного типа может считаться вполне стабильной формой волны (см. § 5-20). К подобным волнам относятся волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе (см. § 5-12), волны типа Н₁₁ в круглом волноводе (см. § 5-15) и основные магнитные волны в круглых волноводах с радиальной проводящей стенкой и в секторных волноводах, конфигурация электрического поля которых показана на рис. 5-27 и 5-28 пунктирными линиями.





Рис. 5-27. Понеречное сечение круглого волновода с радиальной проводящей стенкой.

Рис. 5 28. Поперечное сечение секторного волновода.

Основные волны магнитного типа характеризуются следующими особенностями. Линии электрического поля этих волн лежат в плоскости поперечного сечения волновода и соединяют противоположные стенки волновода; линии концентрируются в области наиболее короткой линии, из числа линий, делящих плоскость поперечного сечения волновода пополам. В картине мгновенного состояния расстояние между областями концентраций линий электрического поля (пучностями) в плоскости продольного сечения волновода равно половине длины волны в волноводе (рис. 5-29). Линии тока смещения имеют ту же конфигурацию, что и линии электрического поля, и так же концентрируются, образуя пучности, но эти пучности в картиλ не мгновенного состояния смещены на 4



рис. 5-29. Поле основной магнитной волны в плоскости продольного сечения волновода.



Рис. 5-30. Поле волны типа H₁₀ в плоскости поперечного сечения прямоугольного волновода.

относительно. пучностей электрического поля (рис. 5-31). Токи смещения, достигнув проводящих стенок волновода, продолжаются как токи проводимости, которые разветвляются и текут частично в аксиальном направлении, а частично по периметру волновода (рис. 5-29 и 5-31). Пучности тока смещения охвачены замкнутыми линиями магнитного поля (рис. 5-31). Проекции линий магнитного



Рис. 5-31. Волна *Н*₁₀ в прямоугольном волноводе (мгновениая картина).

поля на плоскость поперечного сечения волновода перпендикулярны линиям электрического поля (рис. 5-30 и 5-37). Для возбуждения основной магнитной волны обычно внугри волновода создают ток смещения или ток проводимости, текущей в местах концентрации линий электрического поля (примеры см. § 7-11).

При *f* < *f*_k апериодически затухающее поле может быть возбуждено при помощи токонесущих проводов, ориентированных перпендикулярно оси волновода. Линии магнитного поля при этом образуют вокруг возбуждающего проводника замкнутые окружности. Уменьшение напряженности электрического и магнитного полей по мере удаления от точки возбужления происходит по экспоненте [см. ур. (5-2), рис. 5-35, 5-43 и Л. 5а, 32а].

5-12. ВОЛНА ТИПА *H*₁₀ В прямоугольном волноводе и между параллельными плоскостями

Волна типа H_{10} подробно рассмотрена в литературе [Л 2a, 3, 4a, 5d, 11, 12, 15, 17, 60, 61, 66] Эта волна является основной волной магнитного типа в прямоугольном вол-

12 Радиотехнический справочник.

новоде (см. § 5-11 и рис. 5-1). Из ур. (5-20) может быть найдена критическая длина волны для Н₁₀

$$\lambda_k = 2a \,. \tag{5-53}$$

Техническое применение волны H_{10} и выбор размеров прямоугольных волноводов—см. § 5-20. Волновое сопротивление волновода Z_F для волны H_{10} может быть определено по ф-ле (5-25) или (5-26), а коэффициент фазы β — по ф-ле (5-10).

Комплексные амплитуды компонент электромагнитного поля распространяющейся волны: $\mathbf{E}_{x} = 0$; $\mathbf{E}_{z} = 0$; $\mathbf{H}_{y} = 0$;

$$\mathbf{E}_{y} = \mathbf{A} \mathbf{Z}_{F} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z} ; \qquad (5-54)$$

$$\mathbf{H}_{x} = -\mathbf{A}\sin\frac{\pi x}{a}e^{-j\beta z} \quad ; \qquad (5-55)$$

$$H_z = jA \frac{\lambda_B}{2a} \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta z} , \qquad (5.56)$$

где А - произвольная постоянная.

Все компоненты поля волны H₁₀ не зависят от координаты у и высоты волновода b. При $b = \infty$ вышеприведенные формулы остаются справедливыми, тип волны не изменяется и она распространяется между двумя бесконечными плоскостями x=0 и x=a. Конфигурация поля волны Н10 в плоскости поперечного сечения прямоугольного волновода показана на рис. 5-30,а Пунктиром показаны линии электрического поля, лежащие в плоскости поперечного сечения, а сплошиыми линиями — проекции на эту плоскость линий магнитного поля, которые лежат в плоскостях y = const (рис 5-31). На рис. 5-30,6 показано распределение амплитуд электрического Е, и магнитного Н_x полей вдоль широкой стенки волновода а.

По стенкам волновода y = 0 и y = b, из которых выходят и на которых оканчиваются линии электрического поля, текут в аксиальном направлении токи проводимости с поверхностной плотностью $S'_z = H_x$ [см. ур. (5-55)]; изменение плотности тока вдоль а показано на рис. 5-32, где длина стрелок пропорциональна плотности тока. Направление токов проводимости, текущих в аксиальном направлении по верхней и нижней стенкам волновода (продольных токов), взаимно противоположно.



Рис. 5-32. Плотности тока в аксиальном направлении на поверхности проводящих стенок прямоугольного волновода при возбуждении волны типа H₁₀.

Плотность поперечных токов, протекающих по верхней и нижней стенкам (y = 0 и y = b), равна $S'_x = H_z$ [см. ур. (5-56)]. На рис. 5-33 показан путь поперечных токов, протекающих по стенкам волневода. Ширина заштрихеванных участков пропорциональна поверхностной плотности тока. В средней части широких стенок волновода поперечных токов нет. В боковых стенках (x = 0 и x = a) отсутствуют продольные токи. Поверхностная плотность поперечных теков, протекающих по этим стенкам, равна $S'_y = H_z$; см. ур. (5-56), в котором x = 0 или x = a. Если в режиме бегущей вол-



Линии отсутствия поперечного тока Рис. 5-33. Поперечные токи при волне H₁₀.

ны через поперечное сечение волновода площадью F = ab проходит мощность P, то постоянная A в ур. (5-54) \div (5-56) может быть определена из выражения

$$A[a/cm] = 0,103 \sqrt{\frac{P[6m]}{F[cm^2]}} \sqrt[4]{1-\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2} (5-57)$$

В режиме бегущей волны в сантиметровом диапазоне волн при нормальном завлении и влажности воздуха, приняв предельно допустимую на пряженность лоля равной 30 000 в/см, можно довести передаваемую по такому волноводу мощность до 400 квт на 1 кв. см площадн поперечного сечения [Л. 33]. При несогласованной нагрузке чисто бегущая волна отсутствует и величина максимальной мощности, которую можно передать по волноводу, уменьшается, см. ур. (4-20). Коэффициент затухания, обусловленный омическими потерями в стенках волновода, равен:

$$a\left[\frac{\mu en}{cm}\right] = 0.0053 \frac{p'(\partial M)}{b[cM]} \cdot \frac{\frac{1}{2} + \frac{b}{a} \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}, \quad (5-58)$$

где р — удельное поверхностное сопротивление материала стенок волновода (см. § 2-1).

На рис. 5-34 приведены графики для определения коэффициента затухания а по ф-ле (5-58) для медного волновода с наиболее часто применяемым соотношением сторон



Рис. 5-34. Коэффициент затухания волны H₁₀ в прямоугольном волноводе с медными стенками.

 $\frac{b}{a} \approx 0.5$. Для других металлов р'вычисляется по ур. (2-16). Общие сведения о затухания волн — см. § 5-3.

Апериодически затухающее поле волны H_{10} (см § 5-2) может быть возбуждено при помощи проводника с током, ось которого параллельна линиям электрического поля (рис. 5-35). Линии магнитного поля H, лежащие в плоскостях y = const, охватывают проводник с током и заполняют все престранство внутри волновода. На рис. 5-35 показаны линии тока, протекающего по верхней



Рис. 5-35. Апериодически затухающее поле волны H₁₀

шнрокой стенке золновода. В непосредственной близости к возбуждающему поле проводнику можно обнаружить электромагнитные поля высших порядков типа H_{m0} (см. § 5-13). которые, как это видно из графиков рис. 5-2, весьма быстро затухают. Поэтому на больших расстояниях от возбудителя в волноводе существует поле только отной волнытипа H_{10} , уменьшение напряженности которого может быть найдено по ф-ле (5-2) [Л. 5а, 32а].

5-13. ВОЛНЫ ТИПОВ *H*_{m0} И *H*₀ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Для получения картины поля волны H_{mo} прямоугольный волновод вдоль его широкой стенки а делят на т равных частей. В каж дом из полученных парциальных волноводов распространяется волна типа H₁₀ Значения коэффициентов A в уравнениях для компонент поля у этих волн одинаковы, но знаки перед коэффициентами А у компонент поля соседних волн противоположны. Для определения критических длин волн λ_k может быть использовано ур. (5-19). В качестве примера на рис. 5-36 показана конфигурация поля волны типа Н₃₀ в поперечном сечении прямоугольного волновода. На рис. 5-36,*a* пунктиром показаны линии электрического поля, причем, как это видно из рисунка. направление линий у соседних парциальных волн противоположно. На рис. 5-36,6 показа-но изменение величины и знака компонент поля E_y и H_x вдоль широкой стороны волновода а.

Волиа типа H_{01} представляет собой волну типа H_{10} , повернуто на 90° так, что ли-



Рис. 5-36. Поле волны H₃₀ в плоскости поперечного сечения прямоугольного волновода.

нии электрического поля этой волны расположены параллельно широкой стороне а волновода. Для волны типа H₀₁ критическая длина волны

$$\lambda_{k} = 2b. \tag{5-59}$$

Для получения картины поля волны H_{0n} мысленно делят волновод по его узкой стенке на n рабных частей. Конфигурация поля в каждом из толученных парциальных волноводов соответствует конфигурации поля волны H_{01} . Направления линий электрического поля у соседних волн противоположны. Если картину толя волны H_{30} , приведенную на рис. 5-36, повернуть на 90° так, чтобы линии электрического поля стали параллельными стороне a, то получится поле волны H_{03} в поперечном сечении прямоугольного волиовота. Критическая длина этой волны может быть определена из ур. (5-20).

5-14. ВОЛНЫ ТИПА *H_{mn}* В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Волны типа H_{mn} описаны в литературе, приведенной в § 5-12. Критическая длина волн λ_k может быть найдена по ф-ле (5-18), коэффициент фазы β — по ф-ле (5-10), а волновое сопротивление Z_F — по ф-ле (5-25) или (5-26).

Волиа типа H₁₁. Комплексные амплитуды компонент поля этой волны, распространяющейся вдоль волновода в направлении *z*, равны:

$$\mathbf{E}_{x} = -\mathbf{A} \mathbf{Z}_{F} \frac{\pi}{b} \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} e^{-j\theta z}; \quad (5-60)$$

$$E_y = A Z_F \frac{\pi}{a} \cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi 1}{b} e^{-\beta z};$$
 (5-61)

 $E_{,=}0;$

$$\mathbf{H}_{x} = -\mathbf{A} \frac{\pi}{a} \cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi y}{b} e^{-j\beta z}; \quad (5-62)$$

$$\mathbf{H}_{y} = -\mathbf{A} \, \frac{\pi}{b} \, \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} \, e^{-j\beta z} \, ; \quad (5-63)$$

$$\mathbf{H}_{z} = j\mathbf{A} \; \frac{2\pi}{\lambda_{k}} \cdot \frac{\lambda_{B}}{\lambda_{k}} \sin \; \frac{\pi x}{a} \sin \; \frac{\pi y}{b} \; e^{-j\beta z} \cdot (5-64)$$

На картине поля волны H₁₁ в поперечном сечении прямоугольного волновода, показанной из рис. 5-37, пунктиром изображены ли-



Рис. 5-37. Поле волны H₁₁ в плоскости поперечного сечения прямоугольного волновода.

нии электрнческого поля, проходящие между двумя соседними стенками волновода. Сплошными линчями показаны проекции линий магнитного поля на плоскость поперечного сечения волновода. На этом же рисунке изображено изменение амплитудных значений составляющих магнитного и электрического полей в поперечном сечении волновода, вычисленных по ф-лам (5-60)÷ (5-64). На рис 5-38 в уроспективе показана.

На рис. 5-38 в терспективе показана часть волны в области стыка двух волновод-



Рис. 5-38. Участок поля волны Н11 в перспективе.

ных стенок Схематично показан путь токов смещения и гокоз проводимости в этой области Как видно из рисунка, токи смещения и проводимости пронизываются линиями магнитного поля *Н*

Для получения поля волны типа H_{mn} волновод делят на mn равных частей аналогично тому, как это было проделано для воли типа E_{mn} (см § 5-8) В каждом из полученных таким образом парциальных волноводов распространяется волна типа H_{11} . При вычислении компонент иоля этих волн по ф-лам (5-60) \div -(5-64) следует брать один и тот же коэффициент **A**, но знаки этих коэффициентов у соседних волн берутся противоположными.

5-15. ВОЛНА ТИПА *H*₁₁ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Волна типа H_{11} описана в литературе, приведенной в § 5-12. Выбор координат см. рис. 5-19. Критические длины волн могут быть определены по ф-ле (5-22) и из рис. 5-8. Для коэффициента физы β можно воспользоваться ф-лой (5-10). Волновое сопротивление Z_F вычисляется по ф-лам (5-25) или (5-26). Необходимые для расчета значения функций Бесселя J_m и производные от этих функций J'_m приведены на рис 5-23 и 5-24 (см. также [Л. 13 и 14]).

Волна типа H₁₁ является основной магнитной волной в волноводе круглого сечения (см § 5-11) Техническое применение волн типа H₁₁ рассмотрено в § 5-20 Комплексные амплитуды компонент поля этой волны, распространяющейся вдоль оси круглого волновода, равны:

$$\mathbf{E}_{\varphi} = \mathbf{A} Z_{F} \frac{3.7}{D} J_{1}' \left(3.7 \frac{r}{D} \right) \cos \left(\varphi - \varphi_{0} \right) e^{-j \mathbf{\beta} z};$$
(5-65)

$$\mathbf{E}_{\mathbf{r}} = \mathbf{A} Z_F \frac{1}{r} J_1 \left(3.7 \frac{r}{D} \right) \sin \left(\varphi - \varphi_0 \right) e^{-j\beta z} : \quad (5-66)$$

$$\mathbf{E}_{\mathbf{r}} = 0,$$

$$\mathbf{H}_{\varphi} = -\mathbf{A} \frac{1}{r} J_{1} \left(3, 7 \frac{r}{D} \right) \sin \left(\varphi - \varphi_{0} \right) e^{-\beta^{2}}; \quad (5-67)$$

$$\mathbf{H}_{r} = \mathbf{A} \frac{3.7}{D} J_{1}' \left(3.7 \frac{r}{D}\right) \cos\left(\varphi - \varphi_{0}\right) e^{-/3z} \,, \quad (5-68)$$

$$\mathbf{H}_{z} = i \mathbf{A} \left(\frac{3.7}{D}\right)^{z} \frac{\lambda_{\mathrm{B}}}{2\pi} J_{1} \left(3.7\frac{\prime}{D}\right) \cos\left(\varphi - \varphi_{0}\right) e^{-/9_{z}},$$
(5-69)

где А-произвольная постоянная.

Характер поля волны H_{11} аналогичен привеленному на рис 5-30. Конфигурация электрического чоля этой волиы в плоскости поперечного сечения волновода показана на рис. 5-39 пунктиром. Сплошными линиями показаны проекции на плоскость поперечного сечения волновода линий магнитного по-



Рис 5-39. Поле волны *Н*₁₁ в плоскости поперечного сечения круглого волновода.

ля. Ориентация поля волны внутри волновода может быть произвольной Она характеризуется углом ϕ_0 , входящим в ур (565) ÷ (5-69) ϕ_0 является углом между произвольно выбранным фиксированным направлением, соответствующим $\phi=0$ (рис. 5-19), и горизонтальной линией симметрии поля в поперечном сечении волновода, показанной на рис. 5-39.

Поверхностная плотность тока проводимости в стенке волновода в аксиальном направлении

$$S'_{z} = A \frac{1,16}{D} \sin(\varphi - \varphi_{0}). \qquad (5-70)$$

Распределение плотности тока проводимости, текущего в аксиальном направлении ло поверхности волновода, показано на рис. 5-40. Длина стрелок, как и на рис. 5-32, характеризует плотность тока в данной точке. В точках, где $\phi = \phi_0$ и $\phi = \phi_0 + \pi$, продольный ток отсутствует. Поверхностная плотность токов проводимости, текущих в поперечном направлении:

$$S'_{\varphi} = A \frac{1,26}{D} \cdot \frac{\lambda_{\rm B}}{D} \cos(\varphi - \varphi_0). \qquad (5-71)$$

Распределение плотности полеречного тока по поверхности волновода показано на рис. 5-41, где, так же как и на рис. 5-33, ширина заштрихованной области характеризует величину плотности тока Как видно из рис 5-41 сушествуют две осевые линии на поверхности круглого волновода ($\phi = \phi_0 \pm \frac{\pi}{2}$), где полеречные токи отсутствуют

Если по волноводу при волне типа H₁₁ проходит мощность P, то постоянная A в ур.





Рис 5-40. Распределение токов проводимости, текущих по поверхности волновода в аксиальном напраклении п и волне типа И.
Линии отсутствия поперечного тока



Рис. 5-41. Поперечные токи проводимости при волне типа *H*₁₁.

(5-65)÷(5-69) может быть найдена по формуле

$$A[a] = 0,065 \sqrt{P[sm]} \sqrt[4]{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}. \quad (5-72)$$

При максимально допустимой напряженности поля внутри волновода, заполненного атмосферным воздухом, в 30 000 в/см, в сантиметровом диапазоне волн по волноводу, на груженному на согласованную нагрузку, можно пропустить мощность порядка 400 F квт, где F — площаль поперечного сечения волновода в см² [Л. 33].

Коэффициент затухания, обусловленный омическим сопротивлением проводящих стенок волновода, равен:

$$\alpha[\text{hen/cm}] = 0,0053 \frac{\mu'[\text{om}]}{D[\text{cm}]} \cdot \frac{0,42 + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}}, (5-73)$$

где р' — удельное поверхностное сопротивление материала стенок волновода (см. § 2-1).

Графики для определения а медного волновода, вычисленные по этой формуле, приведены на рис. 5-42. Для определения затухания в волчоводе со стенками из другого материала следует предварительно найти ρ' , как это описано в § 2-1. Для возбуждения апернодически затухающего поля волны типа H_{11} (см. § 5-2) можно использовать проводник с током, помещенный внутрь волновода, как это показано на рис. 5-35. Можно также использовать проводящую плоскость, по которой протекает ток высокой частоты, соединенную с торцом волновода. Часть то-



Рис. 5-42. Коэффициент затухания волны типа H₁₁ в медном волноводе.



ка при этом ответвляется в стенки волновода (рис. 5-43,а). Параллельно плоской стенке с током прохолят линии магнитного поля, которые проникают внутрь волновода и возбуждают в нем апериодически затухающее поле (рис 5-43,6) [Л. 5а].

5-16. ВОЛНЫ ТИПА Н₀л В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Волны типа H_{0n} описаны в литературе, приведенной в § 5-12 (см. также § 5-15). Волны этого типа обладают аксиальной симметрией, т. е. компоненты электромагнитного поля не зависят от φ .

Простейшей волной типа H_{on} является волна H_{o1}. Комплексные амплитуды составляющих электрического и магнитного полей этой волны

$$\mathbf{E}_{r} = 0; \ \mathbf{E}_{z} = 0; \ \mathbf{H}_{\varphi} = 0;$$
$$\mathbf{E}_{\varphi} = \mathbf{A} Z_{F} \frac{7,66}{D} I_{1} \left(7,66 \frac{r}{D}\right) e^{-j\beta z}; \ (5-74)$$

$$H_r = A \frac{7,66}{D} J_1(7,66 \frac{r}{D}) e^{-j\beta z};$$
 (5.75)

$$\mathbf{H}_{z} = j \mathbf{A} \frac{9.5}{D} \cdot \frac{\lambda_{\mathrm{B}}}{D} J_{0} \left(7,66 \frac{r}{D} \right) e^{-j\beta z}, (5.76)$$

где А-произвольная постоянная, зависящая от амплитуды волны в точке возбуждения.

Картина поля волны H₀₁ в поперечном сечении круглого волновода показана на рис. 5-44,а. Пунктиром показаны линии электрического поля, образующие ряд концентрических окружностей. Сплошными линнями показаны проекции линий магнитного поля на плоскость поперечного сечения волновода Изменение амплитуд составляющих поля вдоль диа**м**етра волновода представлено на рис. 5-44,6. На рис. 5-45 в перспективе показаны круговые токи смещения; охватывающие их линии магнитного поля Н изображены пунктиром. Круговым токам смещения соот-



Рис. 5-44. Поле волны H₀, в плоскости поперечного сечения круглого волновода.

ветствуют токи проводимости, которые текут по окружностям, совпадающим с поверхностью волновода, но в противоположном направлении, как это показано на рис 5-46. Поверхностная плотность токов, текущих по стенкам волновода, может быть вычислена по формуле

$$S'_{\varphi} = A \frac{3,8}{D} \cdot \frac{\lambda_{B}}{D}$$
 (5-77)

При заданном диаметре волновода D с возрастанием рабочей частоты плотность этих токов быстро убывает.

Коэффициент затухания

$$\alpha \left[\frac{Hen}{cM} \right] = 0.0078 \frac{\rho'[OM]}{D[cM]} \cdot \frac{\left(\frac{\lambda_0}{D} \right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\overline{\lambda_0}}{\overline{\lambda_k}} \right)^2}}, (5-78)$$

где р' — удельное поверхностное сопротнвление материала стенок волновода (см. § 2-1).

В общем случае индекс n волны H_{0n} не равен единице и может быть любым целым числом. Для определения амплитуд составляющих электрического и магнитного полей гакой волны могут быть использованы фор-



Рис. 5-45. Перспективное изображ ние поля волиы типа H₀₁ в круглом волноводе.



Рис 5-46. Кругоаые токи при волие типа Ho1.



Рис. 5-47. Изменение компоненты магнитного поля H_z вдоль диаметра круглого волчовода при волне H_{0n} .

мулы, приведенные для водны типа H_{01} $(5-74) \div (5-76)$. B этих формулах следует только коэффициенты 7,66 заменить где λ_k вычисляется (5-22)для по ф-ле волны H_{0n}, амплихуды компонент которой определяются. Характер изменения составляющей магнитного и ля H_z, т. е. функции J_o вдоль диаметра волновода, показан на рис. 5-47. Проводящие стенки волновода всегда совпадают с максимумом или минимумом функции (см. вертикальные штрихи на этом рисунке). При волне типа H_{0n} n-й экстремум функции совнадает с положением стенок волновода, причем экстремум, соответствующий значению r = 0, в расчет не прини-мается. Внутри волновода существует nузловых окружностей, вдоль которых H_z=0.

5-17. ВОЛНЫ ТИПА *H_{mn}* В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Волны типа *H_{mn}* описаны в литературе, приведенной в § 5-12 (см. также § 5-15).

Для определения компонент поля бегущей волны типа H_{mn} можно использовать функцию T, приведенную в ур. (5-48). Тогда

$$\mathbf{H}_{r} = \mathbf{A} \frac{\partial T}{\partial r} e^{-j\beta z}; \qquad (5.79)$$

$$\mathbf{H}_{\varphi} = \mathbf{A} \, \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial \varphi} \, e^{-j\beta z}; \qquad (5-80)$$

$$\mathbf{H}_{z} = j \mathbf{A} \frac{2\pi}{\lambda_{k}} \frac{\lambda_{B}}{\lambda_{k}} T e^{-j\beta z}; \qquad (5-81)$$

$$\mathbf{E}_{\varphi} = \mathbf{H}_{r} Z_{F}; \quad \mathbf{E}_{r} = -\mathbf{H}_{\varphi} Z_{F}; \quad \mathbf{E}_{z} = 0. \quad (5-82)$$

В плоскости поперечного сечения волновода при волне типа H_{mn} имеется *m* узловых диаметров и (n=1) узловых окружностей, вдоль которых $H_z=0$. Узловые диаметры и окружности делят волновод на 2mn частей. В качестве примера на рис. 5-48 показана конфигурация электрического поля волны типа H_{22} в плоскости поперечного сечения круглого волновода. В тех участках вол



Рис. 5-48. Поле волны H₂₂ в плоскости поперечного сечения круглого волновода.

новода, которые ограничены узловыми диаметрамн, узловыми окружностями и проводящими стенками, линии электрического поля выходят из проводящей стенки волновода и возвращаются в нее обратно. Во внутренних участках, которые не соприкасаются с проводящимн стенками линии электрического поля, образуют замкнутые кривые. Линни магнитного поля имеют составляющие H_2 и образуют в аксиальном направлении ряд замкнутых кривых. Проекции линий магнитного поля на плоскость поперечного сечения волновода всегда перпендикулярны связанным с ними линиям электрического поля.

5-18. ВОЛНЫ ВЫСШИХ ТИПОВ В КОАКСИАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ

Кроме основной волны типа *TEM* (см. § 4-8 и 5-1). в коаксиальных линиях могут существовать волны высших порядков, аналогичные волнам в полых волноводах, магнитные и электрические поля которых содержат аксиальные составляющие. Эти волны подробно описаны в литературе [Л. 2a, 3c 12, 20, 27, 61].

В коаксиальных линиях, так же как и в волноводах, могут быть возбуждены волны типа E_{mn} и H_{mn} . Эти волны по мере уменьшения диаметра внутреннего проводника коаксиальной линии превращаются в волны типа E_{mn} , описанные в § 5-10, или в волны H_{mn} , описанные в § 5-17, с которыми они имеют много общего. Критическая длина волны этих типов волн может быть найдена из графиков, приведенных на рис. 5-10. Наиболее низкую граничиую частоту имеет волна H_{11} , поскольку она явля-



Рис. 5-49. Поле волиы H₁₁ в плоскости поперечного сечения коаксиальной линии.

ется основной магнитной волной (см. § 5-11). На практике эти волны не используются и выбор рабочих частот для коаксиальной линии данных размеров следует производить так, чтобы они оказались ниже критической частоты для волны типа *H*₁₁; при этом в коаксиальной линии других волн, кроме основной волны типа *TEM*, существовать не будет.

В первом приближении можно считать, что для волны H₁₁ в круглом волноводе

$$\lambda_k \approx \frac{\pi}{2} (d+D), \qquad (5-83)$$

где d — внешний диаметр внутреннего проводника, а D — внутренний диаметр внешнего проводника коаксиальной линии. Таким образом, численно λ_k равна средней длине окружности воздушного зазора коаксиальной линии.

Волна типа H_{11} в коакснальной линии имеет много общего с волной H_{11} в круглом волноводе (см § 5-15). На рис. 5-49 показана картина поля волны H_{11} в поперечном сечении коаксиальной линии. Сравнивая конфигурацию поля этой волны с конфигурацией поля волны H_{11} , приведенной на рис. 5-39, легко заметить, что центральный проводник как бы несколько притягивает линии электрического поля и как бы несколько отталкивает от себя линии матнитного поля.

Если коаксиальная линия возбуждается на частотах ниже критической частоты волны H_{11} , то вблизи иеоднородностей возбуждаются толко апериодически затухающие поля E_{mn} н H_{mn} . При достаточно низких рабочих частотах напряженность поля паразитной волны типа H_{11} по мере увеличения расстояния z от области ее возбуждения убывает по закону [см. ур. (5-2) и (5-3)]

$$e^{-\frac{4z}{d+D}}.$$
 (5-84)

Все остальные паразитные поля затухают еще быстрее.

Если возбудитель сама коаксиальная линия и ее неоднородности строго симметричны относительно осевой линии, то в тракте могут возникнуть только поля волн типа E_{0n} или H_{0n} [Л. 40]. В этом случае наибольшую амплитуду будут иметь компоненты поля волны типа E_{01} , имеющей критическую длину волны

$$\lambda_k \approx D - d. \tag{5-85}$$

Граничная частота, соответствующая этой критической длине волны, значительно выше граничной частоты, соответствующей критической длине волны для H_{11} , вследствие чего основная волна типа *TEM* в этом случае остается стабильной при более высоких рабочих частотах. Напряженность апериодически затухающего поля волны типа E_{01} с возрастанием расстояния z от точки возбуждения убывает на низких частотах [см. ур. (5-2) и (5-3)] весьма быстро по закону

$$e^{-\frac{2\pi z}{D-d}}.$$
 (5-86)

Практически, непосредственно за областью возбуждения паразитного апериодически затухающего поля вновь формируется однородная основная волна типа *TEM*. На расстоянии $z = \lambda_b$ все паразитные поля, обладающие аксиальной симметрией, уменьшаются до 0,04 от своей первоначальной величины и фактически перестают оказывать какое-либо влияние на распространение основного типа колебаний [Л. 41]

Таким образом, для устранения опасности возбуждения высших типов колебаний при работе на очень высоких частотах необходимо ограничивать размер внутреннего диаметра внешнего проводника коаксиальной линии в соответствии с ур. (5-83) или (5-85). При выборе максимально допустимых размеров коаксиальной линии, заполненной диэлектриком, учитывается связанное с этим изменение λ_k [см ур. (5-17)].

5-19. ПОЛЫЕ ВОЛНОВОДЫ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

критической Волноводы с уменьшенной частотой. В ряде случаев бывает необходимо повысить критическую длину волны без изменения внешних размеров волновода, что дает возможность использовать его для передачи колебаний болес низких частот. При использовании осночной магнитной волны длина которой выбрана так, что работа происходит в области, где эта волна устойчива (см. § 5-11), подобное уменьшение fk может быть достигнуто путем применения емкостной нагрузки распределенной вдоль золновода. Это можно осуществить путем устройства продольного проводящего выстурасположенного в области наибольшей na напряженности электрического поля. Критическая частота будет тем меньше, чем большего укорочения пути линий электрического поля удалось достичь. Поперечные сечения прямоугольных волноводов с одним и двумя выступами (волноводы типов П и Н) показаны на рис. 5-50. Значения критических длин



Рис. 5-50. Волновад с продольными выступами. а — волновод гипа П; б — волновод типа Н.

волн для этих колноводос могут быть найдены из графнков приведенных на рис. 5-51, которые справедливы для волноводов обоих типов. Максимальное изменение f_k получается при $\frac{a}{a} = 0.5$ [Л. 2b, 16]. Так как в волноводах типов П и Н не происходит соответствующего уменьшения критической длины вол-



Рис. 5-51. Критические длины воли в волноводах типа II и Н.

ны для колебаний типа H_{20} и H_{30} , то область устойчивого возбуждения в них волны типа H_{10} (см. § 5-20) значительно расширяется по сравнению с обычными прямоугольными волноводами (см рис. 5-7 и [Л. 2. 16]). Кроме того, концентрация поля в области выступа повышает здесь величину напряженности поля, что значительно упрощает ее измерение [Л. 43].

Поперечное сечение круглого волновода с продольным выступом показано на рис. 5-27. Критическая длина волны $\lambda_{,*}$ для подобного волновода может быть найдена из кривых, приведенных на рис. 5-9, для $\psi = 360^\circ$

Критическую частоту, как это видно из ур. (5-16), можно уменьшить, заполнив полый волновод каким-либо диэтектриком. Понижение f_k не пропорционально площади заполнения и зависит от области, которая заполняется диэлектриком Возможность снижения f_k путем применения материалов с e > 1в значительной мере используется, если диэлектрическую пластину поместить (при волне типа H_{10}) в область максимальной напряженности электрического поля, т. е. вдоль осевой линии волновода, как это показано на рис. 5-52. Кривые для определения λ_k при частичном заполнении волновода диэлектриком приведены в [Л. 2b].

Волноводы с уменьшенной фазовой скоростью. Фазовую скорость волны в волноводе можно, как это следует из ур. (5-12), уменьшить путем ввеления внутрь волновола диэлектрика с г>1 Однако при этом диэлектрические потеры возрастают сильно, а понижение фазовой скорости получается весьма незначительным. Поэтому лучше применять установку внутри волновода на небольшом и равном расстоянии друг от друга поперечных проводящих выступов, как это показано на





Рис. 5-52. Волновод с диэлектрической пластиной.

Рис 5-53. Волновод с поперечными выступами.

рис. 5-53 [Л. 44—47, 61]; выступы подобны емкостным диафрагмам (см § 8-4).

В некоторых случаях применяются гибкие гофрированные волноводы. Описание этих волноводов приведено в [Л 38с].

Изогнутые волноводы. При применении изогнутых илм скрученных волноводов особое внимание следует обращать на стабильность возбужденной в них волны (см. § 5-20), так как в области неоднородности возможна трансформация волн типа H в волны типа E и наоборот [Л. 11, 63, 64]. Анализ поля волны типа H_{10} , возбужденной в изогнутом прямоугольном волноводе, произведен в [Л. 4, 17а, 30, 48, 56]. Длина волны в изогнутом волноводе соответствует средней длине тракта. Неотражающие переходы от прямолинейного волновода к изогнутой секции рассмотрены в [Л. 17а, 38b]

Волновод секторного типа показан на рис. 5-54. В подобном волноводе высота двух противоположных стенок остается постоянной, а ширина двух других стенок увеличивается с увсличением *z*, причем эти стенки остаются параллельными друг другу [Л. 2a, 11, 49].



Рис. 5-54. Волновод секторного типа.

Рис. 5-55. Пирамидальный волновод.

Пирамидальный волновод показан на рис. 5-55. Как видно из рисунка, с увеличением г размеры всех четырех стенок волновода увеличиваются, но грани волновода остаются прямолинейными [Л. 12а, 50, 57]. Волноводы пирамидальной формы с медленно увеличивающейся площадью поперечного сечения по своим свойствам аналогичны экспоненциальным волноводам (см. § 6-15) и могут быть использованы в качестве согласующих переходов, включаемых между волноводами с различными по форме и размеру поперечными сечениями (см. также § 7-9).

В технике сверхвысоких частот применяются также конусообразные волноводы с поперечным сечением в виде окружности, диаметр которой увеличивается по мере увеличения z [Л. 12a, 50, 51, 58].

Радиальные волноводы состоят из двух параллельных проводящих плоскостей, между которыми в радиальных направлениях от



Рис. 5-56. Радиальный волновод.

некоторой оси распространяются электромагнитные колебания, имеющие цилиндрический фронт волны, как это показано на рис. 5-56. Конфигурации магнитного и электрического полей волн, распространяющихся в радиальных волноводах, рассмотрены в [Л. 2а, 4а, 52], а практическое применение подобных волноводов — в [Л. 32b, 38b, 53] и в § 8-8.

5-20. ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛЫХ ВОЛНОВОДОВ

Стабильные типы волн. Абсолютно однородных волноводов не существует. В волноводах всегда присутствуют те или иные неоднородности, когорые оказывают воздействие на волну, распространяющуюся по волноводу, причем наиболее опасным является частичная трансформация волн одного типа в другой. Поэтому следует применять такие волноводы и такие типы волн, при которых возможность трансформации волны наименее вероятна. Как правило, в сложных трактах используют исключительно «стабильные» типы волн. Рабочую частоту при этом следует выбирать выше критической для данного типа волны, но ниже критической частоты всех остальных волн, возбуждение которых возможно в данном волноводе. При выполнении этих условий вблизи неоднородностей смогуг возникнуть лишь апериодически затухающие поля высших порядков, амплитуды составляющих поля которых по мере увеличения расстояния от точки BO3буждения быстро уменьшаются (см. § 5-2). Возникновение подобных полей практически не приводит к снижению мощности основной волны, распространяющейся по волноводу. Указанные условия можно выполнить, используя основную магнитную волну (см. § 5-11), которая вследствие низкого значения f, позволяет применить волновод сравнительно малых размеров. Все остальные типы волн нестабильны, так как их критические частоты выше критической частоты основной магнигной волны и при наличии неоднородностей в волноводе из данной волны всегда может возникнуть основная магнитная волна Техническое применение волн менее стабильных, чем основная магнитная волна, возможно лишь в тех случаях, когда посредством специальных устройств (фильтры, ловушки и т. д.) у генератора и нагрузки (рис. 5-58), представляющих собой в общем случае резко выраженные неоднородности, предотвращена опасность возникновения всех нежелательных типов волн. Кроме того, сам тракт не должен содержать элементов, которые могут привести к трансформации волн. Последнее относится главным образом к изгибам и скрученным секциям.

При возбуждении в прямоугольном волноводе магнитной волны типа H_{10} (см. § 5-12) значения $\frac{b}{a}$ и $\frac{\lambda_0}{a}$, при которых эта

волна будет стабильна, можно определить из прафиков, приведенных на рис. 5-7. При конструировании волноводов значение b выбирают обычно как можно большим, а рабочую частоту как можно дальше от критической, так как при этом повышается электрическая прочность волновода [см. ур. (5-57)] и умень-шается затухание волны [см. ур. (5-58)]. При этом, однако, рабочую частоту не следует выбирать близкой к критической частоте волн типов Н₂о и Н₀1 с тем, чтобы избежать опасности возникновения интенсивных паразитных полей волн этих типов. Кроме того, для повышения универсальности волноводной системы желательно сделать ее чо возможности более широкодиапазонной, вследствие чего приходится искать компромиссное решение. Обычно отношение $\frac{b}{a}$ выбирают равным

0.5. а диапазон рабочих частот в пределах

$$1,25f_k < f_0 < 1,9f_k$$
. (5-87)

Перечень стандартизированных прямоугольных волноводов, применяемых в США, и их основные параметры приведены в табл. 5-1 [Л. 3, 38а].

При использовании подобных волноводов для указанных в таблице диапазонов частот распространяющиеся по тракту волны достаточно стабильны и возбуждения паразитных колебаний не наблюдается даже при изгибе или скручивании волновода [Л. 38b]. Изогнутая и скрученная секция волновода показана на рис. 5-57. При использовании указанных в табл. 5-1 размеров могут применяться и

Рис. 5-57. Изогиутая и скручениая волноводная секцил.

гибкие волноводы [Л. 38с]. Рассмотрение соединительных волноводных секций и других элементов волноводного тракта — см. разд. 7.

Для круглых волноводов стабильной волной является магнитная волна типа H₁₁ (см. § 5-15) пр условии, что диаметр волновода выбран так, что (рнс. 5-8)

$$1,31D < \lambda_0 < 1,71D.$$
 (5-88)

На практике с целью повышения электрической прочности волновода и уменьшения затухания в нем обычно работают в более узком диапазоне волн [Л 3, 38а]:

$$1,36D < \lambda_0 < 1,6D.$$
 (5-89)

По круглому волноводу можно без взаимных помех пропустить две волны типа H_{11} , если плоскости, в которых они поляризованы, взаимно-перпендикулярны. Для разделения этих волн могут быть использованы соответствующие фильтры [Л. 38а, 54]. Следует, однако, учитывать, что наличие неоднородностей может привести к повороту плоскости поляризации волны или к возникновению эллиптической поляризации [Л. 38а, 54]. По этим причинам применение волны типа Н11 в волноводах сложной конфигурации не всегда оказывается возможным. С возрастанием диаметра волновода D затухание уменьшается [см. ур. (5-73)], поэтому при длинных волно-водных трактах иногда используют волноводы большего диаметра, чем рекомендуемые согласно ур. (5-88).

При этом, однако, возникает опасность появления паразитных типов волн, особенно в области изгибов [Л. 54].

При необходимости получить в волноводе электромагнитное поле с аксиальной симметрией обычно пользуются волной типа E₀₁, возбуждаемой в круглом волноводе (см. § 5-9 и 7-10). Если выполнено условие

$$1,01D < \lambda_0 < 1,31D,$$
 (5-90)

то, как это следует из рис. 5-8, в волноводе из паразитных волн сможет распространяться только волна H_{11} , которая, однако, при аксиально-симметричном тракте не сможет возбудиться; к тому же волну типа H_{11} легко отфильтровать от основной волны типа E_{01} при помощи решетчатых фильтров, так как конфигурации полей у этих волн сильно отличаются друг от друга. Волны типа E_{01} применяются довольно часто, особенно в трактах малой протяженности.

Значительный интерес представляет применение волны типа Ho1 (см. § 5-16) в круглых волноводах, особенно при передаче электромагнитной энергии на большие расстояния, так как только этот тип волны имеет столь малое затухание [см. ур. (5-78)], что может быть успешно использован для передачи на расстояния, превышающие 1 КМ [Л. 67]. Вследствие того, что даже незначительные отклонения поперечного сечения волновода от окружности вызывают деформацию поля этой волны [Л. 1, 4а] и частичное пре-вращение ее в волны других типов, расчетную величину затухания, как правило, на практике не удается получить, хотя при прямолинейном волноводе затухание волны ос-



Табянца 5-1

Прямоугольные полые волноводы (США)

Типпо	Материал	Затихание	Макси- мальная	Рабочий дизпазои для волны типа Н ₁₀		Размеры [мм]			
JAN	стенок	[06/ <i>m</i>]	ная мощ- ность [квт]	λ [см]	j [[24]	Наруж- ные	±	Внутрен. ние а×в	±
RG 69/U RG 103/U RG 104/U	Латунь Алюминий Латунь	0,0139—0,0093 0,0988—0,0058 0,0258—0,0169	11 90.)— 17 200	26.79-17.65	1,12-1,70	169×86.6	0,127	165,2×82.5	0,127
RG 105/U RG 48/U RG 75/U RG 75/U	Алюминий Латунь Алюминий	0.0164-0.0108 0.0484-0.0330 $0.03^{0}8-0.0210$ 0.0915-0.0634	200-7 200 2 200-3 200	11.54-7.60	2.60-3.95	76,2×38,1	0,127	72,1×34,0	0,127
RG 95/U RG 50/U RG 106/U	Алюминий Латунь Алюминий	0 058-0.04 0.126-0.1 0.08-0.063	56)—710	7,60—5,13 5,13—3,66	3,955,85 5.85-8,20	50.8×25,1 38,1×19.05	0.127	47.5×22.1 34,84×15.8	0,127 0,101
RG 68/U RG 68/U RG 52/U RG 67/U	Латунь Алюминий Латунь Алюминий	0.181-0.141 0.115-0.09 0.288-0.197 0.18-0.125	350—460 207—290	4.25-3.00 3.66-2.42	7.0510,0 8,20-12,40	31,75×15.88 25,4×12,7	0,101 0,076	28,5×12,6 22,83×10,16	0,101 _0.076
RG 91/U RG 107/U RG 53,U RG 55/U	Латунь Серебро Лагунь	0,418-0,355 0.2-0,176 0,91-0.65	120—160 13—58	2,42-1,67 1 67-1,13	12,4—18,0 18.0—26,5	17,8×9,92 12,7×6,35	0,076 0,076	15.76×7.88 10,63×4,31	0,05) 0,051
RG 96/U RG 97/U RG 98/U RG 98/U KG 99/U	Серебро Серебро Серебро Серебро Серебро	0,718-0,492 1,02-0,686 1,73-1,28 3,05-1,71	$ \begin{array}{c c} 22-31 \\ 14-20 \\ 6,3-9 \\ 4,2-6 \end{array} $	1,13-0,75 0,909-0,60 0,60-0,40 0,5-0,33	26,5-40,0 33.0-50.0 50,9-75,0 60,0-90.0	9,13×5,56 7,71×4,87 5,79×3,91 5,13×3,58	0,051 11,051 0,051 0,051	7,09×3.52 5.68×2.84 3,76×1.88 3,1×1.55	0,038 0,025 0,025 0,013

тается все же достаточно малым [Л. 67]. При наличии изгибов в тракте нельзя рекомендовать применение волны Ног так как подобные неоднородности приводят к трансформации этой волны в другие типы волн [Л. 56, 63-65]. Возбудить волну Ноі в чистом виде трудно [Л. 11] и для ее получения приходится применять специальные заграждающие фильтры [Л 63, 67]. При передаче энергии на большие расстояния можно обойтись и без заграждающих фильтров, так как через 1-2 км все другие типы волн, даже если они и были возбуждены совместно с волной H₀₁, не смогут быть обнаружены вследствие их значительно большего затухания по сравнению с затуханием волны типа H_{01} .

5-21. КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ И ПРИВЕДЕННОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Как уже указывалось в § 5-20, при сложных волноводных трактах могут испольтолько стабильные типы волн. зоваться В этом случае лишь в непосредственной близости от возбудителя электромагнитной волны в волноводе (генератора) подключенного к одному из концов волноводного тракта (рис. 5-58), и в иепосредствениой близости от нагрузки, подключенной к другому концу тракта, могут возникать паразитные, апериодически затухающие поля различных типов (см. § 5-2). В виде волнового процесса по тракту распространяется волна только основного типа. Так же как и в случае обычных двухпроводных линий, рассмотренных в § 4-17, полное поглощение нагрузкой энергии волны, распространяющейся от генератора по тракту, будет происходить только, если эта нагрузка точно согласована с трактом. В общем случае наблюдается частичное отражение электромагнитной энергии от нагрузки, и в тракте возникает отраженная волна того же типа, что и падающая, ио распространяющаяся от нагрузки к генератору. В случае волноводных систем для характеристики отражающих несогласованной нагрузки свейств нельзя воспользоваться коэффициентом отражения по напряжению, как это имеет место при анализе обычных двухпроводных линий (см. § 4-17), так как в волноводе понятие о напряжении между проводами не имеет смысла. Вместо него целесообразно использовать понятие о коэффициенте отражения для напряженности поперечного электрического поля [Л. 2, 5f, 52, 61]. Теорию длинных линий можно применить лишь к той части волновода, в которой апериодически затухающие поля отсутствуют и существуют лишь чисто бегущие волиы. В качестве конца волновода (z=0) принимают сечение волновода вблизи нагрузки, в котором паразитные поля отсутствуют, а соответствующее сечение вблизи генератора принимают за начало волновода (z=l) (рис. 5-58). Коэффициентом отражения на конце линии Г2 называют частное от деления комплексных амплитуд напряженности отраженного поперечного электрического поля *Е*_{2R} и напряженн**ости**



Рис, 5-58. Генератор и нагрузка, соединенные с волноводной лииией.

падающего поперечного электрического поля E_{2G} в сечении z=0:

$$\Gamma_2 = \Gamma e^{j\varphi_2} = \frac{\mathbf{E}_{2R}}{\mathbf{E}_{2G}}.$$
 (5-91)

Волновое отношение, определено в § 4-17, как отношение комплексной амплитуды напряженности поперечного электрического поля E_R отраженной волны к комплексной амплитуде напряженности поперечного электрического поля падающей волны E_G в любой точке z волновода:

$$\mathbf{\Gamma} = \Gamma e^{j\varphi} = \Gamma e^{j\left(\varphi_2 + \frac{4\pi z}{\lambda_B}\right)} = \frac{\mathbf{E}_R}{\mathbf{E}_G} . \quad (5-92)$$

В волноводе бег потерь Γ отличается от Γ_2 только по фазе на величину $\frac{4\pi z}{\lambda_{\rm B}}$. О характере изменения Γ при включении перед нагрузкой полого волновода можно судить по рис. 4-71. Из выражения (4-126) можно для каждого значения Γ_2 найти соответствующее значение приведенного сопротивления нагрузки Z_2 :

$$Z_2 = \frac{1 + \Gamma_2}{1 - \Gamma_2}, \qquad (5-93)$$

которое для случая полых волноводов не имеет никакого физического смысла, но может быть использовано в качестве формальной величины, позволяющей применить к волноводам теорию длинных линий без потерь, рассмотренную в § 4-17 - 4-23, при замене в выведенных выражениях длины волны в линии λ на длину волны в волноводе $\boldsymbol{\lambda}_{_{\mathbf{B}}}$. Волковод, имеющий в сечении $\boldsymbol{z}{=}0$ коэффициент отражения Г2, ведет себя так же, как и обычная двухпроводная линия, нагруженная на приведенное сопротивление Z₂ [см. ур. (5-93)]. Формулы, выведенные в § 4-18 ÷ 4-20 для напряжения между проводами линии U, и соответствующие им графики могут быть использованы для определения напряженности поперечного электрического поля волны, распространяющейся по волноводу без потерь. Соответствующие формулы и графики для тока I, протекающего по проводам двухпроводной линии, могут быть использованы для расчета напряженности поперечного малнитного поля в волноводе. Приведенное сопротивление нагрузки, опреприведенное сопротивление напрузки, опре-деляемое ф-лой (5-93), трансформируется у волноводов так же, как у двухпроводных линий (см. § 4-22 и 4-23). Приведенная про-водимость $y_2 = \frac{1}{z_2}$ является обратной величиной приведенного сопротивления и все соотношения, выведенные для нее в разд 4, справедливы и для волноводных систем. Вопросы, связанные с приведенным сопротивле-нием для волны *H*₀₁ в круглых волноводах, рассмотрены в [Л. 88].

Стоячие волны. Если на конце волновода (z=0, рис. 5-58) отсутствует активная нагрузка, то вся энергия от этого конца полностью отражается ($\Gamma=1$) и в волноводе возникает стоячая волна. Для определяемого по ф-ле (5-93) приведенного сопротивления, которое теперь является приведенным реактивным сопротивлением, справедливы все выводы и графики, содержащиеся в § 4-18 и 4-19. При стоячей волне картина электромагнитного поля подобна приведенным на рис. 5-21,6 м 5-30, но поля не перемещаются вдоль волновода в зависимости от времени. Из рис. 5-13 и 5-29 видно, что при бегущей волне линии

электрического поля сдвинуты на $\frac{\Lambda_B}{4}$ относительно линий тока смещения. При стоячей волне этот сдвиг отсутствует и между линиями электрического поля и линиями тока смещения существует только временной сдвиг, равный $\frac{\pi}{2}$ [Л. 5*f*, 12].

Короткое Стенки валновада
Короткое
$$A_{0}$$
 H_{0} E_{0} H_{0} E_{0}
(1) H_{0} E_{0} H_{0} E_{0}
(1) H_{0} E_{0} H_{0} E_{0}

Рис. 5-59. Короткозамкиутый волновод.

Особый интерес представляет полый волновод, замкнутый проводящей плоскостью, как это показано на рис. 5-59, а. Замыкающая противоположные стенки волновода плоскость создает идеальное короткое замыкание (приведенное сопротивление $z_2=0$). Распределение напряженности поперечного электрического поля E_Q соответствует изменению напряжения вдоль двухпроводной линии, показанному на рис. 4-48, а распределение напряженности поперечного поля H_Q соответствует распределение напряженности поперечного поля H_Q соответствует распределение напряженности поперечного магнитного поля H_Q соответствует распределение напряженности лоперечного магнити вдоль и двухпроводной линии (рис. 5-59, а также § 8-6 и 8-7).

5-22. ОДИНОЧНЫЙ ПРОВОД КАК ВОЛНОВОДНАЯ СИСТЕМА

При распространении поверхностных волн вдоль металлического проводника ток проводимости, текущий по нему, не возвращается обратно по второму проводу, как это имеет место в двухпроводной линии, а замыкается токами смещения в пространстве, окружающем проводник. Вдоль металлического проводника могут распространяться только волны типа *E*, обладающие аксиальной симметрией. Волны типа *H* и волны, не обладающие аксиальной симметрией, распространяться вдоль одиночного провода не



Рис. 5-6). Поле волны, распростраияющейся вдоль одиночного провода.

могут. При возбуждении одиночного провода энергия распространяется в аксиальном направлении. Электрическое поле направлено в основном радиально, но имеет небольшую аксиальную составляющую. Магнитное поле имеет только круговую составляющую H_{ϕ} (рис. 5-60).

Если вдоль проводника диаметром 2a течет ток / (z), изменяющийся по закону

$$\mathbf{I}(z) = \mathbf{I} e^{-\gamma z}, \qquad (5-94)$$

где I_0 — ток в точке z = 0, а γ — коэффициент распространения (см. § 4-6), то составляющие напряженности магнитного и электрического полей могут быть вычислены по формулам:

$$\mathbf{H}_{\varphi} = \frac{\mathbf{I}_{\mathbf{0}}}{2\pi a} \cdot \frac{H_{1}^{(1)}\left(j \cdot \frac{r}{\mathbf{r}_{\mathbf{0}}}\right)}{H_{1}^{(1)}\left(j \cdot \frac{a}{\mathbf{r}_{\mathbf{0}}}\right)} e^{-\gamma z}.$$
 (5-95)

Н_е может быть вычислено по приближенным формулам:

$$\frac{\mathbf{I}_{\mathbf{0}}}{2\pi r} e^{-\gamma z} \quad при \ a \leqslant r < |\mathbf{r}_{\mathbf{0}}|; \tag{5-96}$$

$$\mathbf{H}_{\sigma} \approx \left[\frac{\mathbf{I}_{\mathbf{0}}}{2 \sqrt{2\pi r \mathbf{r}_{\mathbf{0}}}} e^{-\frac{r}{r_{\mathbf{0}}} - \gamma z} \quad \text{при } |\mathbf{r}_{\mathbf{0}}| < r \leq \infty; \right]$$
(5-97)

$$\mathbf{E}_{r} = \frac{\gamma}{j\omega\varepsilon_{0}} \mathbf{H}_{\varphi} \approx Z_{0}\mathbf{H}_{\varphi}; \qquad (5-98)$$

$$\mathbf{E}_{z} = \frac{\mathbf{I}_{0} \lambda_{0} Z_{0}}{(2\pi)^{2} a \mathbf{r}_{0}} \cdot \frac{H_{0}^{(1)} \left(j \frac{\mathbf{r}}{\mathbf{r}_{0}}\right)}{H_{1}^{(1)} \left(j \frac{a}{\mathbf{r}_{0}}\right)} e^{-\gamma z} .$$
 (5-99)

E_z может быть вычислено по приближенным формулам:

$$E_{z} \approx \begin{cases} j \frac{I_{0} \lambda_{0} Z_{0} - 1, 125r_{0}}{(2\pi)^{2} r_{1}^{2} - in r} e^{-\gamma z} \\ \pi p_{H} a \leqslant r < |r_{0}|; \\ j \frac{I_{0}}{4\pi} - \frac{\lambda_{0} Z_{0}}{r_{0} \sqrt{2\pi r r_{0}}} e^{-\frac{r}{r_{0}} - \gamma z} \\ \pi p_{H} |r_{0}| < r < \infty. \end{cases}$$
(5-100)

Здесь Z_0 — волновое сопротивление свободного пространства, равное 377 *ом*; λ_0 длина волны в свободном пространстве, $H_1^{(1)}$ и $H_1^{(1)}$ цилиндрические функции Ганкеля первого рода.

При $|\mathbf{r}_0| > \lambda_0$ коэффициент распространения

$$\gamma = \alpha + j\beta = \frac{2\pi j}{\lambda_0} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_0}{2\pi r_0}\right)^2} \approx \frac{2\pi j}{\lambda_0} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_0}{2\pi r_0}\right)^2\right]. \quad (5-102)$$

Во всех формулах r_o —так называемый "граничный радиус", характеризующий проникновение поля в пространство, окружающее проводник. При $r > |r_o|$ напряженность поля с возрастанием r быстро убы вает по эксполенциальному закону. Поэтому энергия концентрируется в основном в области с радиусом $|r_o|$. Граничный радиус определяется из граничного условия на поверхности проводника r = a, по которому $E_z(a)$ должно быть равно **IZ**', где **Z**' — полное сопротивление проводника для тока высокой частоты.

При $a \gg \vartheta$, где ϑ — эквивалентная толщина проводящего слоя (см. § 2-1),

$$Z' = (1+j) \frac{\rho}{2\pi a \vartheta};$$
 (5-103)

р удельное сопротивление матер нала проводника.

Так как почти всегда |**r**₀| ≫ а, то для определения **r**₀ можно пользоваться формулой

$$(1-j)\frac{2\pi a\rho}{\lambda_0 Z_0 \vartheta} = (1-j)\frac{2\pi^2 a\vartheta}{\lambda_0^2} = \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 \ln \frac{1,125 r_0}{a}.$$
 (5-104)

Обычно приходится определять граничный радиус \mathbf{r}_0 по заданным параметрам проводника a, ϑ и длине волны λ_0 . Непосредственно решить ур. (5-104) относительно \mathbf{r}_0 невозможно. Определение \mathbf{r}_0 можно произвести аналитически или графически. При аналитическом решении, используя метод последовательных приближений, полагают:

$$(1-j)\left(\frac{2\pi}{1,125}\right)^2\frac{a\vartheta}{\lambda_0^2} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{H}\left(\frac{a}{1,125 \mathbf{r}_0}\right)^2 = \mathbf{u}.$$

Тогда ур. (5-104) можно записать в виде:

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} \ln \frac{1}{\mathbf{u}} \tag{5-105}$$

Для нулевого приближения uo

$$u_0 = v.$$
 (5-106)

В первом приближении

$$a_1 = \frac{v}{\ln \frac{1}{u_0}} = \frac{v}{\ln \frac{1}{v}},$$
 (5-107)

в п-м приближении (в общем виде)

$$\mathbf{u}_n = \frac{\mathbf{v}}{\ln \frac{1}{\mathbf{u}_{n-1}}}.$$
 (5-108)

Сходимость этого выражения растет весьма быстро и обычно можно ограничиться первым или вторым приближением. Так как v — комплексное число, то и граничный радиус_тоже будет числом комплексным.

Полагаем:

$$\mathbf{r}_{0} = |\mathbf{r}_{0}| e^{j\Phi}$$
, rge $\Phi = \frac{\pi}{8} + \Delta$, (5.109)

причем ∆ должно быть много меньше единицы. Тогда выражение (5-104) может быть разбито на два уравнения:

$$(2\pi)^2 \frac{a\vartheta}{\sqrt{2}\lambda_0^2} = \left|\frac{a}{r_0}\right|^2 \ln 1, 125 \left|\frac{r_0}{a}\right| \quad (5-110)$$

И

$$\Delta = \frac{\pi}{16\left(\ln 1, 125 \left| \frac{\mathbf{r}_0}{a} \right| - \frac{1}{2} \right)}.$$
 (5-111)

Первое уравнение дает возможность определить абсолютную величину |r_o| по r_o. Из графика рис. 5-61 можно найти |r_o| как функцию величины

$$x = \frac{\sqrt{a\vartheta}}{\lambda_0 \sqrt[4]{2}}.$$
 (5-112)

Затем значение $|\mathbf{r}_0|$ подставляют в ур. (5-111) и нахолят угол Δ , а затем из выражения (5-109) и Φ .

Зная г_о, можно найти коэффициент затухания а и коэффициент фазы из выражения (5-102):

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{4\pi |\mathbf{r}_0|^2} \sin 2\Phi; \qquad (5-113)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_0}{2\pi |\mathbf{r}_0|} \right)^2 \cos 2\Phi \right]. \quad (5-114)$$

Пример. Диаметр медного проводника равен 5 мм. Требуется найти α и β при $\lambda =$ = 10 см.



Рис. 5-61. График для определения граничного раднуса металлического прокода, используемого в «ачестве волновода.

 $\vartheta = 0,12 \cdot 10^{-3}$ см и, следовательно, $x = 4,6 \cdot 10^{-4}$. Из графика рис. [5-61 находим $\frac{a}{|r_0|} = 1,1 \cdot 10^{-3}$, откуда $|r_0| = 2,25$ м. Из ур. (5-111) получаем $\Phi = 0,42$. Используя ур. (5-113) находим $\alpha = 1,18$ неп/км. Результирующая длина волны λ согласно ур. (5-114) равна 0,9998 λ_0 .

5-23. ПРОВОД, ПОКРЫТЫЙ СЛОЕМ ИЗОЛЯЦИИ

Технически удобнее использовать не голый металлический провод, а провод покрытый тонким изоляционным слоем толщиной d(рис. 5-62), так как при этом граничный радиус r_0 , а следовательно, и область, занимаемая полем вокруг провода, заметно уменьшаются, что весьма существенно с точки зрения избавления от помех. Граничный радиус r_0 в этом случае является действительной величиной ($\Phi = 0$).

Если принять, что V ε, d ≪ λ₀, то согласно [Л. 71 — 74]

$$(2\pi)^2 \frac{ad}{\lambda_0^2} \left(1 - \frac{1}{\epsilon_r}\right) = \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 \ln 1, 125 \frac{r_0}{a},$$
(5-115)

где є, — диэлектрическая проницаемость изоляциоиного слоя.



Рис. 5-62. Металлический провод, покрытый слоем изоляции (по Хармс-Губо).



Рис. 5-63. График для определення волнового сопротивления 2_L изолированного провода, используемого в качестве волновода (рис. 5-62).

Значение го может быть найдено из графика, приведенного на рис. 5-61, в котором x следует принять равным 1 ad Определив таким пу-1 λ тем по конструктивным данным и длине волны λ_0 значение r_0 , находят по ф-лам (5-95) \div р-ла. волны, рас Затем (5-101) составляющие поля вдоль провода. пространяющейся может быть найдена мощность Р, переносимая электромагнитной волной, зная которую, легко определить волновое сопротивление Z_L :

$$\boldsymbol{\rho} = \frac{1}{2} J^2 \boldsymbol{Z}_L = \pi \operatorname{Re} \left(\int_{a}^{\infty} \mathbf{E}_r \overline{\mathbf{H}}_{\mathbf{v}} r \ dr \right) \quad (5-116)$$

И

$$Z_L[om] = 60 \left(\ln \frac{1, 125r_0}{a} - 0, 5 \right) = 60 \ln \frac{0,68r_0}{a}.$$
(5-117)

По параметрам проводника н длине волны можно найти значение Z_L прямо по графику рис. 5-63.

Коэффициент затухания, обусловленный омическими потерями в материале провода:

$$a_R = \frac{1}{2} \cdot \frac{R'}{Z_L} = \frac{P}{4\pi a \delta Z_L}, \qquad (5-118)$$

где *R'* — погонное сопротивление провода (см. § 4-3).

Диэлектрические потери в изоляционном слое вызывают дополнительное затухание энергии, распространяющейся вдоль провода. Коэффициент затухания, обусловленный диэлектрическими потерями:

$$a_{\varepsilon} = \frac{\lambda}{2\lambda_{\Theta}^{2}} \cdot \frac{d}{a} \cdot \frac{Z_{0}}{Z_{L}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{r}} \operatorname{tg} \delta_{\varepsilon}.$$
 (5-119)

Результурующая длина волны, распространяющейся вдоль провода:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_0}{2\pi r_0}\right)^2}}.$$
 (5-120)



Рис. 5-64. Возбуждение волны в одиночном проволе. Изоляционный слой начинается за пределами рупора (схема Кадена). Рис. 5-65. Возбужденне волны в одиночном проводе. Изоляционный слой начинается от горловины рупора (схема Губо).

Для возбуждения одиночного провода может быть использован коаксиальный рупор, служащий одновременно для согласования коаксиальной линии и одиночного провода. По Губо изолированный провод вводится в рупор и присоединяется к центральной жиле коаксиального кабеля; виешняя оболочка кабеля переходит в рупор. Длина рупора выбирается достаточно большой для того, чтобы нем сформировалась волна В (рис. 5-65). Радиус выходного отверстия рупора г_{Гг} должен быть больше или по крайней мере того же порядка, что и граничный вариант возбуждающего радиус. Другой устройства показан на рис. 5-64. Здесь изоляционный слой возбуждаемого провода начинается за пределами рупора [Л. 74]. В этом случае радиус выходного отверстия рупора определяют по формуле

$$r_{Tr} = 0,68r_0.$$
 (5-121)

При подобном выборе радиуса r_r волновое сопротивление рупора в области выходного отверстия равно волновому сопротивлению одиночного провода Z_L, найденному поф-ле (5-117). Полное согласование при этом, однако, не получается, так как конфигурация поля волны на выходе рупора отлична от поля волны, распространяющейся вдоль одиночного провода. Это рассогласование может быть уменьшено путем увеличения длины рупора. При расчете согласования следует учитывать также излучение энергии в радиальнаправлении, так как это приводит к уменьшению величины волнового сопротивления. Результаты экспериментального изучения распространения волн вдоль проволов и методы их возбуждения описаны в [Л. 75].

5-24. СПИРАЛЬНЫЙ ПРОВОДНИК КАК ВОЛНОВОДНАЯ СИСТЕМА

Спиральным проводником называют полый тонкостенный металлический проводник, в котором ток проводимости I течет по спирали [Л. 76—78]; это достигается применением для изготовления проводника одной или нескольких параллельных металлических полос, вплотную прилегающих друг к другу и свернутых в спираль (рис. 5-66).

Шаг спирали *D*, раднус спирали *a* и угол подъема витка спирали ф связаны следующим соотношением:

$$tg \psi = \frac{D}{2\pi a}.$$
 (5-122)

Ввиду разнообразия назначений спирали, которая может быть использована или в качестве спирального волновода с большим углом подъема витка (tg $\psi \gg 1$), или в качестве замедляющей системы в лампе бегу-

щей волны (tg $\psi \ll 1$), или в качестве спиральной антенны, ниже приведены формулы для определения величины всех составляющих электромагнитного поля внутри и вне спирали:

Область внутри проводника,
$$r \leq a$$
:

$$H_{z} = \frac{I_{0}}{4r_{0}} \operatorname{ctg} \psi H_{1}J_{0} \left(j \frac{r}{r_{0}}\right) \approx \begin{cases} \frac{I_{0}}{2\pi a} \operatorname{ctg} \psi & \text{для } r_{0} \geqslant a; \\ \frac{I_{0}}{4\pi \sqrt{ra}} \operatorname{ctg} \psi e^{\frac{r-a}{r_{0}}} & \text{для } r \ll a; (5-123) \end{cases}$$

$$H_{r} = -\frac{\pi I_{o}}{2\lambda_{o}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{o}}{2\pi r_{o}}\right)^{2}} \operatorname{ctg} \psi H_{1} J_{1} \left(j \frac{r}{r_{o}}\right) \approx \begin{cases} j \frac{rI_{o}}{2a\lambda_{o}} \operatorname{ctg} \psi & \text{для } r_{o} \gg a; \\ \frac{jI_{o}}{4\pi \sqrt{ra} \sin \psi} & \text{для } r_{o} \ll a; \end{cases} (5-124)$$

$$\mathbf{E}_{\varphi} = Z_{0} \frac{\pi \mathbf{I}_{0}}{2\lambda_{0}} \operatorname{ctg} \psi \ H_{1} \ J_{1}\left(j \frac{r}{r_{0}}\right) \approx \begin{cases} \frac{-\mathbf{I}_{0}r}{2a\lambda_{0}} \ Z_{0} \ \operatorname{ctg} \psi \ \operatorname{для} \ r_{0} \gg a; \\ -\frac{j\mathbf{I}_{0}}{4\pi \ V \ ra} \ Z_{0} \ e^{\frac{r-a}{r_{0}}} \ \operatorname{для} \ r_{0} \ll a; (5-125) \end{cases}$$

$$\mathbf{E}_{z} = \frac{\lambda_{0}\mathbf{I}_{0}}{8\pi r_{0}^{2}} Z_{0}H_{0}J_{0}\left(j \ \frac{r}{r_{0}}\right) \approx \begin{cases} \frac{j\lambda_{0}\mathbf{I}_{0}}{(2\pi r_{0})^{2}} Z_{0} \ln \frac{1,125r_{0}}{a} & \text{для } r_{0} \gg a; \\ \frac{j\mathbf{I}_{0}}{4\pi \sqrt{ra}} Z_{0} \operatorname{ctg} \psi \ e^{\frac{r-a}{r_{0}}} & \text{для } r_{0} \ll a; \end{cases}$$
(5-126)

$$\mathbf{E}_{r} = -\frac{\mathbf{I}_{0}}{4r_{0}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{0}}{2\pi r_{0}}\right)^{2}} Z_{0}H_{0}J_{1}\left(j\frac{r}{r_{0}}\right) \approx \begin{cases} \frac{-\mathbf{I}_{0}r}{2\pi r_{0}^{2}} Z_{0} \ln \frac{1,125r_{0}}{a} & \text{для } r_{0} \gg a; \\ \\ \frac{-\mathbf{I}_{0}Z_{0}}{4\pi \sqrt{ra}\sin\psi} e^{\frac{r-a}{r_{0}}} & \text{для } r_{0} \ll a; \end{cases}$$
(5-127)

$$\mathbf{H}_{\varphi} = -\frac{\mathbf{I}_{0}}{4r_{0}}H_{0}J_{1}\left(j\frac{r}{r_{0}}\right) \approx \begin{cases} \frac{-\mathbf{I}_{0}r}{2\pi r_{0}^{2}}Z_{0}\ln\frac{1,125r_{0}}{a} & \text{для } r_{0} \gg a; \\ -\frac{\mathbf{I}_{0}}{4\pi\sqrt{ra}}e^{\frac{r-a}{r_{0}}} & \text{для } r_{0} \ll a. \end{cases}$$
(5-128)

Область вне проводника, $r \ge a$:

$$H_{z} = -\frac{I_{0}}{4r_{0}} \operatorname{ctg} \psi J_{1}H_{0}\left(j \frac{r}{r_{0}}\right) \approx \begin{cases} -\frac{jI_{0}a}{8r_{0}^{2}} \operatorname{ctg} \psi H_{0}\left(j \frac{r}{r_{0}}\right) & \text{при } r_{0} \gg a; \\ -\frac{I_{0} \operatorname{ctg} \psi}{4\pi \sqrt{ra}} e^{\frac{a-r}{r_{0}}} & \text{при } r_{0} \ll a; \end{cases}$$
(5-129)

$$\mathbf{H}_{r} = -\frac{\pi \mathbf{I}_{0}}{2\lambda_{0}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{0}}{2\pi r_{0}}\right)^{2}} \operatorname{ctg} \psi \ J_{1}H_{1}\left(j\frac{r}{r_{0}}\right) \approx \begin{cases} -\frac{\pi j \mathbf{I}_{0}a}{4\lambda_{0}r_{0}} \operatorname{ctg} \psi \ H_{1}\left(j\frac{r}{r_{0}}\right) & \text{при } r_{0} \gg a; \\ \frac{j \mathbf{I}_{0}}{4\pi \sqrt{ra} \sin \psi} \ e^{\frac{a-r}{r_{0}}} & \text{при } r_{0} \ll a. \end{cases}$$
(5-130)

$$\mathbf{E}_{\varphi} = Z_{0} \frac{\pi \mathbf{I}_{0}}{2\lambda_{0}} \operatorname{ctg} \psi J_{1}H_{1}\left(j \frac{r}{r_{0}}\right) \approx \begin{cases} \frac{\pi j a \mathbf{I}_{0}}{4r_{0}\lambda_{0}} Z_{0} \operatorname{ctg} \psi H_{1}\left(j \frac{r}{r_{0}}\right) & \text{при } r_{0} \gg a; \\ -\frac{j \mathbf{I}_{0}}{4\pi \sqrt{ra}} Z_{0} e^{\frac{a-r}{r_{0}}} & \text{при } r_{0} \ll a; \end{cases}$$
(5-131)

$$\mathbf{E}_{z} = -\frac{\lambda_{0}\mathbf{I}_{0}}{8\pi r_{0}^{2}} Z_{0}J_{0}H_{0}\left(j\frac{r}{r_{0}}\right) \approx \begin{cases} -\frac{\lambda_{0}\mathbf{I}_{0}}{8\pi r_{0}^{2}} Z_{0}H_{0}\left(j\frac{r}{r_{0}}\right) & \text{при } r_{0} \gg a; \\ \frac{j\mathbf{I}_{0}}{4\pi \sqrt{ra}} Z_{0}\operatorname{ctg}\phi \ e^{\frac{a-r}{r_{0}}} & \text{при } r_{0} \ll a; \end{cases}$$
(5-132)

$$\mathbf{E}_{\mathbf{r}} = -\frac{\mathbf{I}_{\mathbf{0}}}{4r_{\mathbf{0}}} \sqrt{1 + \left(\frac{\Lambda_{\mathbf{0}}}{2\pi r_{\mathbf{0}}}\right)} Z_{\mathbf{0}} J_{\mathbf{0}} H_{\mathbf{1}}\left(j\frac{\mathbf{r}}{r_{\mathbf{0}}}\right) \approx \begin{cases} -\frac{\mathbf{I}_{\mathbf{0}}}{4r_{\mathbf{0}}} Z_{\mathbf{0}} H_{\mathbf{1}}\left(j\frac{\mathbf{r}}{r_{\mathbf{0}}}\right) & \text{при } \mathbf{r}_{\mathbf{0}} \gg \mathbf{a}; \\ \frac{\mathbf{I}_{\mathbf{0}} Z_{\mathbf{0}}}{4\pi \sqrt{ra} \sin \psi} e^{\frac{\mathbf{a} - \mathbf{r}}{r_{\mathbf{0}}}} & \text{при } \mathbf{r}_{\mathbf{0}} \ll \mathbf{a}; (5.133) \end{cases}$$

$$\mathbf{H}_{c} = -\frac{\mathbf{I}_{0}}{4r_{0}} J_{0} H_{1}\left(j \frac{r}{r_{0}}\right) \approx \begin{cases} -\frac{\mathbf{I}_{0}}{4r_{0}} H_{1}\left(j \frac{r}{r_{0}}\right) & \text{при } r_{0} \gg a; \\ \frac{\mathbf{I}_{0}}{4\pi r r a} e^{\frac{a-r}{r_{0}}} & \text{при } r_{0} \ll a. \end{cases}$$
(5-134)

В вышеприведенных формулах H_0 и H_1 цилиндрические функции Ганкеля первого рода, а J_0 и J_1 — функции Бесселя. Аргументы этих функций мнимы. Там, где аргумент не обозначен, его следует брать равным $j \frac{a}{r_0}$.

Во все формулы следует ввести множитель $e^{-\gamma^2 + i\omega t}$, в котором $\gamma - \kappa оэффициент$ распространения. Из приведенных выраженийвидне, что для больших значений граничного $радиуса (<math>r_0 \gg a$) внешнее поле, образующееся вокруг проводника, весьма похоже на поле волны типа E (см. § 5-22), которое характеризуется наличием трех последних составляющих H_c , E_r и E_z . Во всех уравнениях присутствует граничный радиус r_0 , кеторый может быть найден из выражения



Рис. 5-66. Спиральный проводник и схема его навивки. *D* — шаг спирали: а — радиус: ψ — угол подъема витка спирали.

$$\frac{2\pi a}{\lambda_0} \operatorname{ctg} \psi = \frac{a}{r_0} \sqrt{\frac{J_0H_0}{J_1H_1}} \approx \begin{cases} \frac{a}{r_0} \sqrt{\frac{2\ln\frac{1}{2}1n\frac{1}{2}5r_0}{a}} & \text{при } r_0 \gg a; \\ \frac{a}{r_0} & \text{при } r_0 \ll a. \end{cases}$$
(5-135)

Граничный радиус может быть также получен из графиков, приведенных на рис. 5-67. Зная граничный радиус, легко определить все параметры, характеризующие распространение волны вдоль спирали.

Длина волны электромагнитных колебаний при распространении их вдоль спирали может быть найдена по формуле

$$\frac{\lambda_{o}}{\lambda} = \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{o}}{2\pi r_{o}}\right)^{2}} \approx \begin{cases} 1 & \text{при } r_{o} \gg a; \\ \frac{1}{\sin \phi} & \text{при } r_{o} \ll a. \end{cases}$$
(5-136)

Для определения волнового сопротивления можно воспользоваться ур. (5-116):

$$\frac{Z_L}{Z_0} = \frac{\pi}{16} \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_0}{2\pi r_0}\right)^2} \cdot \left(|J_0H_1| + |H_0J_1|\right) \cdot \left[\left(H_0H_2 - H_1^2\right) \left|\frac{J_0}{H_1}\right| + \left(J_0J_2 - J_1^2\right) \left|\frac{H_0}{J_1}\right|\right] \approx \\ \approx \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \ln 0.68 \frac{r_0}{a} & \text{при } r_0 \gg a; \\ \frac{r_0}{4\pi a \sin \psi} = \frac{\lambda_0}{8\pi^2 a \cos \psi} & \text{при } r_0 \ll a. \end{cases}$$
(5-137)



Рнс. 5-67. Зависимость граничного раднуса r_0 от ψ , λ_0 и a.



Рис. 5-68. Зависнмость волнового сопротивления Z_L сперального проводника от ψ при различных значениях $\frac{a}{\lambda_0}$. (Z_0 — волновое сопротивление свободного пространства, равное 377 ом).



Рнс. 5-69. Зависимость времени пробега т и длины волны λ , распространяющейся вдоль спираля, от ψ при различных значениях $\frac{\Delta}{\lambda_o} \left(\tau_o -$ время пробега в вакууме, равное $\frac{1}{3} \cdot 10^{-5} \ cek/кm \right)$.



Рис. 5-70. Зависимость коэффициента затухания волны, распространяющейся вдоль спирали, α от ψ при различных значениях $\frac{a}{\lambda_0} \left(\alpha_0 = \frac{\rho}{4\pi a \vartheta Z_0} \right)$.

На графиках рис. 5-68 и 5-69 приведены значения Z_L н λ в функции от угла подъема витка спирали ψ . Для определения последнего параметра, характеризующего распространение волны, а именно коэффициента затухания, служит выражение

$$\approx \begin{cases} \frac{\alpha}{\alpha_0} = \left(\frac{\pi a}{2r_0}\right)^2 \frac{Z_0}{Z_L} \frac{|J_0H_1|^2 + |H_0J_1|^2}{\sin^2 \psi} \approx \\ \approx \begin{cases} \frac{2\pi}{\sin^2 \psi \ln 0,68} \frac{r_0}{a} & \text{при } r_0 \gg a; \\ \frac{4\pi^2 a \cos \psi}{\lambda_0 \sin^2 \psi} & \text{при } r_0 \ll a, \end{cases}$$
(5-138)

где

$$\alpha_0 = \frac{\rho}{4\pi a \vartheta Z_0}, \qquad (5-139)$$

в — эквивалентная толщина проводящего слоя (см. § 2-1).

Значения нормированного коэффициента затухания $\left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)$, рассчиганные по формуле (5-138), представлены в виде графиков на рис. 5-70.

5-25. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ

Если у изолированного провода, описанного в § 5-23, удалена металлнческая основа, то получается полый диэлектрический волновод, который может быть использован для передачи электромагнитной энергии в аксиальном направлении. В подобном волноводе токи проводимости отсутствуют и их заменяют токи смещения. Диэлектрический волновод может быть либо полным, либо представлять собой монолитный стержень.

При выборе типа диэлектрического волновода следует исходить из задачи снижения затухания и уменьшения размеров области, которую захватывает волна, передаваемая по волноводу. Эту задачу пытался решить Каден [Л. 79], который заменял проводник двумя бесконечными плоскостями, причем последние могли быть выполнены как из металла, так и из диэлектрика. Этим путем удалось свести оценку передачи с помощью волноводов различных типов (за исключением волновода, выполненного в виде спирали) к анализу системы трансцендентных уравнений, решаемой сравнительно просто. Используя этот способ, можно сравнить между собой полые волноводы, одиночные провода без покрытия и с изоляцией (см. § 5-22 и 5-23), а также диэлектрические полые и сплошные волноводы с общей точки зрения.

При определении области, занимаемой электромагнитной волной, распространяющейся вдоль волновода, вместо граничного радиуса, применяемого при круглых проводах, в данном случае, т. е. при переходе к бесконечным плоскостям, введем понятие о «г р аничном р асстоянии» x₀. Напряженности поля при волнах типа H убывают по мере возрастания расстояния x от поверхности диэлектрического волногода по закону

$$|H(x)| = |H(0)| e^{-\frac{x}{x_0}}.$$
 (5-140)

Из выражения (5-140) видно, что на расстояниях $x > x_0$ напряженность поля убывает весьма быстро. Результаты расчетов x_0 и α на волнах длиной 30, 10 и 3 *см*, выпол-

ненных для различных типов волноводов, приведены в табл. 5-2 и 5-3.

Сравнивая затухание волновода в виде проводящей пластины, покрытой изоляцией, с затуханием полого диэлектрического волновода, имеющего равную толщину стенок, видим, что диэлектрический волновод обладает значительно меньшим затуханием, причем граничные расстояния у обоих волноводов примерно одинаковы. Это объясняется тем, что у диэлектрического волновода потери на вихревые гоки в поверхности металла отсутствуют. По сравненню с полым металлическим волноводом диэлектрический волновод обладает затуханием, примерно на порядок меньшим. Следует, однако, заметить, что при расчете затухания диэлектрического волновода угол потерь был принят равным δ≤10-4. Подобный угол потерь имеют высокочастотные диэлектрики полистирен (полистирол) и полиэтилен.

Из сравнения полого и сплошного диэлектрических волноводов равных диаметров или⁴ имеющих равное количество материала видно, что сплошные волноводы во всех случаях имеют большее затухание, чем полые. Особенно заметная разница в величине затухания получается при увеличении рабочей частоты, вследствие чего при работе в широком диапазоне частот выгоднее применять полые диэлектрические волноводы.

При рассмотрении условий распространения электромагнитных волн вдоль диэлектрических волноводов круглого сечения следует учитывать, что эти условия несколько отличны от условий распространения при плоских проводниках; вдоль круглых волноводов могут распространяться как волны типов *E* с аксиальной симметрией, так и волны ди-

Таблица 5-2

"Граничное расстояние" xo и затухание волны а в металлических волноводах

Тил волновода (поперечное сечение)		Металлический стержень	Металлический стержень с изо- ляцней Е:
Идеализированный волновод (попе-		Eo	Eo 0'=0,5 c.M
речное сечение)		Al	
$\begin{array}{c} \lambda_{0} = 30 \ c_{\mathcal{M}} \\ \lambda_{0} = 10 \ c_{\mathcal{M}} \\ \lambda_{0} = 3 \ c_{\mathcal{M}} \end{array}$	0	8,3•10 ⁴	76
	0	1,6•10 ⁴	8,2
	0	2,6•10 ³	0,68
$ \begin{array}{c} \lambda_0 = 30 \ cm \\ \lambda_0 = 10 \ cm \\ \lambda_0 = 3 \ cm \end{array} $	1,15	1,7-10=5	0,035
	2,0	1,6-10=4	0,68
	3,65	1,7-10=3	23,9

§ 5-25]

13*

Таблица 5-3

"Граничное расстояниз" х, и затухание волн а в диэлектрических волноводах

	Полый	Сплошные волноводы		
Тип волновода (поперечное сечение)		Диаметр равен диа- метру полого волновода є	Количество диэлект- рика то же, что и у полого	
	$\varepsilon_i - \bigcirc$	$\varepsilon_i - \bigcirc$	$\varepsilon_i \oplus$	
Идеализированный волновод (попе- речное сечение)	Е0 0=0,5 см таблитат Е0 1=2,5 см	€₀ 20=3,5 c. m	Е0 0=1СМ Таратар Е. Еі	
	Éi	ξ		
$ \begin{array}{c} x_0 [c_M] \\ \end{array} \begin{cases} \begin{array}{c} \lambda_0 = 30 \ c_M \\ \lambda_0 = 10 \ c_M \\ \lambda_0 = 3 \ c_M \end{array} \end{array} $	77 9,6 1,25	21 2.15 0.4	76 8,2 0,68	
$ \mathfrak{g} \left[\mathfrak{Ken}/\mathfrak{KM} \right] \left\{ \begin{array}{l} \lambda_0 = 30 \ \mathfrak{CM} \\ \lambda_0 = 10 \ \mathfrak{CM} \\ \lambda_0 = 3 \ \mathfrak{CM} \end{array} \right. $	0,0055 0,12 2,7	0,084 3,5 1,7	0,0055 0,18 11,2	

польного типа, которые имеют все шесть составляющих поля. При волнах дипольного типа поле в пространстве, окружающем волновод, имеет простую периодичность по окружности; оно может быть возбуждено диполем, установленным перпендикулярно к оси волновода. Волны типа Е могут быть возбуждены при помощи коаксиального рупора, как это показано на рис. 5-64 и 5-65. Волны типа Е не могут быть возбуждены, если рабочая длина волны больше критической. Для сплошного диэлектрического волновода цилиндрической формы, имеющего радиус а [Л. 83]:

При волнах дипольного типа критическая длина волны λ_k равна бесконечности и, следовательно, по волноводу может распространяться волна любой длины. На практике этот тип волн используется лишь в сантиметровом диапазоне, так как на более длинных волнах граничное расстояние x0 получается слишком большим. Результаты исследования сплошных диэлектрических волново-дов описаны в [Л. 80÷86]. Изучение полых диэлектрических волноводов еще продолжается [Л. 87].

$$\lambda_k = 2,61a \sqrt{\varepsilon_r - 1} \,. \tag{5-141}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Chu L. J., J. Appl. Phys., 1938, 9, 583. 2. Marcuwitz N., Waveguide hand-

book, MIT Rad. Lab. Series, 10, New York, 1951,

ch. I (перев. см. п. 93).

2a. To же, II. 2b. To же, III.

3. Moreno T., Microwave transmission design data, New York, 1948, ch. VII.

За. То же, VIII. 3b. То же, XI.

Зс. То же, IV.

4. Schelkunoff S. A. Electromagne-tic waves, New York, 1948, ch. VIII.

5. Meinke H., Felder und Wellen in Hohlleitern, München, 1949, Abschn. I.

5а. То же, II. 5b. То же, III.

- 5c. То же, IV.
 - 5d. То же, V.
 - 5е. То же, VI. 5f. То же, VII.

5g. To жé, VIII. 6. Whinnery

R., J. Jamieson H. W., Proc. Inst. Radio Engrs, 1944, 32, 98--114.

7. Fränz K., Frequenz, 1948, 2, 227.

8. Macfarlane G. G., Journ. Instn. electr. Engrs, 1946, 93, 206.

9. Ledinegg E., Ann. Phys., 41, 1942, 537.

10. Borgnis F., Z. Phys., 1941, 117, 642.

11. Riedinger A. Elektromagnetische Wellen in metallischen Hohlzylindern, in:

Fortschritte der Hochfrequenztechnik, Leipzig,

1941, 1, 187. 12. Gundlach F. W., Grundlagen der Höchstfrequenztechnik, Berlin, 1950, Abschn. D. 12а. То же, Е.

13. Jahnke-Emde, Tafeln höherer Funk-

tionen, 5, Aufl., Leipzig, 1952, Abschn. VIII. 14. Hayaschi K., Fünfstellige Fr Fünfstellige Funktionentafeln, Berlin, 1930.

15. Bomke H., Gefahrt J., Einführung in die Theorie der Ausbreitung elektromagne-tischer Wellen in Leitungen und Hohlkabeln, Stuttgart, 1950.

16. Cohn S. B., Proc. Inst. Radio Engrs, 1947, 35, 784.

17. Huxley L. G., A survey of the principles and practice of waveguides, Cambridge, 1947, ch. III.

17а. То же, IV.

S., Whinnery 18. R a m o J. R., Fields and waves in modern radio, New York, 1949, ch. IX (перев. см. п. 91).

18a. To же, VIII.

Ζ. 19. Müller R., Naturforschung. 1949, 4a, 218-224.

20. Borgnis F., Z. Hochfrequenztechn., 1940, 56, 47 21. Schelkunoff S. A., Quart. Appl.

Math., 1944, 2, 1-15. 22. Schelkunoff S. A.,

Proc. Inst. Radio Engrs, 1937, 25, 1457-1492.

- 23. Meinke H., Z. angew. Phys., 1948, 1. 90.

24. Carson J. R., Mead S. P., Schel-kunoff S. A., Bell Syst. techn. J., 1936, 15. 25. Barrow W. L., Proc. Inst. Radio Engrs., 1936, 24, 1298.

26. Peter R., Bull. schweiz. elektrotechn. Ver., 1947, 38, 586.

27. Buchholz H., Z. Hochfrequenztechn., 1939, 54, 161.

28. Borgnis F., Arch. elektr. Übertrag.,
1951, 5, 181–189.
29. Standards of Radio Wave propagation—

Terms relating to guided waves. Institute of

Radio Engrs, USA, 1945.

30. Buchholz H., Elektr. Nachr.-Techn., 1939 16. 73-85.

31. Riedel H., Z. Hochfrequenztechn., 1939. 53. 122-129.

H., Theorie der Hochfrequ-32. Meinke enzschaltungen, München, 1951, § 47.

32а. То же, 42.

32b. То же, 41.

33. Barlow H. M., Proc. Instn. Electr.

Engrs, III, 1952, 99, 21. 34. Schuman W. O., Elektrische Wel-len, München, 1948, Abschn. IX. 35. Poschenrieder W., Diplomaröeit,

T. H. München, 1949.

R., 36. Lamont H. Robertshaw R. G., Hammerton T. G., Wireless Engr. 1947, 24, 328.

37. Ledinegg E., Urban P., Arch elektr. Übertrag., 1952, 6, 109–113. 38. Ragan G. L., Microwave transmis-sion circuits, MIT Rad. Lab. Series, 9, New York, 1948, ch. II (перев. см. п. 104 литературы разд. 4.).

38a. То же, VI.

38h. To же 1V.

38с. Тоже, V. 39. Ваггоw W. L., Schaewitz H., Trans. Amer. Inst. electr. Engrs., 1943, 60.

40. Whinnery J. R., Jamieson W., Robins T. E., Proc. Inst. Radio H. W., Robins Engrs, 1944, 32, 98-114.

41. Meinke H., Arch. elektr. Übertrag.,

- 1947, 1. 101-107. 42. Frankel S., J. appl. Phys., 1947, 18, 650-665.
- 43. Early H. C., Proc. Instn. Radio Engrs, 1946, 883.

44. Kleen W., Ruppel W., Arch. Elek-trotechn., 1942, 40, 280-304.

45. Walkinshaw W., Proc. phys. Soc., 1948, **61**, 255–270.

46. Mullet L. B., Loach G. B., Proc. phys. Soc., 1948, 61, 255-270. 47. Kettel E. Frequenz, 1949, 3, 73-75. 48. Meinke H., Z. angew. Phys., 1950, 473-478.

49. Barrow W. L., Chu L. J., Proc.

Arch. elektr.

Ubertrag. 1951, 5, 231–236. 51. Southworth G. C., King A. P., Proc. Inst. Radio Engrs, 1939, 27, 95. 52. Montgomery C. G., Dicke R. H.,

Purcell E. M., Principles of microwave circuits, MIT Rad. Lab. Series, 8, New York,

1948 (перев. см. п. 103 литературы разд. 4).

53. Meinke H., Z. Hochfrequenztechn. 1942, 60, 29-37.

54. King A. P., Proc. Inst. Radio Engrs, 1952, 40, 966-969.

55. Schelkunoff S. A., Bell. Syst. techn. J., 1952, 31, 787.

56. Albersheim W. J., Bell. Syst. techn. J., 1949, 28, 1-32.

57. Stevenson A. F., J. appl. Phys., 1951, 22, 1447-1460.

58. Buchholz H., Arch. Elektrotechn., 1952, 40, 346-362.

59. Bucholz H., Arch. elektr. Übertrag.,

1947, 1, 137. 60. Zuhrt H., Elektromagnetische Strah-lungsfelder, Berlin, 1953, Kap. 8.

R., Elektromagne-61. Honerjäger tische Wellenleiter, in: Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Berlin, 1952, 26.

62. Van Bladel J., J. appl. Phys., 1951, 22, 68.

63. Miller S. E., Proc. Inst. Radio Engrs, 1952, 1104-1113.

64. Jouget M., Cables et transm., 1947, 1, 133—153.

65. То же, 1948, **2**, 257—284. 66. Меіпке Н., Fernmeldetechn. Ζ., 1953, **6**, 101-103.

67. Miller S. E., Beck A. C., Proc. Inst. Radio Engrs, 1953, 41, 348-358.

68. Beck A. C., Dawson R. W., Proc. Inst. Radio Engrs, 1950, 38, 1181-1189.

69. Benson F. A., Proc. Instn. Electr. Engrs, III, 1953, 100, 85-90.

70. Sommerfeld A., Vorlesungen über theor. Phys., Wiesbaden, 1948, 3, Elektrodyna-

mik, § 22. 71. Harms F., Ann. Phys., 1907, 4, 23, 44-60.

- 72. Goubau G., J. appl. Phys., 1950, 21, 1119-1128.
- G., Radio 73. Goubau Proc. Inst. Engrs, 1951, 39, 619-624.
- 74. Kaden H., Arch. elektr. Obertrag., 1951, 5, 399-414.
- 75. Grace A. C., Lane J. A., Wireless Engr, 1952, 29, 230-231.
- 76. Pierce R., Proc. Inst. Radio Engrs, 1947, 35, 122—123. 77. Pierce R., Bell. Syst. techn. J., 1950,
- 29, 56-59.
- 78. Kaden H., Arch. elektr. Übertr., 1951, 5, 534—538. 79. То же, 1952, 6, 319—332
- 80. Hondros D., Debye P., Ann. Phys., 1910, 4, 32, 465–476. 81. Zahn H., Ann. Phys., 1916, 4, 49,
- 907-933.
- 82. Schriever O., Ann Phys., 1920, **4, 63, 654**—673.
- W. 83. Schumann 0., Elektrische Wellen, München, 1948. 84. Wegener H., Dissertation, T. H. Ber-
- lin, 1944.
- 85. Chandler C. H., J. appl. Phys., 1949, 20, 1188-1192.
- 86. Elsasser W. M., J. appl. Phys., 1949, **20**, 1193—1196.

87. Unger H. G., Dissertation, T. H. Braunschweig, 1953.

88. Sheingold L. S., Convention Re-cords Inst. Radio Eng., 1953, 10, S. 17-26.

89. Meinke H., Urbarz H. W., Fernmeldetechn. Z., 1954, 7, 247—248. 90. Введенский Б. А. и Аренберг

А. Г., Радиоволноводы, Гостехиздат, 1946.

91. Рамо С., Уннери Д., Поля и волны в современной радиотехнике, Гостехиздат, 1948.

92. Слэтер Дж., Передача ультракоротких волн, ГИТТЛ, 1946, гл. V. VI.

93. Справочник по волноводам, перев. сангл. под ред. Фельда Я. Н., Изд. Сов. Радио, 1952.

94. Саусворт Дж. К., Принципы и применения волноводной передачи, Изд. Сов. Радио, 1955. 95. Қалинин В. И. и Герштейн

М., Введение в радиофизику, ГИТТЛ,

1957, разд. III. 96. Левин Л., Современная теория волноводов, Изд. ИЛ, 1954.

97. Нейман М. С. Обобщение теории цепей на волноводные системы, ГЭИ, 1955. 98. Ширман Я. Д., Радиоволноводы и

объемные резонаторы, Связьиздат, 1955.

РАЗДЕЛ 6

ЭЛЕМЕНТЫ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

6-1. НЕОДНОРОДНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЛИНИЙ

Неоднородное электромагнитное поле возникает в области скачкообразного изменения формы или сечения высокочастотного тракта. На рис. 6-1 (верхний чертеж) в качестве примера показана конфигурация плоского неоднородного поля, образовавшегося при распространении плоской электромагнитной волны между двумя параллельными проводящими плоскостями на участке, где резко изменилось расстояние между ними. В области скачкообразного изменения расстояния между плоскостями, которые имеют бесконечную протяженность в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа, возникшее неоднородное поле можно считать плоским, если пренебречь краевым эффектом (рассеянием у краев). Подобные идеализированные поля обычно используют при изучении явлений, происходящих в различных элементах тракта, не поддающихся расчету. При сравнительно низких частотах плоское неоднородное поле может быть разделено линиями электростатического поля на ряд полос так, что расстояние между соседними линиями пропорционально волновому сопротивлению тракта на данном уча-стке, как это сделано на рис. 6-1 [Л. 1b]. Здесь поле в области неоднородности (см. верхний чертеж) разбито на ряд полос, которые пронумерованы.

На нижнем чертеже рис. 6-1 показано изменение волнового сопротивления тракта в области неоднородности. Изменение Z_{I} происходит здесь так же, как и в линии с переменным по длине волновым сопротивлением, вследствие чего неоднородности, особенно имеющие лостаточную прогяженность, можно рассматривать как участки линии с изменяющимся волновым сопротивлением. Точное решение задачи дано в [Л. 28]. В тех случаях, когда неоднородность имеет длину λ меньшую, чем 👍 можно для расчета поля

воспользоваться приближенными выражениями, приведенными в [Л. 29] и уточненными в [Л. 30].

В первом приближении линию с сосредоточенной неоднородностью (рис. 6-1) можно рассматривать как линию со скачкообразным изменением волнового сопротивления (см. пунктирную линию на нижнем рис. 6-1) [Л. 1b]. При достаточно высоких частотах неоднородности в форме ступеньки вызывают появление паразитных волн, подобных волнам тнпа E_{07} (см. § 5-8 и Л. 1d, 3, 4, 6), и ливий поля клинообразной формы, показанных на рис. 6-2 [Л. 6, 40]. Клинообразные поля аналогичны по своему действию реактивным сопротивлениям, включенным последовательно в тракт. С возрастанием частоты клинообразные поля начиают действовать как заграждающие фильтры.



Рис. 6-1. Плеское поле; скачкообразное изменение расстояния между плоскостями.



Рис. 6-2. Клинообразная конфигурация поля.

Элементы с аксиальной симметрией. Общее рассмотрение неоднородных полей проведено в [Л. 5], а исследование подобных полей с помощью анализаторов — в [Л. 50-52]. При достаточно низких частотах расчет поля в области неоднородностей можно производить, оперируя с электростатическим полем [Л. 1b, 2, 9]. Методы расчета поля в области неоднородности при соединении коаксиальной линии с основанием антенны изложены в [Л. 29, 30]. При низких частотах между плоским и аксиально-симметричным полями существует связь: если заданное плоское поле вращать вокруг некоторой оси, изменив при этом по определенному закону [Л. 14, 15] геометрические размеры тракта, то можно от плоского поля перейти к цилиндрическому. Поле с аксиальной симметрией, полученное при вращении плоского поля, изображенного на рис. 6-1, показано на рис. 6-5.

Два аксиально-симметричных элемента[¬]в линиях с различными волновыми сопротивлениями Z_{L1} и Z_{L2} (например, изолирующие опоры, рис. 6-3) ведут себя практически оди-



Рис. 6-3. Эквивалентные нзотяционные шайбы в коаксиальных линиях с различными волновыми сопротивлениями.

наково, если их размеры в осевых направлениях равны, а размеры в радиальных направлениях соответствуют положениям, изложенным ниже [Л. 14, 15].

Обозначим через R_1 средний радиус одного, а через R_2 средний радиус другого элемента, вносящего неоднородность; обозначим далее через A_1 какой-либо другой радиус первого элемента и через A_2 соответствующий ему радиус второго элемента. Тогда

$$R_1 Z_{I1} = R_2 Z_{I2}; \qquad (6.1)$$

$$\left(\frac{A_1}{R_1}\right)^{\frac{1}{Z_{L1}}} = \left(\frac{A_2}{R_2}\right)^{\frac{1}{Z_{L2}}}.$$
 (6-2)

Если к заданной "неоднородности", включенной в тракт с волновым сопротнвлением Z_{L1} , требуется привести "неоднородность", входящую в тракт с волновым сопротивлением Z_{L2} , то размеры ее поперечного сечения должны быть изменены так, чтобы соблюдалось равенство

$$A_{2} = R_{1} \frac{Z_{L1}}{Z_{L2}} \left(\frac{A_{1}}{R_{1}}\right)^{\frac{Z_{L2}}{Z_{L1}}}.$$
 (6-3)

При отсутствии потерь справедлив закон подобия электромагнитных полей [Л. 41]: Если все размеры данного устройства увеличены или уменьшены в одно и то же число раз, а рабочая частота соответственно уменьшена или увеличена во столько же раз, то электрическое поведение устройства не изменяется. Этот закон может быть применен при пересчете геометрически подобных элементов тракта, имеющих различную величину.

При расчете неоднородных полей [Л. lb, 2, 9] следует учитывать, что напряжение между двумя точками поля в общем случае зависит от пути, вдоль которого производится измерение, так как при наличии переменных магнитных полей возникают индукционные Задача явления. определения напряжения между двумя точками поля без указания пути, вдоль которого производится измерение, только тогда имеет смысл, когда определение производится на поверхности, в которой отсутствуют наведенные напряжения. Аналогично этому и при измерении тока следует указывать путь, вдоль которого следует производить измерение, так как через все пространство, занимаемое полем, протекают токи смещения;



Рис. 6.4. Поверхность, не пересекаемая линиями электромагнитного поля.

указание пути может отсутствовать только в том случае, если исследуемые точки лежат на поверхности, не пересекаемой линиями тока смещения. Определяя сопротивление как отношение напряжения к току, следует производить измерение в таких поперечных сечециях линии, в которых отсутствуют наведечишые напряжения и токи смещения, так как



Рис. 6-5. Поле с аксиальной симметрией в области скачкообразного изменения днаметра линии передачи.



Рис. 6.6. Поверхность, не пересекаемая линиями электромагинтного поля (к рис. 6-5).

только в этом случае напряжение и ток смогут быть определены однозначно. Такая поверхность может быть образована линиями электрического и магнитного полей, как это показано на фис. 6-4; эта поверхность не должна пересекаться ни одной лииией электромагнитного поля. Лишь для подобных поверхностей имеет смысл понятие о сопротивлении. В случае однородных линий поверхности, не пересекаемые линиями поля, совпалают с плоскостями поперечного сечения линии.

В устройствах с аксиальной симметрией поверхности, свободные от индукции и токов смещения, могут быть получены вращением линий электрического поля вокруг оси симметрии. Напряжение U приложено между внутренним и внешним проводниками вдоль линии поля; ток / протекает по внутреннему и внешнему проводникам линии в точках пересечения упомянутой выше поверхностью. Подобная поверхность, образованная вращением вокруг оси симметрии линии поля, обозначенной буквой A на рис. 6-5, показана на рис. 6-6.

6-2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЛИНИЙ БЕЗ ПОТЕРЬ В ВИДЕ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ

Неоднородность линии передачи может быть представлена в виде четырехполюсника при условии, что эта неоднородность со стороны входа и выхода ограничена поверхностями, не пересекаемыми линиями поля (см. § 6-1). В качестве таких поверхностей целесообразно использовать плоскости поперечного сечения линий передачи, находящиеся на достаточно большом расстоянии от исследуемой неоднородности, в области, где поле линии однородно [Л. 1b, 23]. Для определения необходимого расстояния можно веспользоваться формулами для затухания паразитных полей в коаксиальных линиях, приведенными в § 5-18.

Четырехполюсник без потерь согласно § 3-9 может быть представлен тремя реактивными сопротивлениями. Путем расчленения каждый четырехполюсник без потерь можно представить, как это показаио на рис. 6-7, в виде некоторого нового четырехполюсника, который присоединен к выходной линии отреяком длиной l_2 с волновым сопротивлением Z_{L2} , равным волновому сопротивлению



Рис. 6-7. Преобразование четырехполюсника без потерь путем добавления отрезков линии.

выходной линии, а к входной линии-отрезком длиной l₁, имеющим волновое сопротивление Z_{L1}, равное волновому сопротивлению входной линии [Л. 47]. При правильном выборе длин отрезков l1 и l2 новый четырехполюсник может оказаться более простым, чем первоначальный. Подобные упрощенные четырехполюсники с подключенными к их входу и выходу отрезками линий l_1 и l_2 и состоя-щие из последовательно или параллельно включенного реактивного сопротивления показаны на рис. 6-8 [Л. 1а, 9с]. Все четыре схемы, приведенные на рис. 6-8, могут быть использованы в качестве эквивалентной схемы любого четырехполюсника без потерь; длины же отрезков l_1 и l_2 для всех четырех схем при этом различны.

Подобные эквивалентиые схемы удобно применять в тех случаях, когда входная и выходная линии четырехполюсника имеют одинаковые волновые сопротивления $Z_{L1} =$ $= Z_{L2} = Z_L$, как это показано на рис. 6-9. Определим сопротивление Z_1 , которое получается в результате трансформации сопротивления Z_2 отрезком линни длиной l'_2 с волновым сопротивлением Z_L , четырехполюсником и отрезком линии длиной l'_1 с волновым сопротивленнем Z_L . Задача может быть решена при помощи круговой диаграммы полного сопротивления, описанной в § 4-22 [Л. 9]. Для



рис. 6-8. Эквивалентные схемы преобразованных четырехполюсников с одним реактивным сопротивлением каждая.



Рис. 6-9. Трансформация сопротивления четырехполюсинком с отрезками линий.

схемы преобразованного четырехполюсника, показанной на рис. 6-8, а, процесс трансформации показан на рис. 6-10 а. Приведенное сопротивление $\mathbf{z}_2 = \frac{\mathbf{Z}_2}{\mathbf{Z}_L}$ трансформируется двумя отрезками однородной линии, общая длина которых составляет $l_2'^4 + l_2$ и которые имеют волновое сопротивление \mathbf{Z}_L , к выходным зажимам четырехполюсника. Трансформированное сопротивление обозначим через \mathbf{z}_2'' . На круговой диаграмме эта трансформация соответствует перемещению \mathbf{z}_2 по *m*-окружности на расстояние $l_2' + l_2$ в точку \mathbf{z}_2'' . Действие приведенного сопротивления емкости, включенной которых полосивательно в цепь тракта

$$-jx_{C} = -j\frac{X_{C}}{Z_{L}}$$
, учитывается согласно § 3-14

перемещением параллельно оси x в точку z'_{1} . Сопротнвление z''_{1} трансформируется линией, имеющей волновое сопротивление Z_{L} и общую длину $l_{1} + l'_{1}$, что соответствует перемещению по *m*-окружности в точку z_{1} . Искомое сопротивление, трансформированное к входу линии, $Z_{1} = z_{1}Z_{L}$. Таким образом, при замене четырехполюсника, изображающего неоднородность, более простым четырехполюсником



Рис. 6-10. Трансформация сопротивления с помощью круговых диаграмм для схем рис. 6-9. и — эквивалентная схема рис. 6-8, а в плоскости приведенных сопротивлений; 6 — эквивалентная схема рис. 6-8, в и плоскости приведенных сопротивлений; в — аквивалентная схема рис. 6-8, в в плоскости пригеденых проводимостей; с — эквивалентная схема рис. 6-8, в плоскости приведенных проводимостей.





Рис. 6-11. Эквивалентная схема преобразованного четы рехполюсника с трансформатором.

с присоединенными к нему отрезками линий трансформация сопротивления существенно упрошается. Сопротивления Z_2' и Z_1 на границах четырехполюсника вычислять не требуется, так как внешние отрезки линий и отрезки линий, входящих в состав преобразованного четырехполюсника, можно суммировать.

Процесс трансформации сопротивления Z_2 при преобразованных четырехполюсниках, изображенных на рис. 6-8,6—6-8,г, показан на рис. 6-10,6—6-10,г [Л. 9]. При четырехполюсниках, образованных отрезками линий и параллельной реактивностью, следует пользоваться в соответствии с указаниями в § 3-14 круговыми диаграммами полных проводимостей.

Четырехполюсник без потерь (см. рис. 6-7) можно в любом случае преобразовать в четырехполюсник, в котором выходное сопротивление $\mathbf{Z}_{2}^{\prime\prime}$ трансформируется так, что на входе получается сопротивление $\mathbf{Z}_{1}^{\prime\prime}$, отличающееся от $\mathbf{Z}_{2}^{\prime\prime}$ лишь некоторым действительным коэффициентом k (рис. 6-11) [Л. 1а-7, 8, 9]:

$$\mathbf{Z}_1^{\prime\prime} = k \mathbf{Z}_2^{\prime\prime}. \tag{6-4}$$

Полученный четырехполюсник ведет себя поэтому, как идеальный трансформатор без рассеяния, который напряжение на выходе грансформирует в напряжение на выходе скоэффициентом трансформации \sqrt{k} , токи— с коэффициентом трансформации $\frac{1}{\sqrt{k}}$, а проводимости — с коэффициентом $\frac{1}{k}$. Трансформация сопротивлений с помощью подобного четырехполюсника показана на рис. 6-12 (см. § 4-22). Приведенное сопротивление $\mathbf{z}_2 = \frac{\mathbf{Z}_2}{\mathbf{Z}_{L2}}$ трансформируют в сопротивление $\mathbf{z}_2'' = \frac{\mathbf{Z}_2'}{\mathbf{Z}_{L2}}$ при помощи отрезка линии длиной $l_2' + l_2$, умножают на k и на $\frac{\mathbf{Z}_{L2}}{\mathbf{Z}_{L1}}$ и получают

приведенное сопротивленне

$$\mathbf{z}_{1}^{\prime\prime} = \frac{\mathbf{Z}_{1}^{\prime\prime}}{Z_{L1}} = \mathbf{z}_{2}^{\prime\prime} k \frac{Z_{L2}}{Z_{L1}} = \mathbf{z}_{2}^{\prime\prime} k^{\prime}.$$
(6.5)



Рис. 6-12. Траисформация сопротивления для схемы рис. 6-11. $a - k' > 1; \ 6 - k' < 1.$

Умножение \mathbf{z}_2'' на действительный коэффициеит

$$k' = k \frac{Z_{L2}}{Z_{L1}} \tag{6-6}$$

соответствует перемещению на круговой диаграмме из точки \mathbf{z}'_{1} в точку \mathbf{z}'_{1} по прямой, проходящей через нуль. Если коэффициент трансформации k' > 1, то при перемещении по прямой, как это показано на рис. 6-12, *a*, удаляются от нуля; при k' < 1 приближаются к нулю (см. рис. 6-12, 6). Преобразование такого типа обычно применяют в тех случаях, когда отрезки линий, присоединенные к входу и выкоду четырехполюсника, имеют разные волновые сопротивления Z_{L1} и Z_{L2} .

6-3. РАЗВЕТВЛЕНИЯ ЛИНИЙ

Разветвлениями называют устройства, в которых несколько линий сходятся вместе. На высоких частотах необходимо учитывать нарушения однородности, возникающие в местах разветвления однородных линий.

Разветвление трех линий образует шестиполюсник [Л. 1с, 9b, 10—13, 23]. Различают последовательное (рис. 6-13) и параллельное (рис. 6-14) разветвления. При разветвлении, псказанном на рис. 6-13, во всех трех линиях протекает одинаковый ток *I*, а напряжение питающей линии делится между двумя при-



Рис. 6-13. Последовательное разветвление.



Рис. 6-14. Параллельное разветвление.







Рис. 6-16. Несимметричное разветвление.

соединенными к ней трактами. При парал. лельном разветвлении напряжение во всех линиях одинаково, а ток питающей линии I₁ делится на два тока I2 и I3, текущих в отвегвлениях. При расчете все три сходящиеся линии рассекают плоскостями и ограниченную таким образом систему рассматривают как шестиполюсник без потерь. Ограничивающие плоскости должны находиться на достаточно большом расстоянии от области возникновения неоднородности, а именно, там, где полевлиниях можно считать вполне однородным. Пример симметричного шестиполюсника показан на рис. 6-15, а несимметричного – на рис. 6-16. Аналогично тому, как это было сделано при четырехполюсниках (см. рис 6-7), получениые шестиполюсники могут быть преобразованы в более простые шестиполюсные системы, к каждой паре зажимов которых присоединено по отрезку однородной линии, как это показано на рис. 6-17. Влияние воз-



Рис. 6-17. Преобразование шестиполюсника путем выделения отрезков линий.

никающих в точке соединения линий неоднородностей при не слишком высоких частотах может быть учтено включением в преобразованиый шестиполюсник некоторого реактивного сопротивления *jB*, не зависящего от частоты (рис. 6-18). На весьма высоких частотах, когда поперечные размеры линий становятся больше 0,1х, учесть влияние неоднородностей столь простым способом не удается. В этом случае схемы преобразованных шеста-



Рис. 6-18. Эквнвалентная схема, учятывающая на низких частотах неоднородность поля. возникающую в параллельном разветвлении.





Рис. 6-19. Эквивалентные схемы разветвлений. а — последовательное разветвление; б — параллельное разветвление.

полюсников усложняются. На рис. 6-19 показаны схемы преобразованных шестиполюсников для случаев последовательного и параллельного разветвлений. В качестве соединительных элементов здесь использованы два идеальных трансформатора Т₂ и Т₃, соответствующих ур. (6-4)-(6-6), и одно реактивное сопротивление. В общем случае коэффициенты трансформации у Т2 и Т3 могут быть неодинаковыми. Одинаковые коэффициенты трансформации получаются при симметричных разветвлениях. Необходимость применения трансформаторов обусловлена тем, что в области, прилегающей к точке соединения линий паразитные поля вызывают изменение волиового сопротивления соединяемых линий Если в шестиполюснике, изображенном на рис. 6-19, а, к лннии II (с отрезком l₂) между точками 2c и 2d (выходные зажимы трансформатора T_2) подключить нагрузку Z_2 , то на входе T_2 по-явится сопротивление k_2Z_2 . Аналогично при включении между точками 3c и 3d линии III сопротивления Z₃ на входе трансформатора T_3 получается сопротивление $k_3 Z_3$. В результате к зажимам 1с и 1d линии / окажутся подключенными сопротивления Z_2k_2 , Z_3k_3 и jX, соединенные последовательно. Определить шесть основных параметров шестиполюсника можно путем измерения [Л. 10].

Разветвления, состоящие из n линий, можно соответственно рассматривать как 2nполюсник. Такой 2n-полюсник в общем случае имеет $\frac{n(n+1)}{2}$ независимых параметров. При расчете параметров сложных многополюсников обычно используют матричное исчисление [Л. 12, 47а].

6-4. ИЗОЛИРУЮЩИЕ ШАЙБЫ В КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Гладкой шайбой, применяемой в коаксиальной линии для центрирования внутреннего проводника, называется шайба, выполненная из сплошного однородного диэлектрика и ограниченная параллельными плоскостями (рис. 6-20). Картина, поля в шайбе не отличается от картины поля в линии и плоскости, ограничивающие шайбу, не пересскаются линиями поля (§ 6-1). Эти плоскости можно принять за границы четырехполюсника без потерь, образуемого шайбой. Трансформирую-





Рнс. 6-20. Изолир ующая опорная шайба в коаксиальной линии.



щие свойства такой шайбы, имеющей диэлектрнческую проницаемость є, н установленной в линни с волновым сопротнвлением Z₁, можно в соответствии с § 4-21 считать эквивалентными трансформнрующим свойствам отрезка линии Длиной h, имеющего волновое сопро- Z_L . Согласно § 4-5 длина волны тивление • участке, занимаемом шайбой, в линии на уменьшается в / с, раз по сравнению с длиной волны в воздухе. Для упрощения расчетов можно воспользоваться преобразованными четырехполюсниками. Шайбу можно, например, представить в виде участка линии длнной $l = 2l_2$ с волновым сопротивлением Z_l , в середине которого между проводами линии включена емкость C_S (см. § 6-2⁴и рнс. 6-21). Подобная эквивалентная схема хорошо согласуется с характером поведения шайбы в линии.



Рис. 6-22. Параметры четырехполюсника, эквивалентного шайбе (рис. 6-21).



Рис. 6-23. Параметры эквивалентного шайбе четырехполюскика с трансформатором при k > l. a - коэффициент трансформации; б - эквивалентные $длины <math>l_1$ и $l_2 = l_1 + \frac{\lambda_0}{4}$; λ_0 - длина волны в воздухе.

Приведенная проводимость

$$y = \omega C_S Z_L . \tag{6-7}$$

Для определения у и эквивалентной длины линии l по заданным ε_r , h и λ_0 можно воспользоваться графиками, показанными на рис. 6-22.

При $\frac{h}{\lambda_0} < \frac{0,1}{\sqrt{\epsilon_r}}$ с достаточной степенью

точности можно считать, что

$$y = \frac{2\pi h}{\lambda_0} \left(e_r - 1 \right), \tag{6-8}$$

а l = h. Расчет трансформирующего действия шайбы производится по ф-ле (6-4) и при помощи круговых диаграмм, как это показано на рис. 6-10, в. При использовании эквивалентной схемы рис. 6-11 учитывают, что приведенная проводимость У (см. рис. 6-22) связана с коэффициентом трансформации kравенством $y = \sqrt{k} - \frac{1}{\sqrt{k}}$. Эквивалентные длины линий l_1 и l_2 , а также k при k > 1могут быть найдены из графиков, приведенных на рис. 6-23 [Л. 1, 9а, 13, 16], где λ_0 – длина волны в воздухе, а λ_{ϵ} – длина волны в диэлектрике, найденная по ф-ле (4-20). При $h = \frac{\lambda_e}{4}$ коэффициент трансформации достигает максимума: $k = e_r$. Эквивалентная длина линии при этом $l = \frac{\lambda_0}{4}$. При $h = \frac{\lambda_e}{2}$ трансформации не происходит (k = 1). Эквивалентная длина линии l при этом равна $\frac{\lambda_0}{2}$. Если в качестве эквивалентной схемы шайбы выбрана схема четырехполюсника с трансформатором $n \ k < 1$, то при расчете пользуются величинами, обратными полученным из графиков рис. 6-23, a, и меняют местами $l_1 \ u \ l_2$ в графиков рис. 6-23, e. При введении в $l_1 \ u \ l_2$ в графиков рис. 6-23, e. При ведении в тракт с чисто бегущей волной подобной шайбы согласование нарушается. При этом k, полученное из графиков рис. 6-23, равно $\frac{1}{m}$, найденному из ур. (4-102). На сравно

нительно низких частотах степень рассогласвания получается незначительной. С возрастанием частоты рассогласование увеличи вается пропорционально увеличению ƒ [Л. 17]. Уменьшение рассогласования может быть достигнуто установкой в тракте двух шайб (рис. 6-64), так как при соответствующем выборе расстояния между ними можно добиться взаимной компенсации отражений [Л. 16, 42]. В некоторых случаях в тракте устанавливают на соответствующем расстоянии друг от друга несколько шайб [Л. 13, 16].

Иногда устанавливают ряд одинаковых шайб, периодически расположенных на протяжении всего тракта [Л. 21, 22].

6-5. НЕОТРАЖАЮЩИЕ ИЗОЛИРУЮЩИЕ ОПОРЫ

Изолирующие шайбы должны лишь удерживать в центре внутренний проводник линии, не нарушая однородности линии. Иными словами, шайба должна по возможности представлять собой неотражающий четырехполюсник. Уменьшения отражения можно достигнуть, применяя возможно более тонкие шайбы (см. § 6-4), у которых отношение $\frac{h}{\lambda_0}$ достаточно мало. При таких шайбах

рассогласованне Δm согласно ур. (4-102) может быть рассчитано по формуле [Л. 9а, 17]

$$\Delta m = \frac{2\pi h}{\lambda_0} (\varepsilon_r - 1). \tag{6-9}$$

Формула позволяет оценить пригодность ланной шайбы для использования ее в каждом конкретном случае. Емкость шайбы желательно иметь возможно меньшей. С. этой целью часто применяют керамические опоры в виде стержней из материала с малы м є, (см. рис. 6-24). Опоры крепятся в углублениях в проводниках линии. Рассогласование при использовании подобных опор получается ничтожно малым, если их толщина не превышает 0,022\0. Весьма малое рассогласование можно получить при подвеске внутреннего проводника на кварцевых нитях [Л. 9а, 17]









(IIIIII

Рис. 6-26. Неотражающие изолирующие шайбы

При приближении $\lambda_0 \ \kappa \ \lambda_k$ волновое сопротивление и действующая длина шайбы начинают зависеть от частоты [Л. 13, 17, 34] и компенсацию удается осуществить только в узком диапазоне частот. Геометрические размеры неотражающей шайбы при $Z_L = 60$ ом можно найти из графиков рис. 6-28. Для определения размеров при других значениях волнового сопротивления можно воспользоваться ур. (6-3) (см. рис. 6-3) [Л. 14]. С помощью приведенных кривых можно получить только приближенные значения для размеров неотражающей шайбы, так как диэлектрическая проницаемость материала в известных пределах колеблется от шайбы к шайбе.

В некоторых случаях при определении размеров шайбы диаметр внутреннего проводиика (рис. 6-26) получается столь малым, что нарушается механическая прочность. В этом случае выбирают размер *в* несколько больше расчетного и одновременно уменьшают действующее значение диэлектрической прочицаемости шайбы путем удаления части диэлектрика. По-



В некоторых случаях диэлектрическая опора может занимать лишь незначительную часть площади поперечного сечения тракта и находиться в области, где электрическое поле практически отсутствует; в результате емкость между проводниками линии при введении опоры почти не увеличивается. Подобная опора, предназначенная для подвески провода ленточной линии над проводяшей поверхностью, показана на рис. 6-25.

Для компенсации влияния параллельной емкости опорной шайбы можно на участке, занимаемой шайбой, изменить диаметр проводников линии. В коаксиальных линиях можно либо уменьшить диаметр внутреннего проводника. либо увеличить внутренний диамето внешнего проводника; можно также изменять лиаметры обоих проводников одновременно (рис. 6-26) [Л. 1b, 9а, 13—19]. При таком выполнении шайбы появляется дополнительная последовательная индуктивность и шайба действует как П-образный фильтр низких частот (рис. 6-27). П-образная схема фильтра получается вследствие того, что параллельная емкость скорректированной шайбы в основном образуется за счет линий электрического поля, выходящих из вновь образовавшихся углов у проводников линии, причем последовательная индуктивность L оказывается включенной

между двумя равными емкостями —

Компенсация параллельной емкости не зависит от частоты (§ 3-15), пока рабочая частота достаточно сильно отличается от критической длины волны шайбы λ_k .

Приближенно

$$\lambda_{k} = \pi l, \qquad (6-10)^{-1}$$

где l - действующая длина опорной шайбы. $При рабочей длине волны <math>\lambda_0 > 4\lambda_R$ шайба действует, как отрезок линии длиной l с волновым сопротивлением Z_L Электрическую длину шайбы l можно найти, зная ее толщину h, по приближенной формуле [Л. 9а]:

$$l = \frac{h \ln \frac{S}{s}}{\ln \frac{D}{d}}.$$
 (6-11)

Рис. 6-28. К определению размеров неотражающих опор при ZL = 60 ом





Рис. 6-29. Шайба с выточками для линии с Z_L= =70 ом.

Рис. 6-30. Керамическая опора ($\epsilon_r = 6$) для линин с $Z_L = 70$ ом

добная неотражающая опора для линии с волновым сопротивлением 70 ом, выполненная из тролитула ($\varepsilon_r = 2,4$), показана на рис. 6-29. Такая шайба не дает заметного отражения при $\lambda_0 > 5D$ и обладает высокой механической прочностью, особенно если переходы от вертикальной стенки шайбы к участкам, опирающимся на внутренний и внешний проводники коаксиальной линии, слегка закруглены [Л. 9a, 18].

При большом значении диэлектрической проницаемости материала шайбы диаметр s получается весьма малым. Если из соображений механической прочности s приходится увеличивать, то для компенсации увеличивают длину выточки во внутреннем проводнике линии, как это показано на рис. 6-30, что приводит не только к уменьшению емкости, но и к увеличению последовательной индуктивности. Дополнительные шайбы, заполняющие выточку, служат лишь для улучшения крепления основной опорной шайбы к внутреннему проводнику коаксиальной линии. Дополнительные шайбы не оказывают существенного влияния ни на L, ни на C линии, и выбор изоляционного материала для их изготовления большой роли не играет [Л. 9а].

Опоры, которые предназначены для работы как на сравнительно низких, гак и на возможно более высоких частотах, и которые во всем рабочем диапазоне не должны создавать отражений, выполняют в виде двойных шайб. Каждую из шайб делают неотражающей и устанавлявают их на таком расстоянии друг •т друга, чтобы на наиболее высокой частоте рабочего диапазона отражения, приводящие к появлению рассогласования, взаимно компенсировались (рис. 6-64) [Л 9а, 47b].

6-6. МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ

Как известно, входное сопротивление короткозамкнутой на выходе четвертыволновой линии равно бесконечности. Это свойство четвертыволновых отрезков линии используется для создания металлических неотражающих



Рис. 6-31. Металлический опорный изолятор.

опор внутреннего проводника коаксиальной линии [Л. 9а, 20]. Опора выполняется в виде бокового отростка линии (шлейфа), короткозамкнутого на конце (рис. 6-31). При точном расчете геометрической длины металлического изолятора следует учитывать влияние паразитных полей, возникающих в точке разветвления. Вследствие появления в эквивалентной схеме разветвления отрицательной параллельной емкости длина внутреннего проводника короткозамкиутого ответвления должна быть несколько больше, чем $\frac{\lambda_0}{4}$. Волновое сопро-

тивление ответвления может отличаться 0T волнового сопротивления главной линии. Для увеличения широкополосности металлического, изолятора желательно его волновое сопротивление иметь большим (тонкий внутренний проводник), чем волновое сопротивление линни. Металлический изолятор не создает отражений только в узком диапазоне частот, прилегающих к номинальной частоте. Всякое заметное отклонение частоты приводит к появлению параллельных реактивных сопротивлений, а следовательно, и к увеличению. отражения (см. рис. 4-49 и резонансную кри-вую, приведенную на рис. 6-32,6) [Л. 16]. Если. в линии имеется два таких изолятора, то расстояние между ними можно выбрать так, что. на частоте, близкой к собственной резонансной частоте опорных резонаторов, произойдет компенсация отражения (см. рис. 6-64 и. [Л. 9а)]. В этом случае рассогласование тракта во всем диалазоне между этими двумя частотами весьма мало, если разность между ними не превышает 10% рабочей частоты. Широкополосный изолятор для линии с $Z_I = 50$ ом. [Л. 20] показан на рис. 6-32,а. Расширение полосы пропускания достигнуто здесь применением четвертьволновых отрезков с пониженным волновым сопротивлением, вклюценных в центральный проводник линии по обе стороны от опоры. Ширина полосы пропускания. у этого изолятора достигает ±20% при рас-согласовании 2%. Частотная характеристика, этого изолятора приведена на рис. 6-32,6,



Рис. 6-32. Широкополосный металлический изолятор, для линии с $Z_L = 50$ ом.

[Л. 16]. Металлические изоляторы могут быть использованы в качестве опор и в двухпроводных линиях [Л. 9а, 48].

6-7. ПРЯМОУГОЛЬНЫЕ ИЗГИБЫ

Прямоугольный изгиб коаксиальной линии (рис. 6-33) представляет собой симметричный четырехполюсник без потерь, ограниченный плоскостями, проходящими через вершину виутреннего угла, образованного внешним про-водником линии. На рис. 6-33 эти плоскости показаны пунктнром, они не пересекаются ли-ниями поля (см. § 6-1). Наилучшая эквивалентная схема прямоугольного изгиба предсобой отрезок линии длиной l, ставляет в середине которого включена параллельная емкость С (рис. 6-8,8), так как оба эти параметра (l и C) в рабочем диапазоне не зависят от частоты, а параметр l непосредственно связан с геометрическими размерами изгиба. Для линии с волновым сопротивлением Z_L=70 ом эквивалентная длина l изгиба, показанного на рис. 6-33, равна приблизительно 0,8 D, а емкость С [nф] равна 0,12 D, где D [см] — внут-ренний диаметр внешней линии [Л. 9b / 17]. Рассогласование, обусловленное этим изгибом, 1,**6**D

.coставляет ∆*m*≈

. На дециметровых вол-

нах прямоугольный изгиб обычно вносит в тракт заметное рассогласование. Действуюшая длина l изгиба, как уже указывалось, получается несколько меньшей D, что соответствует средней длине линий тока во внутречнем проводнике. Линии тока, избирая кратчайший путь, концентрируются на внутренней стороне прямоугольного изгиба внутреннего проводника. Аналогично этому распределяются линан гока во внешнем проводнике. Линии электрического поля концентрируются на образовавшихся ребрах.

λ

Прямоугольные изгибы с коррекцией. Коррекция неоднородностей, обусловленных введением в тракт изгиба, может быть достигнута уменьшением емкости изгиба [Л. 1с, 9b, 17]. Наиболее эффективное воздействие на величину емкости изгиба оказывает изменение конфигурации участка с максимальной концентрацией линий электрического поля. В прямоугольном изгибе таким участком является ребро внешнего проводника, которое может быть срезано, как это показано на оис. 6-34,а. Другой способ коррекции, заключающийся в применении на участке изгиба более тонкого внутреннего проводника, показан на рис. 6-34,6. Уменьшение диаметра внутреннего проводника линии приводит к уменьшению емкости и одновременному увеличению индуктивности изтиба. Критическая длина волны λ. изгиба мо-жет быть найдена по ф-ле (6-10). Экспериментальные исследования показывают, что изгиб описанного типа не вносит заметных часготных искажений при $\lambda_0 > 5D$. Аналогичные способы коррекции могут быть использованы и в других типах линий передачи. Ha рис. 6-35,а показан неотражающий прямоугольный изгиб ленточной линии с волновым сопротивлением Z₁ = 70 ом [Л. 9b], размеры поперечного сечения которой приведены на



рис. 6-35,6. Устранить отражения при изгибе линии на 90° можно, применив два изгиба на 45° каждый, как это показано на рис. 6-36. При соответствующем выборе расстояния между этими двумя изгибами можно получить взаимную компенсацию рассогласования, создаваемого каждым из изгибов (рис. 6-64) [Л. 42]. Так как емкость С, шунтирующая линню у каждого из 45-градусных изгибов, вдвое меньше емкости прямоугольного изгиба (рис. 6-33), то ее проводимость незначительна, и практически расстояние между изгибами можно выбирать равным <u>л.</u> (рис. 6-36).



Рис. 6-35. Неотражающий Рис. 6-36. Двойной изгиб прямоугольный изгиб с компенсацией отражеленточной линии $c Z_L = 70 \text{ om}.$

អដដ

Прямоугольный изгиб с металлическим изолятором. По аналогии с рис. 6-31 при выполнении прямоугольного изгиба может быть применен опорный металлический изолятор, как это показано на рис. 6-37 [Л. 13, 16]. Однако при подобной конструкции принципи ально невозможно лобиться отсутствия отражений на волнах короче 10 D. Соответствующим выбором длины опоры а удается получить лишь минимальную величину отражения на некоторой определенной частоте. При λ0<5D описанную конструкцию применять нельзя. Применяя принцип, показанный на рис. 6-32,а,

Рис. 6.37. Прямоугольный изгиб коакснальной линии с металллическим изоля-TODOM.



можно при соответствующем подборе диаметров и длины уголщаемых участков получить широкополосный прямоугольный изгиб [Л. 13, 16].

6-8. СКАЧКООБРАЗНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ЛИНИИ

Скачкообразные изменения сечения внутреннего проводника коаксиальной ЛИНИИ Л. 13, 16, 24, 25]. На рис. 6-38,а 9c. показана коаксиальная линия, диаметр внут-реннего проводника которой скачкообразно увеличивается от d_1 до d_2 . При этом волновое сопротивление линии уменьшается от ZL1 до ZL2. Такой участок линии можно рассматривать как четырехполюсник, ограниченный плоскостями поперечного сечения линии, отстоящими от точки изменения волнового сопротивления на расстояниях а1 и а2 (см. § 6-2). Простейшая эквивалентная схема показана на рис. 6-38,6; она содержит два отрезка линий, имеющих волновые сопротивления Z_{L1} и Z_{L2} и длины a_1 и a_2 , между которыми включена сосредоточенная емкость С. Индуктивности отрезков линий, так же как и магнитные поля, совпадают с соответствующими параметрами однородных линий по обе сторопы скачка. Изменение конфигурации электрического поля на участке скачкообразного изменения Z_L эквнвалентно включению в тракт сосредоточенной емкости С. Пользуясь кривыми, приведенными на рис. 6-39,а, можно для различных значений $\frac{d_1}{D}$ и $\frac{d_2}{D}$ найти коэф фициент F, с помощью которого по ϕ -ле C == F₁D вычисляют значение емкости С. Здесь D-в сантиметрах, а С-в пикофарадах. Применение в эквивалентной схеме сосредоточенной емкости допустимо лишь ДЛЯ λ₀ > 5D. На более высоких частотах величина емкости С зависит от рабочей длины волны [Л. 25, 26]. При достаточно низких частотах может быть использована эквивалентная схема участка линии со скачкообразным изменением волнового сопротивления, в которой сосредоточенная емкость вообще отсутствует. Такая схема приведена на рис. 6-38, в;



она содержит лишь два отрезка линий с волновыми сопротивлениями $\cdot Z_{L1}$ длиной И Z_{L^2} $a_1 = a_1 - \Delta_1$ и $a_2 = a_2 +$ $+ \Delta_2$. Значение поправочного коэффициента Δ_2 для случая $\lambda_0 > 5 D$ может быть найдено из рис. 6-39,ó. графиков

Рис. 6-38. Коаксиальная линия со скачкообразным изменением диаметра виутреннего проводника.



Рис 6-39. Графики для расчета параметров эквивалентных схем рис. 6-38.

Зная Δ_2 легко найти Δ_1 по ф-ле $\Delta_1 = \Delta_2 \frac{Z_{L2}}{Z_{L1}}$.

Как видно из приведенных выражений, положение скачка электрических параметров линии смещено относительно точки изменения геометрических размеров линии на несколько миллиметров. При достаточно низких частотах ($\lambda_0 > 100\Delta_1$) искажение поля на участке скачка практически не сказывается на действии линии. При $\frac{d_1}{D} = 0$ имеем разомкнутую линию. Открытый конец линии оказывается, таким образом, нагруженным емкостью (рис. 6-39, а); можно также считать, что открытый конец соответствует удлинению линии на Δ_2

(рис. 6-39,б).

Скачкообразное изменение сечения внешнего проводника коаксиальной линии [Л. 9с. 16, 24, 25]. Участок линии с изменением диаметра внешнего проводника показан на рис. 6-40. На этом участке волновое сопротивление линии скачкообразно уменьшается от Z_{L1} до Z_{L2}. Плоскости, ограничивающие участок линии, рассматриваемый как четырехполюсник, удалены от точки скачка на расстояния a_1 и a_2 . Эквивалентные схемы этого участка не отличаются от схем, приведенных для случая изменения диаметра внутреннего проводника линии (рис. 6-38,6 и 6-38,6). Индуктивность проводников и конфигурация магнитного поля остаются такими же, как и



Рис. 6-40. Коаксилльная линия со скачкообразным изменением диаметра виешиего проводника.

у однородной линии, вплоть до скачка. Иска-жения электрического поля учитываются введением в эквивалентную схему сосредоточенной емкости С. Величина этой емкости при $\lambda_0 > 5D_1$ может быть вычислена по ф-ле $C = F_2 D$, где $C [n\phi]$ — искомая емкость, а D[см] — среднее значение диаметра внешнего проводника. Коэффициент F2 может быть определен из графиков, приведенных на рис. 6-41. При $\lambda_0 < 5D_1$ величина С зависит от частоты [Л. 25, 26]. Если длина волны достаточно велика (λο>100Δ1), влиянием искажения поля на участке скачка можно пренебречь. Эквивалентные схемы, подобные приведенным на рис. 6-38,6 и 6-38,8, могут быть использованы и при анализе других типов линий передачи со скачкообразным изменением волнового сопротивления, обусловленным изменением диаметров проводников. В случае наличия ряда скачков волнового сопротивления линии, сосредоточенных на небольшом участке, эквивалентные схемы усложняются [Л. 25].

-Точки скачка в линиях, заполненных диэлектриком [Л. 1b, 9с, 25]. Кривые, приведенные на рис. 6-39 и 6-41, предназначены для расчета коэффициентов F_1 , F_2 и Δ в случае воздушных коаксиальных линий. При сплошном заполнении диэлектриком пространства между внутренним и внешним проводниками линии найденные значения емкостей *С* следует умножать на диэлектрическую проницаемость заполнителя ε_r . Длины огрезков a_1 и a_2 (рис. 6-38,6) при этом остаются теми же, что и в случае линии с воздушным заполнением. Если диэлектриком с ε_r заполнена только линия, имеющая внутренний провотник меньшего диаметра (рис. 6-42, a), то величину емкости *С*, вычисленную с помощью графиков



Рис. 6-41. Графики для расчега параметров перехода, показанного на рис 6-40.



Рис. 6-42 Коакснальная линия, частично заполіенная днэлектриком. со скачкообразным изменением диаметра внутречнего проводника.



Рис. 6-43. Коаксиальная линия, частично заполненная диэлектриком, со скачкообразным изменением диаметра внешнего поволника.

рис. 6-39, а, при приближенных расчетах следует умножить на є. В случае, если диэлектриком заполнена линия с большим диаметром внугреннего проводника (рис. 6-42,6), то в первом приближении можно считать, что величина С, найденная для воздушной линии, остается без изменения. Для линий с изменяющимся диаметром внешнего проводника можно считать, что при заполнении диэлектриком линии большего диаметра (рис. 6-43,а) значение С возрастает в є, раз, а при заполнении линии меньшего диаметра (рис. 6-43,6) С практически не изменяется. При заполнении коаксиальной линии диэлектриком части (рис. 6-44) без изменения размеров попереч-



Рис. 6-44. Коаксиальная линия, частично заполненная диэлектриком (волновое сопротивление изменяется скачкообразно).

ного сечения линии на границе воздух — диэлектрик происходит скачок волнового сопротивления. Искажений поля при этом не происходит; плоскость раздела, не пересекается линиями электромагнитного поля и скачок волнового сопротивления в этой плоскости не сопровождается возникновением паразитных полей.

6-9. НЕОТРАЖАЮЩИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СЕЧЕНИЯ КОАКСИАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Скачкообразное изменение сечения линии может и не сопровождаться изменением ее волнового сопротивления [Л. 8, 9с, 14, 15, 31]. На рис. 6-45 показан простейшнй способ сохранения постоянства волнового сопротивтеция лиции при изменении ее сечения. Такой способ сопряжения двух линий с различными геометрическими размерами пригоден в случаях, когда отношение $\frac{D_2}{D_1}$ не слишком велико. Для сохранения постоянства волнового





Рис. 6-45. Скачкообраз ное изменение сечения линии с сохранением величины волнового сопротивления.

Рис. 6-46. Скачкообразное изменение сечения линии, не создающее отражений.

сопротивления вдоль линии необходимо, чтобы $\frac{d_1}{D} = \frac{d_2}{D}$. Индуктивность и магнитное поле

 $D_1 = D_2$. Madykrushocris u Markuthoe llone

остаются однородными по обеим сторонам плоскости, в которой происходит скачкообразное изменение сечения. Искажение электрического поля в области перехода (из-за концентрации линий поля у образовавшихся углов) может быть учтено введением в эквивалентную схему параллельной емкости С (рис. 6-8,в). При $\lambda_0 > 4D_2$ величина емкости С, характеризующая степень искажения поля, не зависит от частоты. Для расширения рабочей полосы частот влияние паразитной емкости С компенсируют путем включения последовательно в тракт индуктивного сопротивления. Последовательная индуктивность может быть получена при смещении плоскостей, в которых происходит скачкообразное изменение диаметров влешнего и внутреннего проводников коаксиальной линии, на величину Δ , как это показано на рис. 6-46. При подобном смещении часть тоңкого внутреннего проводника попадает внутрь коаксиальной линии, имеющей больший диаметр внешнего проводника; величина С уменьшается и участок ведет себя как дополнительная последовательная индуктивность. Значение Δ может быть найдено из графиков рис. 6-47 [Л. 14, 15]. Приближенная формула $\Delta = \frac{D_2}{10}$ пригодна почти для всех слу-

чаев, обычно встречающихся на практике. Скачкообразный переход, в котором сохранено постоянство волнового сопротивления, может быть представлен эквивалентной схемой, имеющей вид отрезка линии с тем же волно-



Рис. 6-47. Графики для расчэта параметров перехода, показанного на рис. 6-46.

вым сопротивлением, действующая длина которого несколько превышает геометрическую длину замещаемого участка.

Найденные таким образом значения Δ не зависят от частоты при длине волны, большей, чем $4D_2$. Необходимая точность определения Δ возрастает с увеличением частоты и ростом отношения $\frac{D_2}{D_1}$ [Л. 9с].

Конусообразный переход [Л. 1b, 9c, 13, 17] дает возможность получить значигельное снижение отражений при соединении двух коаксиальных линий разного сечения. Продольное сечение конусообразного перехода показано на рис. 6-48. Конусообразная линия (см. § 4-16) имеет определенное и постоянное по всей длине линии волновое сопротивление лишь в тех случаях, когда оба конуса имеют



Рис. 6-48. Конусообразный переход.

общую вершину; волновое сопротивление определяется по рис. 4-45. В конусообразном переходе (рис. 6-48) поле искажается в местах соединения цилиндрических отрезков линии с коническим. Искажения поля при длине конического перехода, меньшей 0, 1 λ_0 , могут быть учтены введением в эквивалентную схему последовательной индуктивности, не зависящей от частоты. Для компенсации этой индуктивности может быть применена параллельная емкость, которую проще всего можно получить перемещением вершины внутреннего конуса в глубь линии с малым диаметром внутреннего проводника [Л. 9с]. Электрическая прочность такого перехода получается более высокой, чем у перехода на рис. 6-46, вследствие того, что отсутствуют острые углы на внутреннем проводнике.

Неотражающий переход в диэлектрик. При переходе от воздушной коаксиальной линии к линии, заполненной диэлектриком, для сохранения постоянства волнового сопротивления тракта следует в области, заполненной диэлектриком, или уменьшать диаметр внутреннего проводника, или увеличивать диаметр внешнего проводника, или то и другое одно-временно [см. ур. (4-38) и рис. 6-49]. Если плоскость раздела воздух — диэлектрик совпадает с плоскостью, в которой происходит скачкообразное изменение геометрических размеров линии, то добиться полного отсутствия отражения не удается. Схема эквивалентного четырехполюсника в данном случае может иметь вид, показанный на рис. 6-8,*в*, т. е. состоять из параллельной емкости, включенной между двумя отрезками линии с волновым сопротивлением Z₁, длины которых равны гео-



Рис. 6-49. Неотражающий переход от линии с воздушным заполнением к линии, заполненной диэлектриком.



Рис. 6-50. Графики для расчета параметров переходов, показанных на рис. 6-49: кривая I — к рис. 6-49,*a*, кривая II — к рис. 6-49.6.

метрическим длинам линий внутри четырехполюсника. Параметры этой эквивэлентной схемы не зависят от частоты при $\lambda_0 > 5D$. Искажения поля могут быть скомпечсированы смещением плоскости раздела диэлектрик—воздух относительно плоскости, в которой происходит скачкообразное изменение геометрических размеров линии, на величину Δ (рис. 6-49) [Л 9с, 47b]. При $\lambda_0 > 5D$ значение Δ не зависит от частоты, оно определяется приближенно по графикам рис. 6-50.

6-10. РАЗВЕТВЛЕНИЯ КОАКСИАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Последовательное разветвление (см. §6-3). Если внутрь коаксиального тракта ввести дополнительный проводник, как это показано на рис. 6-51, то к источнику высокочастотной энергии, питающей основной тракт, смогут быть подключены две нагрузки; относительно приходящей волны они будут включены последовательно в плоскости раздела. На кромке дополнительного проводника концентрируются линии поля рассеивания, что приводит к искажениям поля. В первом приближении можно считать, что действие этих искажений поля эквивалентно подключению к разветвленню сосредоточенных емкостей C_I, C_{II} и C_{III}, как это показано на рис. b-51,6 [Л. 9b, 10, 25]. Действие С₁ эквивалентно действию линий поля, идуших от внешнего проводника к кромке; С_П учитывает линия поля, идущие от кромки к внутреннему проводнику. Емкость С_{III} — «отрицательна», так как она учитывает исчезновение линий поля. проходивших ранее от внешнего проводника к внутреннему. При применении эквивалентной схемы разветв-



Рис. 6-51. Ответвление коаксиальной линии, включенное последовательно в основной тракт.

ления, приведенной на рис. 6-51,6, длина всех линий берется равной геометрической длине линий, подходящих к плоскости разветвления. График для определения величин эквивалентных емкостей приведен на рис. 6-52. Расчет кривых произведен для случая, когда толщина дополнительного проводника столь мала, что ею можно пренебречь. При приближенных расчетах влияние искажения поля кромкой можно учесть, не пользуясь эквивалентными емкостями При этом принимают. что дей-



Рис. 6-52, Графики для расчета параметров ответвле. иия, показанного на рис. 6-51.

ствующая плоскость раздела смещена относительно геометрической в направлении источника высокочастотной энергии на величину Δ (рис. 6-51,*a*) [Л. 9b]. Приближенное значение Δ можно найти по отношению $\frac{C_{111}}{d_3}$ (рис. 6-52) из равенства

$$\Delta [cm] = \mathbf{0}, \mathbf{0}3Z_L[om] \left(\frac{C_{\mathrm{III}}[n\phi]}{d_3[cm]} \right) (d_3[cm]). \quad (6-12)$$

Здесь Z_L — волновое сопротивление неразветвленной линии.

Параллельное разветвление [Л. 9b, 10, 16 27]. Важнейшим примером является параллельное включение трех линий с одинаковым волновым сопротивлением (см. § 6-3 и рис. 6-15 и 6-16). Физическую сущность явлений, происходящих в разветвлении при не слишком высоких частотах, отражает эквивалентная схема шестиполюсника с параллельной емкостью С, приведенная на рис. 6-18. При указанном условии длина отрезков линий l1, l2 и l3 не зависит от частоты и непосредственно связана с геометрическими размерами исслеразветвления. Емкость, входящая дуемого в эквивалентную схему, всегда отрицательна [Л. 9b, 31]. Это объясняется тем, что у внешних проводников ланий, подходящих к точке разветвления, часть цилиндрической поверхности в местах, занимаемых другими линиями, как бы вырезана. Расчет подобных разветвленнй приведен в [Л. 9b, 16, 27].

Компенсированные разветвления. Для компенсации отражений от разветвлений в тракт вводят дополнительные емкости и одновременно уменьшают индуктивности. Конструкции двух тройников для линий с $Z_L = = 70$ ом с применением компенсирующих устройств показаны на рис. 6-53. В этих трой-



Границы шестиполюсника

Рис. 6-53. Разветвление линии, имеюцей Z_L = 70 ом. с компеисацией отражений.

никах отрицательная емкость скомпенсирована и их эквивалентная схема имеет вид идеального разветвления. Однако в большинстве случаев применение компенсирующих устройств не является необходимым.

6-11. ЕМКОСТНЫЕ ВРАЩАЮЩИЕСЯ Сочленения

При переходе от коаксиальной линии, вращающейся вокруг своей продольной оси, к неподвижной линии (например, при передаче энергии вращающейся антенне) желательно избегать применения трущихся гальванических контактов; в этом случае используют достаточно большие емкости, включенные последовательно в разрыв внутреинего и внешнего проводников линии, как это показано, например, на рис. 6-54. Рассогласование тракта,



Рис. 6-54. Емкостное вращающееся сочленение.

обусловленное введением в него этих реактивных сопротивлений, может быть оценено по величине Δm [см. ур. (4-102)]:

$$\Delta m = 5.3 \frac{\lambda_0 [c_M]}{(C [n \phi])(Z_L[o_M])}, \qquad (6-13)$$

где λ_0 — длина волны в воздухе, C — емкость, включенная последовательно в разрыв внутреннего проводника линии, Z_L — волновое сопротивление линии.

Расчет коаксиальных конденсаторов, входящих в состав вращающегося сочленения, может быть произведен по ф-ле (2-178). Емкость, включенная в разрыв внешьего провода линии, может быть сделана достаточно большой, так что рассогласование тракта определяется практически только емкостью C_i , включенной в разрыв внутреннего проводника. Минимальная величина емкости C_i может быть определена при заданном значении допустимого рассогласования Δm из графиков рис. 6-55. Для увеличения C_i может быть использован конденсатор, состоящий из иескольких цилиндрических обкладок, показанный на рис. 6-56. Прн применении такого кон-



Рис. 6-55. Графики для расчета емкости вращающегося сочленения, показанного на рис. 6-54.



Рис. 6-56. Емкостное вращаю:цееся сочленение с много пластинчатым цилиндрическим конденсатором.

денсатора днаметр внутреннего проводника возрастает и для поддержания постоянства Z_L вдоль линии на этом участке увеличивают и диаметр внешнего проводника, сместив плоскости, в которых пронсходит изменение размеров (рис. 6-46 и 6-47). Величина напряжения U_C между обкладками конденсатора зависит от тока *I*, протекающего по внутреннему проводнику линии. Если при согласованной линии переносимая мощность равна *P*, то напряжение на конденсаторе

$$U_{C} = X_{C} \frac{\sqrt{2P}}{Z_{L}}$$
 (пиковое значение) [Л. 9е].

Компенсация. Последовательная емкость Сі в сравнительно узком диапазоне частог может быть скомпенсирована введением в тракт последовательно дополнительной индуктивности. Пример подобной компенсации показан на рис. 6-56. При правильном выборе размера Д, на который увеличивается длина отрезка внешнего проводника, охватывающего сочленение, в тракте появляется индуктивность, компенсирующая влияние C_i. Аналогияный результат может быть получен путем повышения волнового сопротивления тракта на участке, занимаемом цилиндрическим конденсатором; для увеличения Z_L соответственно увеличивают диаметр внешнего проводника на этом участке; увеличивать длину участка при этом не требуется. Компенсацию, имеющую характеристику фильтра верхних частот, получают включением параллельной индуктивности до и после емкости по схеме рис. 3-65. Вращающиеся сочленения с фильтрами высокой частоты не дают отражений на частотах, превышающих полуторное значение критической частоты, если при этом величины L и C сохраняют свое статическое значение [Л. 9а, 3с].

Четвертьволновые конденсаторы [Л. 9е, 13] Если дляна цилиндрического конденсатора l (рис. 6-34) больше, чем $\frac{\lambda_o}{10}$, то такой конденсатор будет вести себя, как отре-

зок линии с волновым сопротивлением Z_T , разомкнутый на конце. В этом случае реактивное сопротивление конденсатора может быть рассчитано по ф-ле (4-89). Строго говоря, такая линия нагружена на небольшую емкость рассеяния, действующую как пояснено на рис. 4-53. Волновое сопротивление Z_T при заданных размерах вычисляется по ф-ле (4-8). При $l = \frac{\lambda_0}{4}$ входное сопротивление ли

нин равно нулю (X = 0), разрыв внутреннего проводника линин закорачивается и достигается полное согласование тракта. При изменении резонансной длины волны ($\lambda_R = 4l$) на величину $\Delta\lambda$ ($\lambda_0 = \lambda_R + \Delta\lambda$) согласование нарушается. При этом

$$\Delta m = \frac{\pi Z_T \Delta \lambda}{2 Z_L \lambda_R}.$$
 (6-14)

Формула дает возможность определить допустимый рабочий диапазон частот вращающегося сочленения, в котором Δm не превышает заданной величины. Если переносимая мощность в линии равна P, то при согласованном тракте амплитуда тока в линии

 $I = \sqrt{\frac{2P}{Z_L}}$. Этот же ток является входным

током конденсатора, имеющего волновое сопротивление Z_{Γ} . Максимальное напряжение имеется на внутреннем конце линии; оно равно:

$$U_{\text{Make}} = I Z_f = Z_f \sqrt{\frac{2P}{Z_L}}.$$
 (6.15)

Экранирование внешнего проводника. Неизбежная кольцевая щель во внешнем проводнике коаксиального вращающегося сочленения емкостного типа приводит к излучению в про-



Рис. 6-57. Емкостное вращающееся сочленсние с ферритовым кольцом.

странство энергии, передаваемой по линии, и к проникновению внешних помех в тракт. Для устранения этих явлений могут быть применены уплотнители, например ферритовые кольца (рис. 6-57). На сверхвысоких частотах можно применять дополнительные меры защиты, описанные в § 7-1.

6-12. УЗКОПОЛОСНЫЕ Трансформирующие и согласующие устройства

Простейший случай трансформации сопротивления при помощи отрезка линии описан в § 4-21. Любое реактивное сопротивление трансформирующих устройств, рассмотренных в § 3-14, может быть заменено короткозамкнутым [ур. (4-86)] или разомкиутым [ур. (4-89)] отрезком линии. Ниже рассмотрены трансформирующие устройства, представляющие собой комбинации из отрезков линий и реактивных сопротивлений. Одно из таких устройств показано на рис. 6-58, а.

Комплексное сопротивление 2, посредством грансформирующего устройства рис. 6-58, а



Рис. 6-58. Трансформирующее устройство с паразлельным реактивным шлейфом,

может быть преобразовано в любое комплексное сопротивление Z1, причем волновое сопротивление трансформирующей линии 2, может быть выбрано произвольной величины. Процесс трансформации при помощи круговой дпаграммы полных проводимостей показан на рис. 6-58,6. Для определения длин отрезков l_1 , l_2 и l_3 , при которых будет происходить необходимая трансформация, пользуются круго-вой диаграммой приведенных полных проводимостей, показанной на рис. 4-67. Отрезок линии длиной l2 перемещает точку приведенной проводимости у2 по *m*-окружности в направлении часовой стрелки в точку у2. Отрезок линии длиной l₃ смещает точку y₂ параллельно оси ординат на величину, равную входной реактивной проводимости этого отрезка. Полученная проводимость у трансформируется отрезком l_1 в проводимость y_1 .

Различные случан согласования [Л. 1, 9d, 16, 33, 36]. Трансформирующее устройство, показанное на рнс. 6-58, может быть использовано для согласования комплексного сопротивления Z_2 с линией, имеющей волновое сопротивление Z_L . Согласование может быть достигнуто применением ин-



Рис. 6-59. Согласование нагрузки с линией при помощи параллельного реактивного шлейфа.

дуктивн**о**й или емкостной проводимости, включаемой параллельно линии на расстоянии l2 от Z2. Процесс трансформации с помощью круговой диаграммы приведенных полных проводимостей (нис. 4-67) показан на рис. 6-59. Приведенная проводимость у2 == может быть трансформирована или при помощи отрезка l_2 в точку y'_2 , лежащую на вертикали над l_i или же при помощи отрезка l_2' в **у**₂'' на вертикали под 1. Посредством точку параллельной индуктивности, приведенная проводимость которой jb_L определяется расстоянием между точками \mathbf{y}_2' и 1, точка \mathbf{y}_2' трансформируется в точку І. С помощью параллельной емкости, приведенная проводимость которой jb_C определяется расстоянием между точками \mathbf{y}_2'' и 1, точка \mathbf{y}_2'' трансформируется в точку 1. В приведенных выражениях

$$|b_L| = b_C = \sqrt{\frac{1}{m}} - \sqrt{m}, \qquad (6-16)$$

где *т* — параметр окружности, на которой лежит **у**2.

Практически при согласовании Z_2 с Z_L изменяют длины линий l_2 и l_3 до получения хорошего результата (рис. 6-60, *a*). На рис. 6-60, *б* показано распределение напряжения вдоль линии (см. § 4-20) при индуктивном входном сопротивлении шлейфа X_p , а на рис. 6-60, *в* — при емкостном входном сопротивлении шлейфа. Напряжение на входе согласующего шлейфа

$$U = \sqrt{U_{\text{MAKC}}U_{\text{MAH}}}.$$
 (6-17)

При согласовании нагрузки с коаксиальной линией подбор расстояния l2 производит-





Согласованце

Рис. 6.61. Ссгласующее устройство с тромбоном и реактивкым шлейфом



Рис. 6-62 Согласование нагрузки с линией при помощи двух переменных емкостей

ся не перемещением короткозамкнутого шлейфа вдоль линии, а изменением при помоши тромбона расстояния между нагрузкой и шлейфом, как эго показано на рис. 6-61.

Если величина сопротивления Z₂ весьма велика, а его реактивная составляющая сравнительно мала, то длину отрезка l₂ можно оставить постоянной, а согласование производить при помоши переменной емкости C₂, подключенной параллельно нагрузке (рис. 6-62). Аналогично этому вместо регулировки длины отрезка l₃ можно длину этого отрезка оставить постоянной, а согласование вести с помощью конденсатора C₃ Вообще изменение электрической длины линии можно производить с помощью переменной емкосги, включенной в пучности напряжения.

В трансформирующих устройствах можно избежать необходимости подбора расстояния точки включения шлейфа, если в линию включить на определенном расстоянии друг от друга два короткозамкнутых шлейфа с регулируемой длиной (рис. 6-63) [Л. 1, 9d, 16, 32].





Наиболее выгодно с точки зрения возможностей согласования расстояние между точками включения шлейфов *a* выбирать равным $\frac{\lambda}{4}$. При $a = \frac{\lambda}{2}$ системи работать не будет. Необходимые длины шлейфов l_1 и l_2 легко най-



Рис 6-64. Компенсация емкости, эквивалентной неодпоролности в линии.

ти экспериментально, но можно также воспользоваться диаграммами проводимостей, описанными в § 4-22 и 4-23. Определение потерь при трансформации сопротивлений, обусловленных затуханием линий, рассмотрено в [Л. 32].

Описанное устройство с двумя шлейфами не позволяет, однако, из любого произвольного комплексного сопротивления Z₂ получить путем трансформации заранее заданное комплексное сопротивление Z₁. Такая задача может быть решена при применении трех параллельно включенных в линию шлейфов, уста-

новленных на расстоянии 🔏 друг от друга

[Л. 16]. Следует при этом заметить, что потери в трехшлейфовом трансформаторе больше, чем в двухшлейфовом, а рабочий диапазон частот получается более узким. С помощью трехшлейфового трансформатора можно получить любую трансформацию, настраивая средний и один из крайних шлейфов; длина третьего шлейфа в этом случае неизменна и равиа А

4. Вместо шлейфов параллельно линии могут

быть включены на расстоянии 4 друг от дру-

га регулируемые емкости, однако подобное устройство не дает возможности трансформировать любые сопротивления.

Нарушение однородности линии эквивалентно введению в линию параллельной емкости (рис. 6-8, в) Влияние такой емкости на одной фиксированной частоте может быть полностью скомпенсировано путем введения в линию другой параллельной емкости равной ве




Рис. 6-65. Компенсация индуктивности, эквивалентной неодиородности в линии.

личины, установленной на расстоянии a от первой (рис. 6-64) [Л. 9d, 37, 42]. Для определения a по заданной проводимости эквивалентной емкости B_C можно воспользоваться графиками рис. 6-64. Из этих же графиков можно найти величину рассогласования линии при отклонении a от заданной величины. Графики рис. 6-64 могут быть использованы и для расчета взаимной компенсации двух индуктивностей, включенных в линию последовательно (рис. 6-65). В этом случае значения $B_C Z_L$, отложенные по оси абсцисс, должны быть заменены значениями $\frac{X_L}{Z_L}$ [Л. 42].

6-13. ПАРАЛЛЕЛЬНО ПОДКЛЮЧЕННЫЕ И кольцевые линии

Для согласования комплексной нагрузки Z₂ с линией может быть использован отрезок линии l₁, подключенный параллельно участку основной линии l2, как это показано на рис. 6-66,а. Точка подключения параллельной линии (ее конца обращенного к нагрузке) вы-бирается (рис. 6-66,б) на расстоянии l_3 от пучности напряжения, находящейся между нагрузкой и точкой включения параллельной линии. Для получения хорошего согласования это расстояние должно быть точно определено, так же как и длины параллельно включаемых отрезков l1 и l2. Если все линии имеют одинаковое волновое сопротивление, то l_1 , l_2 и 13 могут быть найдены по графикам, приведенным на рис. 6-67. Среди бесконечного числа возможных комбинаций длин этих отрезков следует выбрать такую, при которой согласующее устройство было бы наименее кригичным в отношении изменения рабочей частоты. Это означает, что на рис. 6-67 следует избе-гать участков кривых с большой кругизной [Л. 9d, 35, 36].



Рис. 6-66 Согласование нагрузки с линией при помощи отрезка линии, подключенного параллельно основному Тракту.



Рис. 6-67. Графики для расчета параметров согласующего устройства, показавного на рис. 6-66.

Параллельно подключенные линии используются также в разделителях частот, где они служат для согласования ответвлений с питающей линией на своих рабочих частотах (рис. 6-68) [Л. 35]. Треугольник, образованный линиями l_1 и l_2 , не должен пропускать частоту f_2 (длина волны λ_2), а греугольник, образованный линиями l_3 и l_4 , не должен пропускать частоту f_1 (длина волны λ_1). Эти условия будут выполнены, если $l_1 + l_2 = n_2\lambda_2$, а $l_3 + l_4 = n_1\lambda_1$, где n_1 и n_2 — любые целые числа. Приведенные соотношения позволяют варыровать размеры отрезков l_1 , l_2 , l_3 и l_4 , что может быть использовано для согласования ответвлений



Рис. 6-68. Разделение частот.

с питающей линьей по методу, показанному на рис. 6-66.

Для согласования нагрузки с генератором часто используют так называемую кольцевуюлинию («гибридное соединение»), представляющую собой отрезок линии, замкнутый на себя. В одно из сечений такого кольца включается параллельно линии генератор, а в другое — нагрузка (рис. 6-69,а). Кольце



Рис. 6-69. Кольцевая линия.

вая линия ведет себя, как схема, приведенная на рис. 6-69,6, в которой два ответвления l_1 н l_2 нагружены проводимостями Y_{21} и Y_{22} [Л. 9d]. Заданная общая проводимость нагрузки Y_2 равна сумме проводимостей на диаграмме полных проводимостей на диаграмме полных проводимостей показано на рис. 6-69,6. При $l_1 = l_2$ проводимость $Y_{21} =$ $= Y_{22} = \frac{Y_2}{2}$.

$$jB_{22} = j \frac{1}{Z_L} \operatorname{ctg} \frac{\pi l_2}{\lambda} = -j \frac{1}{Z_L} \operatorname{tg} \frac{\pi l}{\lambda}, \quad (6-18)$$

где $l = l_1 + l_2$ — общая длина кольца. У₂₁ и У₂₂ всегда расположены симметричио относительно точки $\frac{Y_2}{2}$ на прямой, проходящей через точки $\frac{Y_2}{2}$ и jB_{22} [см. ур. (6-18)]. Тогда

$$Y_{21} = \frac{Y_2}{2} + tg \frac{\pi (l_2 - l_1)}{\lambda} \left(\frac{Y_2}{2} etg \frac{\pi (l_2 + l_1)}{\lambda} + i \frac{1}{Z_L} \right); \qquad (6-19)$$

$$Y_{22} = \frac{Y_2}{2} - tg \frac{\pi (l_2 - l_1)}{\lambda} \left(\frac{Y_2}{2} ctg \frac{\pi (l_2 + l_1)}{\lambda} + i \frac{1}{Z_L} \right).$$
(6-20)

Кольцевая линия может быть использована в качестве дифференциального трансформатора. [Л. 12, 49]. Эта мостовая слема, предназначенная для работы на сверхвысоких частотах, действует аналогично известной схеме, приведенной на рис. 6-70. Если

к парам зажимов 3 и 4 подключены источники энергии, то доставляемая ими мощность распределяется между нагрузками 1 и 2, причем взаимная связь между источниками 3 и 4 полностью отсутствует. Такими же свойствами обладает устройство, показанное на рис. 6-71. Как видно ИЗ рисунка, чеотрезка тыре линий



Рис. 6-7). Дифференциальный трансформатор.

длиной 👍 каждый образуют замкнутое коль-

цо, причем каждая пара противоположных отрезков I, III и II, IV, входящих в кольцо, имеет соответственно волновое сопротивление 7

 Z_L и $\frac{Z_L}{\sqrt{2}}$. От точек соединения четвертьвол-

новых отрезков отходят линии, имеющие волновое сопротивление Z_L и обозначенные теми же цифрами, что и зажимы на рис. 6-70. Линии 1 и 2 имеют нагрузки с волновым сопро-тивлением Z_L. К линии 3 подведен источник напряжения U. Энергия, поступающая в кольцо от линии 3, делится поровну между нагрузками линий 1 и 2. Внутри кольца энергия распространяется только по отрезкам / и //. В отрезках III и IV устанавливается стоячая волна, и в них поступает только реактивная мощность. Напряжение на входе линии 4 равно нулю, что дает возможность подключить к этой линии генератор, который будет полностью развязан от источника напряжения U. Входное сопротивление всего устройства согласовано с волновым сопротивлением питающей линии. При подключении генератора к линин 4



Рис. 6-71. Кольцевая линия в роли дифференциального трансформатора (кольцевой мост).

распространение энергии происходит по отрезкам линий I и IV; эта энергия равномерно распределяется между потребителями, включенными в линии I и 2. На входе линии З напряжение равно нулю.

Другой тип коаксиального кольцевого моста показан на рис. 6-72. Кольпо здесь об-



Рис 6-72. Кольцевой мост.

разовано тремя отрезками длиной $\frac{\lambda}{4}$ и одним отрезком длиной $\frac{3}{4}\lambda$. Волновое сопротивление всех четырех отрезков одинаково и равно $Z_L \sqrt{2}$, где Z_L — волновое сопротивление каждой из четырех линий, подключенных к мосту.

6-14. ШИРОКОПОЛОСНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ

В схемах компенсации, описанных в § 3-15, и в широкополосных трансформирующих схемах, рассмотренных в § 3-17, все реактивные сопротивления могут быть заменены огрезками короткозамкнутых или разомкнутых линий (см. § 4-18). При этом следует, однако, учитывать, что эти реактивные сопротивления в соответствии с ур. (4-86) и (4-89) имеют частотные характеристики, отличающиеся от частотных характеристик емкостей или индуктивностей. Параллельные и последовательные резонансные контуры, показанные в § 3-15 и 3-17, в соответствии с § 4-27 могут быть заменены короткозамкнутыми или разомкнутыми резонансными линиями. Для получения одинаковых частотных характеристик волновое сопротивление компенсирующих отрезков линий следует выбирать с учетом ур. (4-159) или (4-160) [Л. 39, 43]. В схемах компенсации ча-ще всего применяют либо четвертьволновые отрезки линий, обладающие свойством трансформировать подключенное к ним сопротивление, либо полуволновые отрезки, коэффициент граисформации которых равен 1 [Л. 1, 9е, 3**8, 3**9].

Отрезок линии длиной $\frac{\lambda}{4}$, показанный на рис. 6-73, а, волновое сопротивление которого Z_1 меньше активного сопротивления нагруз-



-Рис. 6-73. Трансформация сопротивления четвертьволиовым отрезком линии.

ки Z_2 , трансформирует Z_2 (см. § 4-21) в активное сопротивление

$$Z_1 = \frac{Z_L^2}{Z_2}.$$
 (6-21)

При повышении рабочей частоты элекгрическая отрезка увеличивается длина $\left(\ l > rac{\lambda}{4}
ight)$ и Z_2 трансформируется в комплексное сопротивление Z'(рис. 6-73,б). С понижением частоты длина отрезка l становится меньше $\frac{\Lambda}{4}$ и Z_2 трансформируется в KOMплексное сопротивление Z'. Эти изменения трансформированного сопротивления характеризуют частотную зависимость входного сопротивления линии при включении четвертьволнового отрезка (см. § 3-17). При $Z_L > Z_2$ сопрогивление Z₁ получается больше, чем Z₂, и характер частотной зависимости, как это видно из рис. 6-73,6, получается обратным по сравнению с предылущим случаем.



Рис. 6-74. Трансформация сопротивления полуволновой лимией.

[Разд. 6

Отрезок линии длиной $\frac{\lambda}{2}$, волновое сопротивление которого Z_L больше, чем активное сопротивление нагрузки Z_2 , трансформирует Z_2 опять в Z_2 (рис. 6-74). На более высоких частотах для этого отрезка $l > \frac{\lambda}{2}$ и он трансформирует Z_2 в Z'_2 . На более низких частотах $l < \frac{\lambda}{2}$ и Z_2 трансформируется в Z''_2 . При $Z_L < Z_2$ характер частотной зависимости входного сопротивления становится обратным. Чем больше Z_2 отличается от Z_L , тем больше измеияется величина трансформирующего отрезка линии с повышением частоты увеличивается угол поворота по *m*-окружности (рис 4-111) [Л. 1, 9e, 44].

Отрезки линий можно, так же как и обычные трансформаторы (рис. 3-74), использовать для создания широкополосных устройств и получать такие же полосы пропускания (рис. 3-75) [Л. 38]. Схема часто применяемого широкополосного трансформатора показана на рис. 6-75, α [Л. 1, 9е, 44]. Два последовательно включенных четвертьволновых отрезка линий трансформируют активное сопротивление Z_2 в активное сопротивление Z_1 в широкой полос се частот, если

$$Z_{L1} = \sqrt[4]{Z_1^3 Z_2}; \quad Z_{L2} = \sqrt[4]{Z_1 Z_2^3}.$$
 (6-22)

На рис. 6-75,6 показаны частотные характеристики такого трансформатора, представленные в виде зависимости коэффициента бегущей волны m в линии с волновым сопротивлением Z_1 , включенной перед трансформатором, от расстройки $\frac{\lambda_0}{\lambda}$. Чем больше Z_1 от-

личается от Z₂, тем уже полоса пропускания. Дальнейшее расширение полосы пропускания может быть достигнуто применением трансформаторов, состоящих из трех и более после-



Рис. 6-75. Широкополосный трансформатор из двух четвертьволновых отрезков линии.



Рис. 6-76. Смещение кривой. характеризующей изменение Z₂ на диаграмме полкых сопротивлений, посредством отрезка линии.

довательно соединенных четвертьволновых секций [9е, 38, 45, 46]. Кроме вышеописанных, в технике сверхвысоких частот применяют ряд других широкополосных устройств, представляющих собой различные сочетания отрезков линий [Л. 1, 9е, 38, 39].

При разработке широкополосных устройств часто применяют предварительную трансформацию сопротивления компенсируемого элемента, приводя его к величине, при которой может быть получена наилучшая компенсация [Л. 13, 88]. Если, например, изменение сопротивления нагрузки Z_2 с частотой происходит по кривой *aa* (рис. 6-76), лежащей в области, где широкополосная компенсация по какимлибо причинам затруднена, то можно при помощи включенного перед Z_2 отрезка линии трансформировать сопротивление Z_2 в Z'_2 , изменение величины которого будет происходить по кривой *bb*. Длину трансформирующего отрезка следует выбрать так, чтобы кривая *bb* оказалась в области, наиболее удобной для широкополосной компеисации (рис. 4-64 и 3-70).

6-15. ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫЕ ЛИНИИ

Экспоненциальными линиями называются неоднородные линии, параметры которых изменяются вдоль линии по экспоненциальному закону [Л. 28, 53]. Линии подобного типа широко применяются, особенно на коротких волнах, в качестве трансформирующих элементов, обладающих большой широкополосностью [Л. 58—60]. Так как длина подобных линий обычно бывает невелика, то при расчетах потерями в них можно пренебречь. При обозначениях, принятых на рис. 6-77, имеют место следующие соотношения: трансформирующе волновое сопротивле-



Рис. 6-77. Экспоненциальная линия.

ние экспоненциальной линии Z_w зависит от сечения, в котором это сопротивление определяется, но не зависит от частоты; его абсолютная величина

$$Z_{w}(x) = \sqrt{\frac{L'(x)}{C'(x)}} = \sqrt{\frac{L_{1}e^{\mu x}}{C_{1}e^{-\mu x}}} = Z_{w'}e^{\mu x};$$
(6-23)

μ — коэффициент, характеризующий здесь нарастание (или убывание) расстояния между проводами вдоль линии [Л. 57], а также определяющий критическую длину волны; при изменении направления распространения вдоль линии знак перед μ изменяется на обратный (+ при $Z_{w2} > Z_{w1}$ и — при $Z_{w2} < Z_{w1}$). В каждом сечении экспоненциальной линии ее трансформирующее волновое сопротивление равно волновому сопротивлению однородной линии с равным поперечным сечением. При x = i и при $\mu l = m$ волновое сопротивление широкого конца линии Z_{m²} = $= Z_{wl} e^m$. Величина

$$e^m = \frac{Z_{w2}}{Z_{w1}} \tag{6-24}$$

называется коэффициентом трансформации экспоненциальной линии. Фаза ζ трансформирующего волнового сопротивления экспоненциальной линии не засисит от *x*, но изменяется с частотой:

$$\sin \zeta = -\frac{\mu}{2\beta} = \pm \frac{\lambda}{\lambda_k} \quad (\mu \ge 0; \ Z_{w?} \ge Z_{w1}),$$
(6-25)



Рис. 6.78 Трансформирующее волновое сопротивление экспоненциальной линии Z_w для некоторой точки линии х в полосе пропускания. Принято, что $Z_{w2} > Z_{w1}$ и, следовательно, и > 0, а С соответствует емкостной нагрузке. Z_w имеет комплексный характер; его абсолютияя величина постоянна и равна $\sqrt{\frac{L}{C}}$ (номинальное значение). Фаза Z_w Зависит от частоты так, что реактивная составляющая последовательного эквивалентного сопротивлення увеличивается пропорционально возрастанию длины волны. При сужающейся линии A и A характеризуют согласование первого приближения: когласование второго приближения.

где
$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$$
 — волновое число (коэффи-

циент фазы). Значение sin ζ возрастает с увеличением длины волны и становится равным единице на критической длиие волны экспоненциальной линии:

$$\lambda_{k} = \left| \frac{4\pi}{\mu} \right| = \frac{4\pi l}{\left| \ln \frac{Z_{w2}}{Z_{w1}} \right|}.$$
 (6-26)

Полоса пропускания. Экспоненциальная линия имеет частотную характеристику, аналогичиую характеристике фильтра верхних частот, т. е. линия пропускает волны, меньшие критической.

В рабочем диапазоне частот уравнения линии имеют вид [Л. 57]:

$$U = e^{-\mu \frac{y}{2}} [U_{2} (\cos \beta' y - tg \zeta \sin \beta' y) + \frac{-\mu \frac{y}{2}}{\cos \zeta} [U_{2} \cos \beta' y - tg \zeta \sin \beta' y] + \frac{-\mu \frac{y}{2}}{\cos \zeta} [U_{2} \cos (\beta' y + +\zeta) + jI_{2}Z_{w2} \sin \beta' y];$$

$$I = e^{+\mu \frac{y}{2}} [I_{2} (\cos \beta' y + tg \zeta \sin \beta' y) + \frac{-\mu \frac{y}{2}}{\cos \zeta} [I_{2} \cos (\beta' y - -\zeta) + j \frac{U_{2}}{Z_{w2}} \sin \beta' y], \quad (6-27)$$

где у — расстояние от широкого конца линии.

При замыкании широкого конца линии на сопротивление, равное трансформирующему волновому сопротивлению, т. е. на е^mZ_{m1}

$$U = U_2 e^{-\mu \frac{y}{2}} e^{-j\beta' y};$$

$$I = I_2 e^{-\mu \frac{y}{2}} e^{-j\beta' y}.$$
 (6-28)

При распространении волн составляющие поля изменяются вдоль линии по экспоненциальному закону. Замыкание на трансформирующее волновое сопротивление необходимо для обеспечения постоянства коэффициента трансформации.

Трансформирующее волновое сопротивление линии в произвольно выбранной точке

$$Z_{w}(x) = Z_{w}(x) e^{j\zeta} = Z_{w1} e^{\mu x} e^{j\zeta}.$$
 (6-29)

На рис. 6-78 показано, как движется по четверти окружности вектор Z_{w} при изменении частоты. Экспоненциальная линия имеет много общего с звеньями высокочастотных фильтров (рис. 6-79) [Л. 56, 59]. Характер зависимости активных составляющих R_{sZwn} и R_{sZwn} последовательно эквивалентного волнового сопротивления низкоомного и высоко-



Рис. 6-79. Последовательные и параллельные эквивалентные схемы трансформирующего волнового сопротивления Zw для обоих концов линии Трансформирующее волновое сопротивление экспоненциальной линии Zwn или Zwh является входиым сопротивлением соответствующего конца линии при нагруз-ке другого конца сопротивлением ке другого $Z_{wn}e^{m}$ (m > 0) или сопротивлением

 $\mathbf{Z}_{wh} \cdot e^{m} (m < 0).$

омного концов линии от частоты аналогичен частотной зависимости волнового сопротивления Z_{wHT} фильтра верхиих частот, составленного из Т-образных звеньев, имеющего граничную частоту, равную критической частоте экспоненциальной линии, и такое же, как у линни, волновое сопротивление. Характер изменения с частотой активных составляющих параллельной эквивалентной схемы аналогичен изменению волнового сопротивления Z_{wHП} фильтра, составленного из П-образных звеньев. Реактивные компоненты представлены емкостями и индуктивностями, величина которых не зависит от частоты. Одна из двух эквивалентных схем каждого конца линии содержит отрицательное реактивное сопротивление. Включением перед линией равного реактивного сопротивления противоположного знака может быть достигнута компенсация, после чего становится возможным согласование с оставшейся активной составляющей. Анализ рассогласования тракта, состоящего из экспоненциальной линии, генератора и нагрузки, может быть проведен с помошью полной эквивалентной схемы, приведенной на рис. 6-80 [Л. 59]; эта схема правильно воспроизводит по величине и фазе трансформирующие волновые сопротивления линии на обоих концах, но не воспроизводит величину волнового числа. Реактивное сопротивление схемы на критнческой частоте по абсолютному значению равно волновому сопротивлению соответствующего конца линии.

При расчете трансформации сопротивления однородными линиями обычно пользуются круговыми диаграммами полных сопротивлений (рис. 4-67). Аналогично этому при расчете трансформации сопротивлений экспоненциальными линиями можно пользоваться круговой диаграммой экспоненциальной линии, показанной на рис. 6-81 [Л. 57]. Координатные оси этой диаграммы аналогичны осям диаграммы, предназначенной для расчета однородных линий. Однако, центр окружностей лежит ниже оси активных сопротивлений. Величина смещения центра зависит от угла ζ. Радиус-вектор, выходящий из центра, характеризует величину и фазу комплексного трансформирующего волнового сопротивления. Для того чтобы для каждой фазы или рабочей длины волны не вычерчивать новую диаграмму, центр оставляют при этом на прежнем месте, а изменяют лишь положение вещественной оси так, чтобы положение центра соответствовало 5. При этом единичиая точка

$$\frac{|\mathbf{Z}|_{w2}}{Z_{w2}+j0} \left(\text{или } \frac{|\mathbf{Z}|_{w1}}{Z_{w1}+j0} \right) \text{ перемещается по}$$

ветви гиперболы, отмеченной на рис. 6-81 штриховкой. Нагрузочное сопротивление Z₂, приведенное к номинальному значению трансформирующего волнового сопротивления линии в точке подключения нагрузки (т. е. к Z_{10/2}), наносится на диаграмму и после поворота вдоль соответствующей окружности на угол b' дает приведенное входное сопротив-Z₁ . Коэффициент трансформации (трас-

ление $\overline{Z_{w1}}$

форматор на рис. 6-80) при этом отдельно не выявляется. Через b' з цезь обозтален к эффициент фазы экспоненциальной линии



рис. 6.80. Эквиралентиая схема экспоиенциальной линии с компенсирующими элементами для согласования на верхних частотах. Компенсирующие эле-менты делают трансформирующее волновое сопротивление на обоих концах схемы чисто активным с частотной за-виспмостью, обратной сопротивлению. Через Za обозначено трансформирую. щее волновое сопротивление экспоненциальной линии, а через Z_w его номинальное значение. Zu:н — волновое сопротивление, а Z_{wH} -номинальное значение волнового сопротивления фильтра

верхних частот. Индекс Н означает верхние частоты; Т-Т-образное звено; П-П-образное звено; s-последовательную, а р-параллельную эквиваленти с схемя.



Рис. 6-81. Круговля дизграммы экспоненциальной линии в плоскости приведенных сопротивлений.

нагруженной на трансформирующее волновое сопротивление,

$$b' = \beta' l \cos \zeta = \frac{2\pi i}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\kappa_k^2}}.$$
 (6.30)

Отличне выражения (6-30) от аналогичлого для однородной линии той же длины заключается в наличии множителя $\cos \zeta$. На волне, равной λ_k , оно обращается в нуль. Соответственно фазовая скорость волны в экспоненциальной линии

$$v' = \frac{\omega}{\beta'} = \frac{v}{\cos \zeta} = \frac{v}{\sqrt{1 - \frac{\Lambda^2}{\lambda_a^2}}} \quad (6-31)$$

и длина волны

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\cos \zeta} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_{\mu}^2}}}$$
(6-32)

получаются большими, чем в подобной однородной линии. Цри $\lambda = \lambda_k$ фазовая скорость и длина волны становятся равными бесконечности и периодичность изменения тока и напряжения вдоль линии исчезает.

Полоса заграждения. На волнах более длинных, чем Λ_k , энергия по экспоненциальной линии не распространяется. На этих волнах трансформирующее волновое сопротивление является мнимой величиной, абсолютное зьачение которой зависит от частоты. Круговые диаграммы полного сопротивления могут быть вычерчены и в данном случае [Л. 61], однако практического значения они не имеют.

Применение в роли трансформирующего устройства. Постоянство коэффициента трансформации экспоненциальной линии, т. е. постоянство отношений между входными и выходными токами и напряжениями в рабочем диапазоне частот, может быть достигнуто только при согласовании нагрузки с трансформирующим волновым сопротивлением линии. Так как величина трансформирующего волнового сопротивления изменяется с изменением частоты, то и согласуемое с ним нагрузочное сопротивление должно изменяться с частотой по тому же закону [Л. 59]. При трансформации омического сопротивления с этой целью между трансформируемым сопротивлением и линией включают компенсируюшую схему, создающую требуемый сдвиг фазы. Со стороны входа включается другая компенсирующая схема для компенсации зависимости входного трансформирующего волнового сопротивления от частоты. В результате входное сопротивление становится частично активным и не зависящим от частоты. Эквивалентная схема в виде фильтра верхних частот (рис. 6-80) дает возможность при согласовании с омическим сопротивлением использовать методы, применяемые при согласовании однородных линий [Л. 63].

Получить в точности требуемую частотную характеристику компенсирующего звена практически невозможно, вследствие чего некоторое рассогласование неизбежно. Долустимая ошибка согласования, которая обычно равномерно распределяется между обоими оконечными звеньями, так как они взаимно-обратны, характеризуется коэффициентом $k_{\text{макс}}$ [см. ур. (4-102a)].

Каждому концу линии (высокоомному и низкоомному) соответствует свое конечное звено, действне которого не зависит от направления распространения энергии по линии [Л. 58, 59]. В целях упрошения рассмотрения ниже принято, что питание подключается к низкоомному, а нагрузка — к высокоомному концу экспоненциальной линии ($Z_{w2} > Z_{w1}$, $\mu > 0$, ζ — емкостная). Минимальная длина экспоненциальной линии, при которой могут быть выполнены поставленные требования, равна:

$$l = \frac{\lambda_{\text{макс}}}{4\pi \left| \sin \zeta \right|_{\text{макс}}} \ln \frac{Z_{wh}}{Z_{wn}}; \qquad (6-33)$$

здесь $\lambda_{\text{макс}}$ — максимальная длина рабочей волны, а $|\sin \zeta|_{\text{макс}} = \frac{\lambda_{\text{макс}}}{\lambda_k} \cdot |\sin \zeta|_{\text{макс}}$ обыч-

но называют коэффициентом использования линии. Величина этого коэффициента увеличивается с улучшением качества компенсации, т. е. с усложнением компенсирующих схем и увеличением допустимого рассогласования. Схемы компенсации выполняются с различными степенями приближения к полному согласованию.

Некомпенсированная лииия. Если степень рассогласования не должна превышать заданной величины $k_{\rm макс}$, то необходимо, чтобы

$$|\sin\zeta|_{\rm Makc} = \sqrt{k_{\rm Makc}} - 1. \quad (6.34)$$

Использование линии при этом получается плохим, а требуемая длина линии велика [Л. 54].

Компенсация с первой степенью приближения. В первом приближении компенсация может быть осуществлена по схеме, приведенной на рис. 6-82 [Л. 55, 59], которая идентична схеме согласования рис. 6-80. Компенсация реактивных составляющих трансформирующих волновых сопротивлений линии здесь происходит при помощи элементов, подключенных к обоим концам линии. Активные составляющие сопротивлений, завислацие от частоты, вызывают увеличение рассогласования по мере возрастания рабочей длины волны. На диаграмме полных сопротивлений (рис. 6-78) в данном случае окружность Z_{го} для высокоомного конца линии заменяется касательной A в точке Z_{го}. Величины компен-



Рис. 6-82. Схема компенсации первого приближения Окружность Z₂₀ на рис. 6-78 заменяется прямыми А или B.

сирующих элементов L_n и C_h находят из выражений

$$L_n = \frac{Z_{wn}}{\omega_k} \quad \text{M} \quad C_h = \frac{1}{\omega_k Z_{wh}}. \tag{6-35}$$

Если Z_{wh} сделано равным R_h и $Z_{wn} = R_n$, то длина рабочей волны может возрастать до тех пор, пока сос ζ не станет равным $\frac{1}{\sqrt{k_{\text{макс}}}}$. В этом случае при $k_{\text{макс}} = 1,1$ коэффициент использования

$$|\sin\zeta|_{MaKC} = 0,301.$$
 (6-36)

При подобном выборе параметров компенсирующих элементов с уменьшением длины волны степень согласования повышается. Обычно, однако, и на наиболее короткой волне диапазона допустимое рассогласование выбирают равным k_{макс}; при этом величины волновых сопротивлений высокоомного и низкоомного концов линии находят из выражений

$$Z_{wh} = R_h \sqrt{k_{\text{make}}} \tag{6-37}$$

$$Z_{wn} = \frac{R_n}{\sqrt{k_{\text{Make}}}},$$

что соответствует параллельному перемещению касательной A на рис. 6-78 в положе ине B. Коэффициент трансформации линии при этом увеличивается в $k_{\text{макс}}$ раз. При $k_{\text{макс}} = 1,1$ на волне $\lambda = 0,3\lambda_k$ наступает полное согласование (пересечение полученной прямой окружностью). При дальнейшем увеличении рабочей длины волны $k_{\text{макс}}$ будет получено при $\cos \zeta = \frac{1}{k_{\text{макс}}}$, что соответ-

ствует

 $|\sin \zeta|_{Marc} = 0,42.$ (6-38)

В некоторых случаях используют симметричную относительно земли экспоненциальную линию, к низкоомному концу которой присоединен симметрирующий шлейф (см. § 6-17); при соответствующем выборе его параметров шлейф можно использовать в качестве компенсирующей индуктивности [Л. 60, 64]. Подобные схемы часто используются под названием симметрирующих и трансформирующих линий.

формирующих линий. Компенсация с большими степенями приближения. Более высокая точность компенсации может быть получена при подключении к каждому концу экспоненциальной линии по два компенсирующих элемента, что дает возможность получить требуемую частотную зависимость не только реактивных, но и активных компонент (см. кривую D на рис. 6-78) [Л. 59].

Отклонение. Компенсация в большой полосе частот может быть достигнута путем незначительного отклонения волнового сопротивления от экспоненциального закона [Л. 65].

6-16. ФАЗИРУЮЩИЕ ЛИНИИ

Симметрирующие и фазирующие устрой-«тва находят широкое применение в передающих устройствах, где они применяются для лерехода от однотактной к двухтактной схеме, или, наоборот, в антенных устройствах для питания симметричных относительно земли антенн при помощи коаксиальных линий и в ряде других случаев. На средних и длинных волнах в этих устройствах преимущественно применяют элементы с сосредоточенными параметрами; при этом, однако, трудно получить широкополосную компенсацию. На коротких, ультракоротких и дециметровых выгоднее применять устройства волнах с коаксиальными линиями. В большинстве случаев эти устройства легко скомпенсировать в широком диапазоне частот (см. § 6-18). Принципы построения этих устройств могут быть с успехом использованы и в диапазонах средних и длинных волн [Л. 72]. Многие из фазирующих устройств одновременно обеснечивают трансформацию сопротивлений с коэффициентом трансформации 1:4, 1:9 и даже 1:16, который, однако, простыми средствами не может быть сделан регулируемым.

Полуволновая фазирующая линия. На рис. 6-83 показано полуволновое фазирующее устройство, служащее одновременно и трансформатором сопротивлений с коэффициентом 1:4 [Л. 66]. Коаксиальная линия с волновым сопротивлением Z_w в точке G разветвляется на две линии, каждая из которых имеет волновое сопротивление $2Z_w$. Одна из линий длиннее другой на $\frac{\lambda}{2}$, вследствие чего

в этой линии происходит дополнительный поворот фазы проходящей по ней волны на 180°. При подключении к обоим ответвленный основной тракт (несимметричная линия) также оказывается согласованным. При рассогласовании нагрузки с ответвлениями точно также оказывается рассогласованным и основной тракт вследствие того, что при длине линии,

равной $\frac{\lambda}{\gamma}$. сопротивление нагрузки транс-

формируется в точку *G* с коэффициентом трансформации, равным единице. Таким образом, на фазовые соотношения рассогласование не оказывает никакого влияния. При изменении же рабочей частогы изменяется электрическая длина ответвлений и разность их длин перестает быть равной <mark>λ</mark>. В резуль-

тате этого даже при согласованных нагрузках произойдет нарушение фазовых соотношений и тракт будет рассогласован. Если на вход ответвлений (т. е. на симметричную сторону устройства) синфазно поступают четные гармоники рабочей частоты (например, при подключенин ответвлений к двухтактному выходному каскаду генератора), то разность длин ответвлений для них равна целому числу волн и эти гармоники без затухания и отражения достигают основного тракта. При питании со стороны основного тракта четные гармоники возбуждают выход ответвлений (симметричную линию) синфазно. При подаче на вход ответвлений со стороны симметричной линии синфазных колебаний рабочей частоты или ее нечетных гармоник в точке G токи будут направлены противоположно и будут компенсировать друг друга. В этом случае распространения энергии по основной линии не происходит и относительно генератора разветвление ведет себя, как кажущееся короткое замыкание.

Описанное полуволновое фазирующее устройство широко применяется для питания симметричных антенн, энергия к которым подводится при помощи коаксиального кабеля [Л. 67]. Для получения разности хода волны, д

равной 🔁, в широком диапазоне частот

в удлиненное ответвление включают тромбон, позволяющий изменять длину ответвления при изменении рабочей длины волны. Широкополосная компенсация устройства может быть достигнута соответствующим выбором волнового сопрогивления ответвления и включением последовательного резонансного контура. В качестве такого контура иногда применяют включенный во внутренний проводник разомкнутый четвертьволновый или короткозамкнутый полуволновый отрезок линии [Л. 68].

Одно из подобных устройств с регулируемой длиной ответвления [Л.69], предназначенное для большого диапазона волн, показано на рис. 6-84. Устройство содержит петлю, выполненную из коаксиальной линии с волновым сопротивлением $2Z_{w}$, вдоль которой прорезана щель. Вторая линия с волновым сопротивлением Z_w образует съемник, соединенный с кольцеобразной линией при



Рис. 6-83. Фазирующая полуволновая линия.



Рис. 6-84. Настраиваемая фазирующая линия (фазовый траисформатор).



Рис. 6-85. Фазирующая линия, аналогичная линии, показанной на рис. 6-84, для дециметровых волн.

помощи подвижных контактов. Длина кольцеобразной линии со щелью должна быть не

меньше $\frac{\lambda_{\text{макс}} - \lambda_{\text{мин}}}{4}$, где $\lambda_{\text{макс}}$ и $\lambda_{\text{мин}}$ – граничные волны рабочего диапазона. К одному из концов кольцеобразной линии присоединяют отрезок линии без прорези длиной $\lambda_{\text{макс}} + \lambda_{\text{мин}}$, имеющий волновое сопротив-

4 с став со став со став 22 со став кольца, которое имеет прорезь только на участке длиной $\frac{\lambda_{\text{макс}} - \lambda_{\text{мин}}}{4}$.

Аналогичное устройство, предназначенное для работы в дециметровом диапазоне волн, показано на рис. 6-85 [Л. 70]. Радиальный отрезок, снабженный подвижным контактом, приходится делать достаточно широким, так как его волновое сопротивление должно быть равно Z_{w} . Для защиты устройства от помех сверху на него надевается металлический экран.

6-17. СИММЕТРИРУЮЩИЕ ШЛЕЙФЫ

Без трансформации. Симметрирующий шлейф (рис. 6-86) [Л. 71, 67, 72] состоит из отрезка коаксиальнойлинии с волновым сопротивлением Z_w, внешний провод которой при помощи балансной секции N разветвляется и образует симметричный шлейф. Напряжение U, симметричное относительно земли, подводится к симметричной стороне устройства. Ток проходит по внешнему проводнику отрезка l и по поверхности балансной секции N. Вследствне снмметрии устройства потенциал противолежащей точки разветвления наружного проводника тракта равен нулю. На рис. 6-86 (и на последующих рисунках) нулевой потенциал этой точки обо-



Рис. 6-35. Симметрирующий пілейф. *а* — кольцеобразной формы; 5 — удлиненной формы: *2* — коакснальная линия; N — воспроизведение в ещнего проводника *2* — колновое сопротивлєние шлейфа; *l* — электрическая длина шлейфа.

значен заземлением, хотя физически никакого заземления здесь может и не быть. Поэтому присоединенная в этой точке коаксиальная линия не может нарушить распределения токов. Одновременно источник напряжения U питает открытый конец коаксиальной линии с волновым сопротивлением Zw. Этот источник, следовательно, нагружен входным сопротивлением коаксиальной линии, которое зависит от параметиов линии, характера нагрузки на несимметричном конце устройства и от общей длины линии, включая длину шлейфа l. Расчет входного сопротивления производится по общим формулам. Кроме того, следует учитывать, что к источнику параллельно коаксиальной линии подключено входное реактивное сопротивление короткозамкнутого шлейфа, образованного внешиим проводником линии I и секцией N. Входнее сопротивление шлейфа на низких частотах индуктивно. С увеличением частоты проходится точка параллельного резонанса и сопротивление становится емкостным. Если шлейф представить в виде отрезка двухпроводной линии (рис. 6-86,б) с волновым сопротивлением Z_{ws}, то его входное сопротивление, имеющее чисто реактивный характер, может быть вычислено по формуле

$$X_s = j Z_{ws} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda}. \qquad (6-39)$$

В зависимости от конструктивного выполнения шлейфа и в первую очередь от емкостной нагрузки на его разомкнутом конце действительная величина входного сопротивления может заметно отличаться от полученной расчетным путем. Работа симметрирующего устройства не зависит от направления распространения энергии. Если линия возбуждается с несимметричной стороны (генератор подключен к левому концу линии на рис. 6-86), то нагрузкой являются симметричная линия из двух коаксиальных линий с волновыми сопротивлениями $\frac{Z_w}{2}$ (рис. 6-86,а) и соединенный параллельно с ней шлейф, образованный отрезками l и N. Если линия Z_w

 $\frac{Z_{w}}{2}$ согласованы со своей нагрузкой, а шлейф l, N не потребляет тока (случай параллельного резонанса), то и линия Z_{w} согласована со своей нагрузкой. При потреблении тока шлейфом согласование нарушается. Вследствие этого обычно длину шлейфа выбирают λ

равной 4, при которой он эквивалентен па-

раллельному колебательному контуру. Распределение тока и напряжения вдоль удлиненного илейфа, т. е. выполненного из параллельных проводов (рис. 6-86,6), при поддержании постоянного напряжения на разомкнутом конце шлейфа показано на рис. 6-87 для случаев, когда $\lambda = \lambda_{pe3}$, $\lambda_{make} > \lambda_{pe3}$ и $\lambda_{мин} < \lambda_{pe3}$.

Произведение коэффициента фазы четвертьволнового шлейфа на его длину $\frac{2\pi l}{h}$





Рис. 6-87. Распределение тока и напряжения вдоль удлиненного симметрирующего шлейфа. х — расстояние от точки разветвления. *І*_k — ток в точ-

ке разветвления (в точке короткого замыкания).

при резонансе равно 90°; при $\lambda_{\text{мин}}$ оно становится больше 90°, а при $\lambda_{\text{макс}}$ меньше 90°. Расстройка шлейфа приводит к резкому возрастанию реактивного тока в нем. При $\lambda_{\text{мин}}$ -это емкостный ток, при $\lambda_{\text{макс}}$ -индуктивный. Эти токи нагружают разомкнутый конец илейфа. Для их компенсации параллельно шлейфу включают реактивное сопротивление равной величины, но противоположного знака.

На рис. 6-88, а приведена эквивалентная схема симметрирующего шлейфа (разомкнутого конца) при согласованной нагрузке другого конца. На рис. 6-88, б приведена эквивалентная схема в виде автотрансформатора; схема соответствует случаю работы на индуктивную нагрузку, как это, например, бывает, когда для уменьшения токов намагничивания (шлейф с повышенной индуктивностью) пространство между проводниками



Рис. 6-88. Эквивалентная схема симметрирующего шлейфа. а — схема симметрирующего шлейфа со стороны ра-

а — схема симметрирующего шлейфа со стороны разомкнутого конца при согласования вблизи от четвертьволнового резоианса: б — эквивалентная схема в виде автотрансформатора.



Рис. 6-89. Экранированный симметрирующий шлейф для дециметровых волн с подвижной короткозамыкающей перемычкой для настройки на четвертьволновый резонанс.

шлейфа заполняюг ферромагнитным материалом [Л. 72].

На рис. 6-89 показано симметрирующее устройство, снабженное экраном и предназначенное для работы в диапазоне сверхвысоких частот.

Для настройки на четвертьволновый резонанс в устройстве применена короткозамыкающая перемычка, которую можно перемещать едоль шлейфа. Так как симметрирующие илейфы не трансформируют подключаемых к ним сопротивлений, они весьма удобны для согласования входного сопротивления антенн. состоящих из двух четвертьволновых вибраторов, с коаксиальной питающей линией.

Поведение симметрирующих шлейфов при наличии в питающем напряжении чегных синфазных гармоник существенно отличается от поведения вышеописанной полуволновой фазирующей линии. В линию Z_w проходят все противофазные составляющие напряжения независимо от частоты колебаний. Синфазные составляющие не могут возбудить линин Z_w так как они не создают никакого напряжения на ее входе. Если шлейф настраивается при помощи внешнего реактивного сопротивления, то его поведение при противофазном возбуж дении не изменяется при условии, что середина компенсирующего сопротивления через произвольную нагрузку соединена с землей. В тех случаях, когда требуется подавить синфазные колебания определенной частоты (несимметричные составляющие основной частоты, вторая гармоника двухтактного генератора и т. п.), средняя точка компенсирующего реактивного сопротивления соединяется с точкой нулевого потенциала через дополнительный реактивный элемент и система настраивается так, что для заданной частоты она представляет собой последовательный резонансный контур, замыкающий синфазную волну накоротко [Л. 73].

Весьма простым симметрирующим устройством является устройство, выполненное в виде рамки (рис. 6-90) [Л. 74]. Для симметрирования необходимо, чтобы волновое сопротивление рамок N относительно земли или окружающего пространства было равно волновому сопротивлению внешнего проводника линии Z_w. При угле раствора рамок, близком к нулю, их волновое сопротивление максимально. При увеличении угла раствора рамок или при приближении их к проводящей поверхности волновое сопротивление рамок падает.

Симметрирующее устройство, показанное на рис. 6-91, не имеет принципиальных отли-



Рис. 6-90. Симметрирующий шлейф с рамкой. Заземленная проводящая плоскость в принципе не необходима. Согласование производится поворотом частей рамки.

чий от приведенного на рис. 6-90. Здесь проволочная рамка заменена секторным участком цилиндрической поверхности [Л. 72]. Волноотносительно вое сопротивление сектора окружающего пространства должно быть равсопротивлению основной коно волновому аксиальной линии. При данной конструкции симметрирующего устройства волновое сопротивление шлейфа Z_{ws} получается весьма мачто в некоторых случаях является лым, желательным.

Крайне простое симметрирующее устройство показано на рис. 6-92. Внешний проводник коаксиальной линии с волновым сопротивлением Z_w на протяжении $\frac{\lambda}{4}$ от конца про-

резан двумя продольными щелями. Вибраторы симметричной антенны присоединены к концам образовавшихся полуцилиндров. Внутренний провод коаксиальной линии соединен с одним из вибраторов. При рассматривании со стороны Z_w (рис. 6-92) средний проводник с правым полуцилиндром образует четвертьволновую короткозамкнутую линию, действующую в сечении GG как заграждающий фильтр S. С левым полуцилиндром средний проводник образует линию с волновым сопрстивлением $2Z_w$, нагруженную антенной. Этот отрезок линии играет роль трансформатора.

На средних и длинных волнах применяется симметрирующее устройство, показанное на рис. 6-93 [Л. 74]; это устройстве отличается от устройства, призеденного на рис. 6-86, а, лишь тем, что линия Z_w и секция N заменены здесь двумя спиралями. Спираль, заменяющая секцию N, может иметь малый диаметр, так как к ней предъявляется только одно требование: иметь индуктивность, рав-



ную индуктивности внешнего проводника Z_w. Для увеличения общей действующей индуктивности катушки L и N связывают индуктивной связыю. При коэффициенте связи k действующая индуктивность увеличи-

Рис. 6-91. Симметрирующий шлейф с весьма низким волновым сопротивлением. Рис. 6-92. Упрощенное симметрирующее устройство с продольными разрезами наружного проводника линии. *а* — продольный разрез; *б* вид сверху; *в* — деформированиое поперечное сечение (Для получения постоянства *Z*_ш на всем участке продольного разреза).



вается до значения 2L(1 + k), где L—индуктивность внешнего проводника Z_{w} , обычноравная индуктивности спирали N.

Кроме описанных типов симметрирующих устройств, возможен ряд их вариантов [Л. 72]; при использовании элементов с сосредоточенными параметрами подобные устройства могут быть применены на

средних и длинных волнах.

С трансформацией. Ряд симметрирующих устройств обладает трансформирующими свойствами [Л. 67, 70, 72, 77]. На рис. 6-94 показано устройство, аналогичное приведенному на рис. 6-86, в котором между основной и балансной линиями включено сопротивление R₁, Для упрощения анализа устройства будем считать, что несимметричная сторона устройства нагружена согласованным сопротивлением Z_w, а источник сигнала полключен к зажимам R₁. При этом сопротивление разомкнутого конца устройства будет равно



Рис. 6-93. Симметрирующее устройство для среднях и длинных волн (аналог илейфа, показанного на рис. 6-86).

Zw. Это сопротивление траисфомируется в сопротивление Z₁, что на круговой диаграмме полных сопротивлений (рис. 6-94,6) соответствует перемещению точки Z_w по окружности I в точку Z₁; при этом правая часть шлейфа с волновым сопротивлением Z_{ws} и коэффициентом фазы a₁ действует как траксформирующая линия. Реактивную составляющую комплексного сопротивления Z₁ необходимо скомпенсировать, что может быть достигнуто параллельным подключением реактивного сопротивления той же величины, но обратного знака, т. е. в данном случае емкости. В ре-зультате компенсации точка Z, на круговой лиаграмме перемещается по окружности 2 в точку R₁. Сопротивление R, является входным сопротивлением системы. При обратном направлении распространения колебаний сопротивление R1_является согласованной нагрузкой линии. Для компенсации реактивной составляющей сопротивления Z₁ используется отрезок шлейфа, лежащий по другую сторону





Рис. 6-94. Симметрирующее устройство, аналогичное устройству рис. 6-86, с трансформацией сопротивления, а — конструкция устройства; 6 — трансформация полного сопротивления.

G)



Рис. 6-96. Соединение симметрирующего и трансформирующего шлейфов.

от зажимов R₁ и замкнутый накоротко подвижной металлической перемычкой. Электрическая длина этого отрезка шлейфа равна a₂ (рис. 6-94, a). Для того чтобы входное сопротивление его имело емкостный характер,



Рис. 6-95. Симметрирующий шлейф с автотрансформаторным Включением линии. а — конструкция устройства; б — трансформация полиого сопротивления.

в устройстве соблюдается как механическая, так и электрическая симметрия. Сопротивление R_1 может быть подключено к шлейфу еще в одной точке, характеризующейся другими значениями a_1 и a_2 ; это точка \mathbf{Z}'_1 на круговой диаграмме. Однако при таком включении R_1 компенсация в большой полосе частот невозможна.

На рис. 6-95 показано симметрирующее устройство с автотрансформаторным подключением основной линии Z_w к шлейфу [Л.70]. Здесь при условии $Z_{ws} > Z_w$ сопротивление R_1 может быть больше, чем Z_w , если каждая из величин a_1 и a_2 меньше 90°



Рис. 6-97. Симметрирующий и траисформирующий шлейф. *а* — конструкция устройства; **б** — Эквивалентная схема на частотах, близких к четвертьволновому резонансу.

необходимо выполнить условие: $90^{\circ} < a_2 < 180^{\circ}$. Таким образом, длина шлейфа должна быть сравнительно велика. Из диаграммы рис. 6-94,6 видно, что значение R_1 должно лежать между Z_w н $\frac{Z_{ws}^2}{Z_w}$, если, как это обычно имеет место, $Z_{ws} > Z_w$. Изменение харак-

но имеет место, $Z_{ws} > Z_w$, изменение характера распределения тока вдоль шлейфа (рис. 6-87) в процессе симметрирования не имеет существенного значения, если только R_1 может быть и меньше Z_w , если $a_1 > 90^\circ > a_2$ или $a_1 < 90^\circ < a_2$. Процесс трансформации сопротивления показан на круговой диаграмме рис. 6-95,6: Z_w трансформируется через Z_1 в R_1 или через Z'_1 в R'_1 . Если $Z_{ws} < Z_w$, то все соображения, относящиеся к схемам рис. 6-94 и 6-95, существенно меняются.

На рис 6-96 показано устройство, представляющее собой комбинацию из симметри-

руюшего шлейфа и симметричного трансформирующего шлейфа (Л. 72, 73]; последний трансформирует сопротивление без нарушения симметрии и с коэффициентом трансформации, равным 1:4. Распределение токов и напряжений в этом устройстве от точки соединения влево и вправо одинаково; поэтому можно обе части наложить одна на другую и настройку вести одним замыкателем, чем достигается снижение реактивной мощности. Преимущество данного устройства перед полуволновой фазирующей линией состоит в том, что при настройке используются только контакты, скользящие по внешним проводникам линии, а при включении внешнего реактивного параллельного сопротивления подвижные контакты вообще не используются.

Трансформирующий симметрирующий шлейф, показанный на рис. 6-97 [Л. 78, 72], также обладает способностью трансформировать сопротивление с коэффициентом 1:4. Основной тракт Z_{w} разветвляется в точке G на іве коаксиальные линии, имеющие одинаковую электрическую длину. Ветвь D расположена в нейтральной плоскости. Вся система выполнена симметрично. Конец ветви A переполюсован и соединен последовательно со средней ветвью.

Симметрирующие двойные шлейфы, которые трансформируют сопротивление с коэффициентом трансформации 1:9, основаны на применении принципа переполюсования и последовательного включения трех ветвей одинаковой электрической длины с волновым сопротивлением 3 Z_w каждая [Л. 79, 72].

6-18: СИММЕТРИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА С ГОРШКООБРАЗНЫМИ РЕЗОНАНСНЫМИ КОНТУРАМИ

Несимметричный заграждающий горшкообразный контур показанный на Dис 6-98 [Л. 67, 70, 72, 80], в известной степени подобен половине симметрирующего шлейфа. Симметричное напряжение U подведено к коаксиальной линии с волновым сопротивлением Z_w. Часть этого напряжения, приложенная между наружной оболочкой линии и землей. возбуждает горшкообразный контур. линии, по определенному пути. При резонансе $\left(l = \frac{\lambda}{4}\right)$ входное сопротивление контура рав-

но бесконечности и по внешнему проводнику коаксиальной линии ток не проходит; она кажется «изолированной». Симметрирование происходит вследствие разделения питающего напряжения. Разделение может быть и несимметричным. При питании линии с несимсимметричным. При отнании линии с несимсимметричным.

метричной стороны симметрия достигается подключением к другой стороне напрузочного сопротивления, симметричного относительно земли.

Однако при отклонении рабочей частоты от резонансной частоты контура симметрия системы нарушается. Вследствие указанных причин одимочный четвертьволновый горшкообразный контур при описанной схеме включения используется обычно только в качестве заграждающего контура, препятствующего превращению токов, протекающих по внешнему проводнику линии, в поверхностные волны.

Симметрирующий горшкообразный контур. Система с двумя симметрично расположен ными горшкообразными контурами показана на рис. 6-99 [Л. 81, 70, 72]. Левая часть системы аналогична устройству, показанному на рис. 6-98, а правая часть образована таким же контуром; реактивиое сопротивление этого контура представляет собой нагрузку второй половины симметричиой стороны системы, образованной двумя коаксиальными линиями с волновым сопротивлением каждой

из них, равным $\frac{Z_w}{2}$. Эквивалентная схема

данного устройства может быть получена из схемы, приведенной на рис. 9-68,6, путем симметричного подключения к ней второго колебательного контура. При расстройке обе половины симметрично нагружаются реактивными сопротивлениями, в результате чего система оказывается рассогласованной, но симметрия не нарушается. В этом отношении система аналогична устройству, показанному на рис. 6-89. Конструктивно описываемая система допускает асимметричное выполнение. Вместо правого контура может быть подключена короткозамкнутая коаксиальная линия длиной *l* с волновым сопротивлением *Z*_{ати}. На



Рис. 6-98, Четвертьволновый горшкообразный заграждающий контур. а — схема устройства; б — эквивалентная схема на частотах, близких к четвертьволновому резонансу.

Контур ведет себя, как короткозамкнутая лнния с волновым сопротивлением Z_{wt} . Входное сопротивление контура может быть подсчитано по ф-ле (6-39). Горшкообразный контур непосредственно не симметрирует напряжение, а лиць направляет ток, текущий по внешней поверхности наружного проводника рис. 6-99,6 показан разрез симметрирующего устройства, в котором применены контуры, подобные горшкообразным [Л. 70]. Уменьшение длины контуров здесь достнгнуто за счет емкости между дисками. Правильность настройки симметрирующих контуров в резонанс может быть определена по методу сме-





a — конструкция, при которой линия проходит внутри центрального стержня контура, $l \sim \lambda/4$; δ — укороченный горшкообразный контур, нагруженный емкостью, $l < \lambda/4$.

щения узлов напряжения в линии [Л. 82, 70, 83]. Воздействие на одиночный заграждаюний горшкообразный контур и на симметрирующую систему гармоник и синфазных напряжений, подаваемых на симметричный вход, аналогично их воздействию на симметрирующие системы с шлейфами, описанные выше. Синфазные напряжения компенсируют друг друга независимо от частоты. Для этих напряжений реактивные сопротивления контуров складываются параллельно, в то время как для противофазных входных напряжений эти сопротивления оказываются включеными последовательно.

Широкополосная компенсация. У большинства описанных устройств параллельно симметричной стороне оказывается подключенным реактивное сопротивление, подобное реактивному сопротивлению катушки или короткозамкнутой четвертьволновой линии. По-требление тока этим реактивным элементом отсутствует только на частоте резонанса. При отклонении от резонансной частоты это реактивное сопротивление нарушает согласование. Для компенсации рассогласования применяют параллельное включение реактивных сопротивлений равной величины, но противоположного знака, и заграждающих фильтров. В более широком диапазоне частот влияние реактивной нагрузки может быть в значительной мере скомпенсировано при использовании дополнительных элементов, включение которых превращает эквивалентную схему устройства в схему согласованной цепной линии [Л. 72, 84] с звеньями типа Г и П [Л. 85]. В качестве компенсирующих элементов могут, конечно, однородных линий применяться и отрезки здесь состоит [Л. 67, 86], но затруднение в том, что для устранения влияния паразитных емкостей на работу симметричных элементов их необходимо помещать внутри других элементов тракта.

Для получения широкополосной системы можно воспользоваться симметрирующим



Рис. 6-100. Широкополосное симметрирующее устройство с заграждающими горшкообразными контурами; Z_{wl} — разомкнутая и Z_{wk} — короткозамкнутая компенсирующие линии; волновое сопротивление $Z_{wk}=Z_{wt}$; S — точки присоединения симметричной линии.

и трансформирующим устройством, изображенным на рис. 6-96. Расширение рабочей полосы данного устройства достигается [Л. 85] заменой непосредственного соединения разо-мкнутых концов шлейфов S и T соединением их через два последовательных резонансных контура, выполняющих роль последовательных плеч полосового П'-образного фильтра. Волновое сопротивление контуров выбирается равным Z_w. При этом сами шлейфы являются параллельными плечами фильтра. Данным способом перекрытие по частоте может быть доведено до 1:6 при коэффициенте стоячей волны, не превышающем 1,2. Возможно также использование остаточного реактивного сопротивления шлейфов для компенсации подключаемого к ним элемента, например экспоненциальной линии (см. § 6-15) [Л. 60, 64].

Компенсация реактивностей с целью расширения рабочего диапазона симметрирующего горшкообразного контура (рис. 6-99) может быть достигнута превращением системы в II-образное звено полосового фильтра, как это показано на рис. 6-100 [Л. 72]. При симметрировании линии Zw посредством горшкообразных контуров Z_{wt} энергия, распространяющаяся по этой линии, встречает входное реактивное сопротивление разомкнутых отрезков Zwl и поступает в симметричную нагрузку, подключенную к точкам S. Отрезки линий с волновым сопротивлением Zwl образуют последовательное плечо II-об. разного звена, второе параллельное плечо которого образовано короткозамкнутыми отрезками линий Z_{wk} , параллельно подключенными



Рис. 6-101. Широкополосное симметрирующее устройство с заграждающими горшкообразными контурами; волновое сопротивление компесирующей линии $Z_{wk} = Z_w; A = \lambda/4.$

в точках S; волновое сопротивление этих отрезков линий равно Z_{wt} . Все отрезки линий системы путем соответствующего выбора размеров *l* настроены на частоту, равную с Реднем уарифметическом украйних частот диапазона. Для этой частоты $l = \frac{\pi}{4}$. Широкополосность может быть увелнчена применением двух таких симметрирующих устройств с горшкообразными контурами, соединенных между собой четвертьволновой линией, как это показано на рис. 6-101 [Л. 70, 72, 81, 87]. Для того чтобы избежать нежелательной дополнительной трансформации, следует выбирать $Z_{wk} = Z_w$ и $A = \frac{\lambda}{4}$. Система похожа на звено 11-образного фильтра, но эквивалентная схема ком-

пенсации имеет вид Г-образного звена полосового фильтра [Л.86]. Максимальная ширина полосы пропускания системы получается при

λ $A = \frac{1}{2}$ и $Z_{wk} > Z_w$ [Л. 72]. При этих пара-

метрах на двух частотах, находящихся на одинаковых расстояниях по обе стороны от резонансной частоты, наступает точное сегласование; схема ведет себя при этом как П-образное звено полосового фильтра [Л. 86]. И здесь в формулах $l = \lambda/4$ и $A = \lambda/2$ частота берется равной среднему арифметическому крайних частот диапазона. При неточной настройке соединительный отрезок 🔂 на

частотах, близких к резонансу, ведет себя как последовательный резонансный контур [Л. 84, 86].

ЛИТЕРАТУРА

1. Meinke H., Theorie der Hochfrequenzschaltungen, München, 1951, § 30, 31.

la. То же, 32, 33. lb. То же, 35–38. lc. То же, 40. ld. То же, 47.

- 2. Meinke H., Z. angew. Phys., 1948, 1, 90-98.

 - 3. То же, 1949, 1, 245—252. 4. То же, 1949, 1, 441—448.
- 5. To же, 1949, 1, 509—516. 6. To же, 1950, 2, 473—478. 7. Weissflooch A., Z. H●chfrequenztechn., 1942, 60, 67. 8. Меіпке Н., Z. Hochfrequenztechn.,
- 1941, 57, 17.
- 9. Meinke H., Kurven, Formeln und Daten der Dezimeterwellentechnik, Abschn. V.
 - 9a. <u>Т</u>о же, VI.

 - 9b. То же, VII. 9c. То же, VII. 9d. То же, X. 9e. То же, XIII—XV.
 - 10. Meinke H., Fernmeldetechn. Ζ.,
- 1951, 4, 385. 11. Weissfloch A., Theorie leitungsgekoppelter Tysteme, in: Naturwissenschaft und Medizin in Deutschland 1939-1946, Wiesbaden, 1948, 16, Abschn., 10.2.5.

12. Montgomery C. G., Dicke R. H., Purcell E. M., Principles of microwave circuits, New York, 1948, MIT Rad. Lab. Series, (перев. см. п. 103 литературы разд. 4). 8

13. Ragan G. L., Microwave transmission circuits, New York, 1948, MIT Rad. Lab. Series, 9 (перев. см. п. 104 литературы разд. 4).

14. Meinke H., Scheuber A., Fern meldetechn., Z., 1952, 5, 109–114.
15. Meinke H., Scheuber A., Arch. elektr. Übertrag., 1952, 6, 221–227.
16. Moreno T., Microwave transmission

design data, New York, 1948, ch. VI.

17. Meinke H., Z. Hochfrequenztechn., 1943, 61, 145–151.

18. Kaden H., Ellenberger G., Arch. elektr. Übertrag., 1949, 3, 313. 19. Cornes, R. W., Proc. Inst. Rad.

Engrs, 1949, 37, 94.

20. Montgomery C. G., Technique of microwave measurements, New York, 1947, MIT Rad. Lab. Series, 11 (перев. см. п. 105 литературы разд. 4).

- 21. Buchholz H., Elektr. Nachr. Techn., 1939, 16, 258.
- 22. Riedel H., Z. Hochfrequenztechn.,
- 1943, **61**, **65**. 23. Weissfloch A., Z. Hochfrequenztechn., 1943, 61, 100.
- 24. Whinnery I. R., Jamieson H. W., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1944, 32, 98 - 114.
- 25. Whinnery L. R., Jamieson H. W., Robins T. E., Proc. Inst. Rad. Engrs,
- 1944, 32, 695-709. 26. Wiles J. W., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1947, 35, 1498.
- 27. Lamb J., J. Instn. electr. Engrs, Mai
- 1946, 188. 28. Wagner K. W., Arch. Elektrotechn.,
- 29. Whinnery J. R., J. Appl. Phys., 1950, 21, 945—956. 30. Geschwind W., Dissertatioπ, T. H.
- München, 1952.
- 31. Meinke H., Schaltelemente für sehr hohe Frequenzen, in: Naturwissenschaft und Medizin in Deutschland 1939-1946, Wiesbaden, 1948, Abschn. 8.3.2.
- 32. Meinke H., Elektr. Nachr.-Techn. 1942, **19**, 27.
- 33. Weissfloch A., Elektrotechn. Z, 1943, 64, 377. 34. Kraus A., Rohde & Schwarz-Mitt.,
- 1953, **3**, 111—119.

35. Alford A., Electr. Commun., 1939, 17, 301.

36. Тегтал F. E., Radie engineers handbook, New York, 1943, § 3.15 (перев. см. п. 80 литературы разд. 3).

37. Slater J. C., Microwave transmission, New York, 1942 (перев. см. п. 101 литературы разд. 4).

38. Meinke Fernmeldetechn. Η., Ζ., 19**5**2, **5**, 252-255.

39. Ruhrmann A., Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 219.

40. Piefke J., Dissertation, T. H. München, 1951.

41. König H., Z Hochfrequenztechn., 1911, 58, 174.

42. Weissfloch A., Z. Hochfrequenztechn., 1943, 61, 19.

43. Zinke O., Funk u. Ton, 1950, 4, 449. 44. Meinke H., Elektrotechn., 1948, 2, 137—142.

45. Weissfloch A., Elektr. Nachr.-Techn., 1943, 20, S. 189.

46. Dällenbach W., Z. Hochfrequenztechn., 1943, 62, 33.

47. Olmer A. A., Proc. Symposium on modern network synthesis, Polytechnic Institute Brooklyn, New York, 1952, 236-258.

47а. Laemmel A. E., То же, 259-276. 47b. Griesmann I. W. E., To же, 328 - 342.

48. Vilbig F., Lehrbuch der Hochfrequ-enztechnik, Leipzig, 1945, 1, 4 Aufl., 266. 49. Tyrrel W. A., Proc. Inst. Rad.

Engrs, 1944, 32, 284.

50. Whinnery I. R., Ramo S., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1944, 32, 284. 51. Whinnery I. R., Concordia C.,

Ridgway W., Kron G., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1944, 32, 360.

52. Spangenberg K., Walters G., Schott W., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1949, 37, 724.

53. Eckart G., Z. Hochfrequenztechn., 1940, 55, 173.

54. DRP. 502807, 16.10.1928, Erf. Roosenstein H. O., Telefunken.

55. Burrows C. R., Bell Syst. techn. J., 1938, 555.

56. Wheeler H. A., Proc. Inst. Rad., Engrs, 1939, 27, 65. 57. Ruhrmann

A., Z. Hochfrequenztechn., 1941, 58, 61-69.

58. Zinke O., Funk u. Ton, 1947, 1, 119-129.

59. Ruhrmann A., Arch. elektr. Übertrag., 1950, 4, 23-31.

60. Graziadei Η., FTZ. 1953. 6. 311-319.

61. Ruhrmann A., Arch. elektr. Übertrag., 1950, 4, 401-412.

62. Feldtkeller R., Einführung in die Vierpoltheorie, 5 Aufl, S. Hirzel, Leipzig, 1948. 63. Feldtkeller R., Siebschaltungs-63. Feldtkeller

theorie, 3 Aufl., S. Hirzel, Stuttgart, 1950. 64. DBP. 845967, 26. 2. 1949, DBP. 856645, 2.II.1950, Erf. H. Graziadei, Bundespost.

65. Meinke H. H., Arch. elektr. Über-

trag., 1953, 7, 347-354. 66. DRP. 568559, 18.11.1931, Erf. Walter L., Gothe A., Roosenstein H. O., Telefunken.

ол. в uschbeck W., mitt., 1939, 20, Н. 80, 11—29. 68. DBP 272100 11—29. Telefunken-Haus-

68. DBP. 873109, 20.7.1939, Erf. Busch-beck W., Zumbusch H., Telefunken.

69. DRP. 620001, 6.7.1934, Erf. Buschbek W., Telefunken.

70. Meinke Н. Н., FTZ. 1948. 1. 193-199.

71. Brit. Pat. 438506, 15.11.1935, Percival W. S. a. White E. C. L., Electrical Musical Ind., Ltd.

72. Ruhrmann A., Telefunkenztg., 1951, **24**, № 93, 237—250.

73. DRP.756670, 14.6.1938, Erf. Buschbeck W., Telefunken. 74. DRP. 753484, 2

21.5.1942, Erf. Buschbeck W., Telefunken.

75. Zinke O., Funk u. Ton, 1950, 4, 437 - 450.

76. DRP. 686399, 13.3.1937, Erf. Buschbeck W., Baeyer, Telefunken.

77. Brit. Pat. 462911, Cork E. C., Paw-

sey J. L. 78. DBP. 914637, 17.8. 1944, Erf. Ruhr-mann A., Telefunken. 79. DBP. 806446, 1.10.1948, Erf. Ruhr-

mann A.

80. Brit. pat. 487708, Fig. 12, 28.4.1936, Lindenblad N. E.

N. E., Communica-81. Lindenblad tions, 1940, 20, 13.

82. Weissfloch A., Hochfrequenztechn., 1942, **60**, 67–73.

83. Meinke H. H., Frequenz, 1948, 2, 41 - 49.

84. Meinke H. H., Elektrotechn., 1948, 137—142. 85. DBP

890070, 1.6.1942, Erf. Bushbeck W., Telefunken.

86. Ruhrmann A., Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 219-230.

87. USA Pat. 2231839, Lindenblad N. E.

88. Tellers R. G., Weidner R. Τ., Proc. Inst. Radio Engrs, 1947, 35, 1080-1085.

РАЗДЕЛ 7

ЭЛЕМЕНТЫ ВОЛНОВОДНОГО ТРАКТА

В настоящем разделе при расомотрении различных элементов волноводных систем использованы материалы, приведенные в § 5-12, по волнам типа H_{10} , в § 5-9 по волнам E_{01} , в § 5-21 по определению приведенного сопротивления и в § 6-2 по четырехполюсникам и эквивалентным схемам.

7-1. ДРОССЕЛЬНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ ВОЛНОВОДОВ

Для соединения двух отрезков полого волновода используют фланцы [Л. 1]. Для уменьшения потерь и повышения надежности работы устройства обычно плоскость контакта соединяемых отрезков помещают в области минимума поверхностных токов. Это достигается устройством вдоль контактной линии боковой выточки (дросселя), ширина которой Δ должна быть минимальна, а глубина равна $\frac{\lambda}{2}$ (рис. 7-1). На расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от внугрен-

ней поверхности волновода, в области минимума тока располагается линия стыка. Для уменьшения габаритов дросселю может быть придана Г- или П-образная форма (рис. 7-2 и 7-3). Ширина рабочего днапазона частот дроссельного фланца тем больше, чем меньше ширина выточки Δ . Практическая конструкция фланца, в которой для упрощения изготовления выточки Ф. Практическая конструкция фланца, в которой для упрощения изготовления выточке придана форма окружности, показана на рис. 7-4 [Л. 2, 3а, 4]. Результаты измерения рассогласования тракта Δm для подобных фланцев при различных значениях Δ_1 и Δ_2 приведены на рис. 7-5. В некоторых случаях гальванический контакт стыкуемых участков заменяют емкостным соединением (рис. 7-6, а). Для уменьшения габаритов емко-





Рис. 7-1. Распределение тока в области контакта.

Рис. 7-2. Дроссель с одним изгибом.

Рис. 7-3. Дроссель с двумя изгибами. Рис. 7-4. Соединение волновотов при помощи фланцев.

стного соединения оно может быть частично или полностью заполнено диэлектриком, как это показано на рис. 7-6,6. Применение подобных способов соединения волноводных секций для вращающихся сочленений описано в § 7-10.

7-2. СКРУЧЕННЫЕ СЕКЦИИ В ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Поворот плоскости поляризации волны типа H₁₀ в прямоугольном волноводе может быть получен путем плавного скручивания волновода, т. е. изгиба его вокруг продольной сси. Если длина скрученного участка составляет 5-6 полуволн или во всяком случае заметно превышает длину волны в волноводе, то подобный участок не вносит неоднородностей в тракт (рис. 5-57) [Л. 3b]. При малых углах поворота волновод может быть разрезан в поперечном направлении и полученные отрезки повернуты на требуемый угол а друг относительно друга (рис. 7-7). Если образовавшиеся при повороте сечений щели закрыты, как это показано на рис. 7-7, то рассогласование тракта весьма незначительно (рис. 7-8). Подобное устройство может быть использовано при достаточно больших углах α для получения в требуемом сечении волновода параллельного реактивного сопротивления; эквивалентная схема при этом лучше всего может быть представлена показанной на рис. 6-8







Рис. 7-5. Рассогла сование тракта при фланцевых соединениях.

схемой с параллельной индуктивностью [Л. 4]. Величина параллельной проводимости при волноводе данного сечения зависит от длины волны и угла поворота а (рис. 7-9).

Вследствие ступенчатого перехода от одного сечения волновода к другому электрическая длина секций, показаниых на рис. 7-7 и 7-10, увеличивается по сравнению с однородным участком, имеющим такую же геометрическую длину. Рассогласование тракта, возникающее при больших углах поворота α, может быть скомпенсировано путем введения в тракт дополнительной неоднородности, такой же, как и компенсируемая, установленной от (рис. 6-64). Это дает нее на расстоянии возможность избегнуть рассогласования тракта, если два поворота установлены на расстоя-У^в друг от друга. При каждом повороте нчи 4 плоскость поляризации поворачивается на угол а, а результирующий поворот равен 2а (рис. 7-10).

7-3. ПРЯМОУГОЛЬНЫЕ ИЗГИБЫ

При выполнении фидерных систем часто приходится изгибать волновод под различными угламн [Л. 8—12а]. Продольный разрез простейшего прямоугольного изгиба показан на рис. 7-11,а. Изгиб создает большое рассогласование, так как прямой угол в тракте приводит к появлению параллельной индуктивно-Расчет этой индуктивности приведен сти. в [Л. 5а]. Степень рассогласования может быть заметно уменьшена, если наружный угол изгиба делать скошенным (рис. 7-11,б), так как при этом огибание линиями поля внутреннего угла облегчается (рис. 7-12 и 7-13) [Л. 3b, 6a, 7, 13]. уменьшению рассогласования способствует также симметричное выполнение изгиба.

Волновод можно изгибать как по узкой (изгиб в плоскости *H*), так н по широкой стенкам (изгиб в плоскости *E*). Определение рассогласования для каждого из этих случаев может быть произведено по графикам, приведенным на рис. 7-12 н 7-13.



Рис. 7-7. Поворот сечения волновода.



Рис. 7-8. Рассогласование тракта при небольших поворотах сечения волновода.



Рис. 7-9. Параллельная индуктивность, эквивалентная повороту сечения.

Прямоугольный переход с двумя изгибами показан на рис. 7-14 [Л. ба]. Для выбора размеров подобного перехода можно воспользоваться графиком на рис. 7-15; в этом случае используется взаимная компенсация рассогласований, создаваемых каждым из изгибов (рис. 6-64).



Рис. 7 10. Компенсация рассогласования тракта посредством двух поворотов.



Рис. 7-11. Прямоугольный изгиб волновода.



Fис. 7-12. Рассогласование при изгибе волновода по узкой стенке,

7-4. ДИАФРАГМЫ В ВОЛНОВОДАХ

Диафрагма представляет собой тонкую металлическую пластинку, обычно с прямоугольным отверстием в центре, установленную в поперечном сечении волновода (рис. 7-16) [Л. 3d, 4, 5b, 6b, 12b, 14—19, 21a]. Введение диафрагмы эквивалентно параллельному включению в тракт сосредоточенного реактивного сопротивления (рис. 6-8). Расчет диафрагмы значительно упрощается, если толщина ее $\Delta \ll \lambda_0$.

Эквивалентная схема диафрагмы, показанной на рис. 7-16, при волне типа H₁₀ совпадает со схемой параллельного резонансного



Рис. 7-13. Рассогласование при изгибе волновода по широкой стенке.



Рис. 7-14. Двойной изгиб волновода.



Рис. 7-15. Расчет двойного изгиба.

контура (рис. 7-17). На резонансной частоте диафрагма не оказывает никакого влияния на волиу, распространяющуюся волноводу, ПО так как приведенная проводимость диафрагмы в этом случае равна нулю. На более низких частотах ее проводимость приобретает индуктивный характер, а на более высоких — емкостный. Распределение тока и линий электрического поля в плоскости диафрагмы показане на рис. 7-18. В отверстии диафрагмы между кромками, параллельными широким стенкам а, возникают дополнительные линии электрического поля и протекают теки смещения, чте эквивалентно введению в тракт емкости. По проводящей поверхности диафрагмы в направлении, параллельном узкой стенке b, протекают дополнительные токи проводимости, что соответствует увеличению в данном месте индуктивности волноводного тракта. Электрическая длина l четырехполюсника, эквивалентного диафрагме (рис. 7-17), при $\Delta \ll \lambda_0$ может быть вычислена по приближенной формуле

$$l = l_0 - \Delta \left(1 - \frac{a'b'}{ab} \right). \tag{7-1}$$

Приближенное определение резонансной длины волны диафрагмы λ_B производится по формуле [Л.14]

$$\lambda_B = 2a \sqrt{\frac{\left(\frac{a'b}{ab'}\right)^2 - 1}{\left(\frac{b}{b'}\right)^2 - 1}}.$$
 (7-2)

Значения λ_B могут быть найдены из кривых, приведенных на рис. 7-19. От толщины диафрагмы Δ резонансная длина волны почти не зависит.

Для приближенного вычисления проводимости диафрагмы применима формула

$$\mathbf{y} = jB \frac{\frac{\lambda_B}{\lambda_0} - \frac{\lambda_0}{\lambda_B}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}, \qquad (7-3)$$

причем значения постоянной *В* для весьма тонких диафрагм приведены на графике рис. 7-20.

Влияние толщины диафрагмы Δ на величину проводимости характеризуют кривые, приведенные на рис. 7-21 для постоянного отверстия. Точка резонанса не зависит от толщины диафрагмы. При укорочении длины волны проводимость у становится положительным мнимым числом, т. е. приобретает емкостный характер; при увеличении длины волны у становится отрицательным мнимым числом, что соответствует индуктивному характеру проводимости. С увеличением толщины диафрагмы Δ зависимость величины результирующей проводимости от частоты становится более резко выраженной, так как увеличивается значение составляющих проводимости. Пример зависимости проводимости от геометрических размеров отверстия диафрагмы (а', b') приведен на рис. 7-22. В связи с трудностями изготовления резонансные диафрагмы используют льшь в тех случаях, когда требуется получить частотную характеристику, свойственнную диафрагме, например, при конструировании некоторых типов фильтров и компенсирующих устройств. Добротность Q контура, эквивалентного диафрагме, определяется из соотношения [Л. 14]

$$\mathbf{y} = 1 - 2jQ \,\frac{\Delta \lambda}{\lambda_R}; \qquad (7-4)$$

здесь у — величина результирующей проводимости волновода, работающего на согласован-



Рис. 7-16. Прямоугольная днафрагма.



Рис. 7-17. Эквизалентная схема прямоугольной диафрагмы.



Рис. 7-18. Электрическое поле и токи в прямоугольной диафрагме.



Рис. 7-19. Резонансные длины волн прямоугольной диафрагмы.



Рис. 7-20. Графики для определения коэффициента В прямоугольной диафрагмы.



Рис. 7-21. Зависимость проводимости от толщины прямоугольной диафрагмы.

ную нагрузку (приведенная проводимость 1) в точке включения диафрагмы. С уменьшением ширины отверстия диафрагмы а' и его высоты b' добротность диафрагмы возрастает. Добротность диафрагмы можно также увеличить, применяя диафрагмы с отверстиями специальной формы (например, с закругленными углами, гантельного типа и т. д.) [Л. 5b, 12c, 14].

Емкостной диафрагмой называется диафрагма, у которой ширина отверстия равна ширине волновода (a'=a), высота же волновода b в месте установки диафрагмы изменяется каким-либо образом (рис. 7-23). Параллельная проводимость такой диафрагмы у в рабочем диапазоне частот всегда положи тельна, т. е. имеет емкостный характер. Резонансная длина волны емкостной диафрагмы равна критической длине волны в волноводе.

 $\lambda_B = \lambda_k = 2a. \tag{7-5}$

В полых волноводах с одинаковой высотой b, но с различной шириной a, емкостные днафрагмы с одинаковыми, хотя и произвольными, продольными сечениями создают одну и ту же проводнмость у, если длины волны в этих волноводах $\lambda_{\rm B}$ одинаковы [Л. 16]. Это положение справедливо и для экстремального случая $a = \infty$. Таким образом, достаточно произвести измерение параметров емкостной диафрагмы произвольной ширины, для того чтобы определить параметры других диафрагм подобного типа, но другой ширины.

По известным параметрам симметричной емкостной диафрагмы могут быть определены параметры асимметричных емкостных диафрагм. В этих случаях для асимметричной диафрагмы строят ее зеркальное изображение (рис. 7-24) так, чтобы относительный размер щели $\frac{b'}{b}$ остался неизменным. В расчет-



Рис., 7-22. Зависимость приведенной параллельной проводимости от размеров отверстия диафрагмы.

ные формулы вместо $\frac{b}{\lambda_{\rm B}}$ вводят $\frac{2b}{\lambda_{\rm B}}$ и ведут расчет так же, как и при симметричной днафрагме.

Проводимость симметричной чемкостной диафрагмы

$$\mathbf{y}_{:}=jB\frac{2a}{\boldsymbol{\lambda}_{0}}\sqrt{1-\left(\frac{\boldsymbol{\lambda}_{0}}{2a}\right)^{2}}=B\frac{2a}{\boldsymbol{\lambda}_{\mathrm{B}}},\qquad(7-6)$$

где значение В находят по графику рис. 7-20. На рис. 7-25 приведена зависимость величины проводимости симметричной емкостной диафрагмы у от ширины щели b', а на

рис. 7-26 — зависимость у от толщины диафрагмы Δ при b' = 0,55 b. Недостатком емкостных диафрагм является заметное уменьшение электрической прочности волновода в месте их установки. По сравнению с индуктивными диафрагмами при емкостных диафрагмах труднее получить большую величину параллельной проводимости, так как в этом случае ширина щели ста-

новится слишком малой. При индуктивных диафрагмах b'=b » в волноводе при введении подобных диафрагм изменяется лишь размер а. Резонансная часто-



Рис. 7-23. Емкостная диафрагма произвольной формы.



Рис. 7-24. Односторонняя емкостная диафрагма и ее зеркальное изображение.



Рис. 7-25. Зависимость приведенной параллельной проводимости симметричной емкостиой диафрагмы от ширины щели.



Рис. 7-26. Зависимость приведенной параллельной проводимости симметричной емкостной диафрагмы от ее толщины.

та индуктивной днафрагмы лежит выше рабочего диапазона частот волновода, вследствие чего параллельная проводимость такой диафрагмы всегда отрицательна, т. е. имеет индуктивный характер. Приближенно можно считать, что проводимость симметричной индуктивной диафрагмы

$$\mathbf{y} = j \, \frac{\lambda_{\rm B}}{a} \, {\rm ctg}^2 \, \frac{\pi}{2} \, \frac{a'}{a} \, . \tag{7-7}$$

Параметры диафрагмы толщиной $\Delta = = 0,023 \ a$ при различной ширине щели могут



Рис. 7-27. Зависимость приведениой параллельной проводимости индуктивной диафрагмы от ширины щели.



Рис. 7-28. Зависимость приведенной параллельной про водимости индуктивной диафрагмы от ее толщины.

быть определены по кривым, приведенным на рис. 7-27. Зависимость проводимости диафрагмы у от толщины Δ при a'/a = 0,66 дана на рис. 7-28. При одинаковых величинах а'/а проводимость н**есимм**етричной индуктивной диафрагмы больше, чем симметричной. Индуктивные диафрагмы применяются в согласующих устройствах, предназначенных для работы в узкой полосе частот. Две индуктивные диафрагмы с узкими щелями, установленные λ<u></u> 2 на расстоянии друг от друга, образуют вместе с ограниченным ими отрезком волновода полый резонатор, который может быть использован в качестве фильтра (рис. 8-48), (J. 3e].



Рис. 7-29. Днафрагма с круглым отверстием в круглом волноводе.

Диафрагмы в круглых волноводах не имеют принципиальных отличий от диафрагм в прямоугольных волноводах. Однако особое внимание следует обращать на поляризацию волн, распространяющихся внутри волновода. Так, например, при горизонтально прорезанной щели волна с горизонтальной поляризацией при резонансе свободно проходит через щель и согласование не нарушается, а при волне с вертикальной поляризацией в области включения диафрагмы возникает значительная индуктивная проводимость, подключенная параллельно тракту. Это позволяет производить разделение различно поляризованных волн. Проводимость диафрагмы с круглым отверстием, исказанной на рис. 7-29, при волнах типа H₁₁ имеет индуктивный, а при волнах типа Loi емкостный характер [Л. 5с].

7-5. ПЕРЕХОДЫ ОТ ВОЗДУХА К ДИЭЛЕКТРИКУ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ШАЙБЫ

Если часть волновода сплошь заполнена диэлектриком, то при переходе волны из воздуха в диэлектрик изменяются волновое сопротивление Z и длина волны в волноводе [Л. 3f, 6c, 16]. Для волн типа H, в соответствии с 5-5

$$\frac{Z}{Z_{s}} = \sqrt{\epsilon_{r}} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{\lambda_{0}}{\lambda_{bs}}\right)^{2}}{1 - \left(\frac{\lambda_{0}}{\lambda_{bs}}\right)^{2}}}.$$
 (7-8)

Индекс є присвоен параметрам участка, заполненного диэлектриком.

На рис. 7-30 с помощью круговой диа-граммы полных сопротивлений показан процесс превращения трансформированного В плоскость раздела приведенного сопротивления Z₁ в сопротивление Z₂ при переходе из



Рис. 7-30. Трансформация сопротивления при перехэде из воздуха в ди. электрик.



Рис. 7-31. Трансформация сопротивления при переходе из диэлектрика B воздух.





Рис. 7-32. Неотражающий переход из воздуха в диэлектрик.

Рис. 7-33. Клинообразные переходы из воздуха в диэлектрик.

воздуха в днэлектрик (см. § 4-22). Процесс трансформации сопротивления при обратном переходе показан на рис. 7-31. В этом случае

$$\frac{Z_z}{Z} = \frac{1}{V \varepsilon_r} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{ks}}\right)^2}}, \quad (7.9)$$

Изменение коэффициента т на границе воздух — диэлектрик **ха**рактеризует степень отражения волны от плоскости раздела [см. ур. (4-104)]. Для устранения отражения можно применить переход, показанный на рис. 7-32. λ Участок перехода длиной частично запол-4 нен диэлектриком и имеет волновое сопротивление, равное среднему геометрическому из волновых сопротивлений участков волновода,

заполненного и не заполненного диэлектриком. Этот участок выполняет роль согласуюшего трансформатора [см. ур. (4-110)]. Аналогичный эффект может быть получен с клинообразными переходами, показанными на рис. 7-33,а и б (см. также § 6-15 — экспоненциальные переходы).

Рассмотрение прохождения волны через диэлектрические шайбы может быть сделано путем последовательного применения лиаграмм, приведенных на рис. 7-30 и 7-31. Однако при тонких шайбах для расчетов удобнее использовать эквивалентную схему с параллельной емкостью, показанную на рис. 6-8. Емкостная проводимость тролитуловой шайбы (с, = 2,4) может быть найдена из графика рис. 7-34. Для определення действующей электрической длины четырехполюсника, эквивалентного такой шайбе, можно воспользоваться графиком рис. 7-35. Электрическая длина тонких шайб, которые не искажают конфигурацию магнитного поля, равна их геометрической толщине. Возрастание электрической длины шайбы начинается при толλ_Bε ٨Βε щинах шайб, близких к -<u>-</u>. При l_s = -9 проводимость у = 0 и, следовательно, шайба в этом случае не обладает трансформируюацими свойствами. Действие тонких шайб определяется только их емкостью и проводимость их обратно пропорциональна длине волны. По мере приближения толщины шайбы

А_{на} ее проводимость опять уменьшается и



Рис. 7-34. Емкостная проводимость тролитуловых шайб.



Рис. 7-35. Электрическая длина тролитуловых шайб.

достигает нуля при $\frac{\lambda_{Be}}{2}$. Более толстые шайбы могут рассматриваться как трансформирующие участки волновода (см.-§ 6-2). Коэф-



Рис. 7-36. Коэффициент трансформации тролитуловых шайб.



Рис. 7-37. Волновое сопротнвление тракта при заполнении его различными диэлектриками.

фициент трансформации К для тролитуловых найб может быть найден из рис. 7-36. При волнах типа Е для определения волнового сопротивления волновода. заполненного диэлектриком, вместо выражения (7-8) пользуются формулой

$$\frac{Z}{Z_{z}} = V_{\varepsilon_{r}} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{\lambda_{0}}{\lambda_{k}}\right)^{2}}{1 - \left(\frac{\lambda_{0}}{\lambda_{k}}\right)^{2}}}; \quad (7-10)$$

на частотах, близких к критической частоте, Z = 0.

Зависимость Z от длины волны при различных значениях ε_r приведена на рис. 7-37. Из рис. 7-37 видно, что всегда можно найти такую длииу волны, при которой $Z = Z_{\varepsilon}$, т.е. при которой шайба не обладает трансформирующими свойствами. Так как эта длина волны лежит вблизи рабочего диапазона волн, то применять изоляционные шайбы в качестве трансформатора сопротивлений при волнах ти-



Рис. 7-38. Индуктивный стержень в волноводе. *а* — стержень между широкими стенками волновода; *б* — параметры индуктивного стержия.

па E нецелесообразно. Кроме того, при волнах типа E коэффициент трансформации K диэлектрического трансформатора весьма сильно зависит от частоты, что затрудняет техническое использование такого трансформатора. Диэлектрические элементы с K = 1 находят применение при изготовленни фильтров, которые свободно пропускают волны типа E и сильно отражают волны типа H.

7-6. МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ШТЫРИ

Металлические штыри, введенные внутрь волновода, могут быть использованы в качестве согласующих и трансформирующих устройств [Л. 3g, 4, 5e, 6d, 12b]. В металлическом проводнике, установленном внутри волновода параллельно его узкой стенке (рис. 7-38,а), прч прохождении по волноводу электромагнитной волны возбуждаются токи, действие которых эквивалентно введению параллельной индуктивности. Величина приведенной реактивной проводямости

$$\mathbf{y} = -jK_1 \frac{\lambda_{\rm B}}{a}.$$
 (7-11)

Коэффициент K₁ может быть найден из графика рис. 7-38,6. Вместо провода внутри волновода параллельно плоскости его поперечного сечения может быть введена узкая металлическая полоска шириной a'. В этом случае, аналогично предыдущему, приведенная реактивная проводимость

$$\mathbf{y} = -jK_2 \frac{\lambda_{\scriptscriptstyle \mathsf{R}}}{a}.$$
 (7-12)



Рис. 7-39. Проводящий штырь.

Кривая для определения К₂ нанесена на графике рис. 7-38,6. Если проводник установлен внутри волновода параллельно его широкой стенке, то токи в нем не возбуждаются, и если толщина проводника не слишком велика, то он никакого влияния на распространяюшуюся в волноводе волну типа H₁₀ не окажет. Сбычно в волноводе не применяют проводников, соединяющих две противоположные стенки, а применяют штыри, погруженные на некоторую глубину внутрь волновода, как это показано на рис. 7-39, а и б. Токи проводимости, текущие по поверхности штыря, переходят затем в токи смещения, которые, достигнув металлической стенки волновода, вновь превращаются в токи проводимости. Эквивалентная схема штыря имеет вид последовательного резонансного контура, включенного параллельно тракту (рис. 7-39,6). На резонансной частоте штырь ведет себя как закора чивающая перемычка. На более низких частотах y>0 и проводимость штыря приобретаез емкостный характер, а на более высокнх частотах у<0 и проводимость имеет индуктивный характер.

При малой глубине погружения штыря проводимость последнего имеет емкостный харлк тер. Величина проводимости возрастает с уне личением толщины штыря. При погружении штыря на достаточную глубину начинает играть роль магнитное поле штыря и последний ведет себя как последовательный резо-



Рнс. 7-40, График для определення козффициента штыря S.



нансный контур. При этом приближенно можно считать, что

$$\mathbf{y} = \mathbf{j} \frac{\mathbf{S}}{\left(\frac{\lambda_{0}}{\lambda_{s}} - \frac{\lambda_{s}}{\lambda_{0}}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{0}}{2a}\right)^{2}}}, \quad (7-13)$$

- где S коэффициент, зависящий от глубины погружения штыря и его диаметра (рис. 7-40);
 - λ_s резонансная длина волны эквивалентного последовательного контура, которая может быть определена из графика на рис. 7-41.

На рис. 7-42 приведена зависимость проводимости от глубины погружения штыря *s* при d = 0,05 *a*. Если штырь смещен на величину Δ из середины широкой стенки волновода в направлении одной из его боковых стенок (рис. 7-43), то значение коэффициента *S*, найденное для штыря, установленного на осевой линии, должно быть умножено на сев $\pi \frac{\Delta}{a}$. При подобном смещении штыря его резонансная длина волны λ_s почти не изменяется. Введение штыря изменяет электрическию длини водновода ниножно мадо. Штыри

скую длину волновода ничтожно мало. Штыри с регулируемой глубиной погружения широко используются в качестве переменных реактивных сопротивлений в согласующих устройствах (см. § 6-12).

Для того чтобы иметь возможность производить согласование тракта при любых неоднородностях вдоль волновода досверлидо

вают три отверстия на расстоянии - друг от





Рис. 7-44. Согласующий



Рис. 7-42. Зависимость параллельной реактивной проводимости штыря от глубины погружения его.

друга, в два из которых вводят штыри так, как это показано на рис. 7-44,а или б. Меняя глубину погружения штырей, получают точное согласование тракта. Взамен токопроволящих штырей в волновод можно вводить регулируемые диэлектрические штыри, которые обычно используются лишь в качестве регулируемых емкостей [Л. 5d].

7-7. КОРОТКОЗАМКНУТЫЕ ШЛЕЙФЫ

Короткозамкнутый шлейф, включенный в отрезок волновода, снабженный фланцами, образует Т-образную секцию (см. § 7-13), которая может быть использована как элемент волноводного тракта. Реактивное сопротивлешлейфа определяется, как ние указано в § 4-18. В зависимости от способа включения шлейфа он может создавать реактивное сопротивление, соединенное с основным трактом последовательно или параллельно [Л. 5f]. Наиболее часто применяемый способ включения в волновод короткозамкнутого коаксиального шлейфа показан на рис. 7-45. Как видно из рисунка, центральный проводник коакспальной линии удлиняется и соединяется с противоположной стенкой волновода. Расчетные параметры подобного устройства приведены на рис. 7-45. Два способа включения волноводных короткозамкнутых шлейфов показаны на рнс. 7-46. В первом случае включение шлейфа изменяет путь продольных токов, текущих по стенкам волновода (последовательное включение реактивного сопротивления; во втором случае шлейф вызывает изменение пути поперечных токов (параллельное включение реактнвного сопротивления).

Если поперечные размеры шлейфа столь малы, что в нем могут возбуждаться только апериодически затухающие поля (см. § 5-2), то с увеличением длины шлейфа / его входное реактивное сопротивление стремится к иекотоной граничной величине. которая зависит от



Рис. 7-45. Получение реактивной проводимости путем включения в волновод коаксиального шлейфа.



Рис. 7-46. Параллельное и последовательное включение волнозодных штейфов• 1

речных размерах шлейфа, достаточных для возбуждения в нем незатухающих воли (см. § 5-3), входное реактивное сопротивление шлейфа складывается из реактивного сопротивления, которое в зависимости от значения *l*

№ периодически изменяет свою величину, и

из реактивного сопротивления, обусловленного искажением поля в области входного отверстия, не зависящего от длины шлейфа *l*. Разфом могут быть между волноводом и шлейфом могут быть меньше размеров поперечного сечения шлейфа. Хорошая связь может быть достигнута также при использовании резонансной щели (см. § 7-8). При расчете шлейфа его обычно заменяют эквивалентным шестиполюсииком, как это описано в § 6-3.

7-8. СВЯЗЬ ДВУХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ ПРИ ПОМОЩИ ЩЕЛЕЙ

Два прямоугольных волновода, например, основной волноводный тракт и короткозамкнутый волноводный шлейф, могут быть связаны при помощи щели (рис. 7-51 и 7-52) [Л. 5 g]. Шели связи похожи на диафрагмы, описанные в § 7-4. У узких щелей резонанс наступает при длине щели, равной $\frac{\lambda_0}{2}$. Распре-



Рнс. 7-47. Электрическое полентоки в плоскости со щелью.

дсление тока и конфигурация поля в щели показаны на рис. 7-47. Уменьшение длины щели при сохранении ее резонансной частоты может быть достигнуто применением так называемой гантельной щели, показанной на рис. 7-48 [Л. 21 d].

В зависимости от местоположения и ориентации оси щели величина связи сильно изменяется; при этом по отношению к основному тракту щель может представлять собой как последовательное сопротивление, так и параллельную проводимость. На рис. 7-49 показан





Рис. 7-48. Гантельная щель.

Рис. 7-49. Щели, прорезанные в стенках волновода,

ряд щелей, прорезанных в волноводе и отличающихся друг от друга своим местоположением и ориентацией осей симметрии (ср. распределение токов, текущих по поверхности волновода, на рис. 5-32 и 5-33). Вследствие того, что щель (рис. 7-47) может возбуждаться только поперечными (пересекающими щель) токами, щели а и е (рис. 7-49) не пригодны для связи при данной волне, так как токи в стенках волновода идут параллельно этим щелям. Чем больше плотность поперечного тока, пересекающего щель, тем больше величина связи. Щели b, c и d обеспечивают сильную связь. Связь при помощи щелей f и g уменьшается с увеличением угла наклона. Щель, узкой прорезанная В стенке волновода (рис. 7-50), частично захватывает широкие



Рис. 7-50. Щель, прорезанная в узкой стеике волновода.

Рис. 7-51 Поперечная щель (последовательное соединение волноводов).





Рис. 7-52. Продольная щель (параллельное соединение волноводов).

стенки, чем обеспечивается требуемая резонансная длина щели.

Поперечиые щели, прорезанные в широкой стенке основного тракта (рис. 7-51), обеспечивают связь за счет продольных токов; при этом нагрузка, связанная при помощи щели с основным трактом, включена последовательно с этим трактом. В случае устройства, показанного на рис. 7-51,*a*, приведенная величина последовательного сопротивления, вносимого в основной тракт,

$$\mathbf{z} = K \mathbf{z}_{D} \tag{7-14}$$

зависит от коэффициента связи K и нагрузочного сопротивления \mathbf{z}_D , подключенного к концу D ответвления. При параллельном расположении волноводов (рис. 7-51, δ)

$$z = K (z_C + z_D),$$
 (7-15)

где **z**_C и **z**_D — сопротивления, подключенные к точкам С и D, трансформированные к точке расположения щели.

При равных волноводах с общей широкой стенкой коэффициент K=1 [Л. 21с].

При продольных щелях (рис. 7-52) проводимость нагрузки, пересчитанная на вход щели, подключается параллельно тракту. Приведенная проводимость, подключенная к тракту *A*—*B* (рис. 7-52,*a*),

$$\mathbf{y} = K \left(\mathbf{y}_C + \mathbf{y}_D \right). \tag{7-16}$$

Здесь y_C и y_D — трансформированные к щели проводимости нагрузок C и D. При щели, прорезанной в узкой стенке волновода (рис. 7-52,6), связь получается большей, чем при щели по рис. 7-52, а, так как плотность поперечных токов, текущих по узкой стенке, выше плотности поперечных токов широкой стенки [Л. 21b].

При устройстве, показаином на рис. 7-53, связь осуществляется за счет поперечных токов в стенке основного волновода A - B и продольных токов вспомогательного волновода C - D. Нагрузки, подключенные к концам C и D, трансформируются к щели, складываются Здесь как последовательно соединенные сопротивления и создают в основном волноводе приведенную проводимость

$$\mathbf{y} = K \left(\mathbf{z}_C + \mathbf{z}_D \right). \tag{7-17}$$

7-9. СОЧЛЕНЕНИЕ ВОЛНОВОДОВ РАЗНЫХ СЕЧЕНИЙ

При сочленении двух волноводов с различными сечениями [Л. 3 h, 5 h, 11, 12 d, 17, 18, 20], имеющих одинаковую ширину a, но разную высоту (b_1 и b_2) или одинаковую высоту b, н• разную ширину (a_1 и a_2), рассогласование, вызванное скачкообразным изменением волнового сопротивления тракта в плоскости сочленения, эквивалентно включению в этой плоскости параллельно тракту реактивной проводимости. В первом случае (рис. 7-54) эта реактивная проводимость имеет емкостный характер. Приведенная величина ее

$$\mathbf{y} = i \frac{b_2}{\lambda_{\rm B}} F \left[\left(\frac{b_1}{b_2} + \frac{b_2}{b_1} \right) \ln \frac{b_2 + b_1}{b_2 - b_1} + 2 \ln \left(\frac{b_2}{b_1} - \frac{b_1}{b_2} \right) \right].$$
(7-18)

Коэффициент F может быть найден из рис. 7-56. Так же как и у диафрагм (см. § 7-4), у волноводов с одинаковым скач.



Рис. 7-54. Скачкообразное изменение размера узкой стенки волновода.





Рис. 7.55. Скачкообразное изменение размера широкой стенки волновода.

Рис. 7-56. График для определения коэффициента *F*.

кообразным изменением высоты b, но имеющих различную ширину a, параллельная проводимость, обусловленная изменением размера b, одна и та же, если длина волны в волноводах $\lambda_{\rm B}$ одинакова. При скачкообразном изменении ширины волновода a (рис. 7-55) возникающее в плоскости скачка параллельное реактивное сопротивление имеет индуктивный характер [Л. 51]. Если необходимо произвести изменение поперечного сечения волновода, не вызвав скачка волнового сопротивление, по необходимо плавно изменять сечение, поддерживая постоянной величину



Рис. 7-57. Пирамидальный переход.

волнового сопротивления тракты Z, или согласно § 5-5 величину

$$\frac{a}{b} \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}.$$
 (7-19)

Этого можно достигнуть применяя перекод от одного сечения к другому пирамидальной формы (рис. 7-57). Если необходимо иолучить неотражающий переход между двумя волноводами с разными волновыми сопротивлениями, то следует изменять Z_L по экспоненциальному закону (см. § 6-15). Можно, например, размер *а* сохранять постоянным. *а b* изменять по закону

$$b = b_1 \left(\frac{b_2}{b_1}\right)^{\frac{x}{l}}.$$
 (7-20)

Возможны и другие варианты.

7-10. ВРАЩАЮЩИЕСЯ СОЧЛЕНЕНИЯ

Для перехода от неподвижных волноводов к вращающимся используют так называемые вращающиеся сочленения [Л. 3 i]. Во вращающемся участке во всех случаях должна быть возбуждена волна, обладающая аксиальной симметрией. Поэтому в качестве переходных секций используют либо коаксиальные



Рис. 7-58, Коаксияльное вращающееся сочленение между волноводами, располеженными перпендикулярно.



Рис. 7-59. Коаксиальное вращающееся сочленение между параллельными волноводами.







Рнс. 7-61. Подавление волны типа Н₁₁ посредством полуволнового шлейфа.

линии, либо круглые волноводы, возбуждаемые волной типа Eo1 (см. § 5-9). Два варианта вращающихся сочленений с коаксиальными переходными секциями показаны на рис. 7-58 и 7-59. В первом случае вокруг своей продольной оси вращается прямоугольный волновод, в котором вибратор, удаленный от торλ_в , возбуждает цовой стенки на расстояние 4 волну типа Н₁. Возбуждающее устройство аналогично симметрирующему горшкообразному контуру (см. § 6-18), используемому для перехода от коакснальной линии к симметричной. Во втором случае (рис. 7-59) верхний волновод вращается в плоскости, параллельной неподвижному волноводу. Возбуждающие устройства обоих волноводов здесь могут быть одинаковыми (ср. § 7-11). Вращающийся волновод может быть подключен к двум нагрузкам. В описанных устройствах коаксиальные переходные секции могут быть заменены круглыми волноводами, возбуждаемыми волной типа Eo1. Конструкция устройств при этом упрощается, так как отпадает необходимость точного центрирования внутренних проводников коаксиальных переходов. Схема подобного сочленения показана на рис. 7-60. Основное внимание здесь следует обратить на то, чтобы в области перехода, кроме основной волны типа E_{01} , не возбуждались паразитные волны, например типа Н₁₁. Подавление волн типа Н11 может производиться

при помощи полуволнового



Рис. 7-62 Возбуждение волны типа Ес.

щего контура, диаметр которого меньше диаметра круглого волновода (рис. 7-61). В точке перехода контур создает для волны типа H_{11} короткое замыкание. Другая кон-Струкция вращающегося сочленения показана на рис. 7-62. Здесь для возбуждения круглого волновода применена диафрагма, через которую пролущен штырь.

Бесконтактное сочленение вращающегося круглого волновода или коаксиальной линии с неподвижным прямоугольным волноводом осуществляется при помощи устройства, показанного на рис. 7-6.

7-11. ПЕРЕХОД ОТ КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ К ВОЛНОВОДУ

Для возбуждения в прямоугольном волноводе волны типа Но1 необходимо создать в направлении оси волновода компоненты магнитного поля (см. § 8-10). Простейший способ возбуждения волновода при помощи введенной внутрь тракта антенны показан на рис. 7-63. Если один конец волновода закорочен, а второй нагружен на согласованную нагрузку, то в волноводе распространяется бетущая волна при условии, что Длина возбуждающего стержня и расстояние от него до короткозамыкающей плоскости выбраны в соответствии с графиком, приведенным Ha рис. 7-63. Рис. 7-64 соответствует случаю нагрузки обоих концов волновода сегласеван-







Рис. 7-64. Расчет неотражающего перехода от коаксиальной линин к прямоугольному волнозоду.

ными с ним сопротивлениями. На этом рисунке показана зависимость входного сопротивления коаксиальной линии от длины волны.

Расчет перехода от коаксиальной линии к прямоугольному волноводу при волне H_{10} может быть произведен по графикам, приведенным на рис. 7-67 *а*, б и *в*. Здесь следует различать два случая. Если генератор подключен к коаксиальной линии (рис. 7-35), то



Рис. 7-65. Переход от коаксиальной линии к велноводу.

проводимость \mathbf{y}_L , приведенная к волновому сопротивлению Z_L коаксиальной линии, зависит от проводимостей \mathbf{y}_{10} и \mathbf{y}_{20} , кото, ые подключены к волноводу на расстолниях l_1 и l_2 от возбуждающего штыря. Величина приведенной проводимости

$$\mathbf{y}_{L} = -\frac{A(\mathbf{y}_{1} + \mathbf{y}_{2}) + jB}{jC(\mathbf{y}_{1} + \mathbf{y}_{2}) + 1}, \qquad (7-21)$$

где А, В и С'-постоянные, зависящие от параметров системы. Эти постоянные могут



Рис. 7-66. Переход от волновода к коаксиальной линии.



Рис. 7-67. Графики для определения коэффициентов А. В и С (рис. 7-65).

быть найдены из графиков рис. 7-67 a, b и s. Если генератор подключен к одному из концов волновода (рис. 7-66), то интерес представляет проводимость y_H , которая из коаксиальной линии трансформируется в волновод и оказывается подключениой к y_1 параллельно:

$$\mathbf{y}_H = \frac{\mathbf{y}_L + \mathbf{J}_B}{\mathbf{J}C\mathbf{y}_L + \mathbf{A}}; \tag{7-22}$$

А, В и С здесь те же самые постоянные, что и в ф-ле (7-21).



Рис. 7-68. Соединение коаксиальной линии с полым волиоводом.





Рнс. 7-69. Возбуждение волны типа *Н*₁₀ в прямоугольном волноводе симметричной линией.

Рис. 7-70. Возбуждение волны типа E₀₁ в круглем волноводе.



Рис. 7-71. Возбуждение волны типа E₁₂ в прямоугольном волноводе.

На рис. 7-68 показано еще несколько типов переходов от коаксиальной линии к волноводу при возбуждении в нем волны типа H_{10} . Для перехода с так назывлеемым «пуговичным» возбудителем (рис. 7-63,а) и возбудителем с поперечной опорой (рис. 7-68,б) расчетные данные и кривые согласования приведены в [Л. 3 k]. На рис. 7-69 показан переход ог двухпроводной симметричной системы к волноведу. Двухпроводная система оканчивается вибраторной антенной. Вибраторы возбуждаются в противофазе.

Все описанные выше переходы могут быть также применены для возбуждения волны типа H₁₁ в круглом волноводе (см. § 5-15). Устройство, показанное на рис. 7-70, предназначено для возбуждения волны типа E_{01} в круглом волноводе (см. § 5-9). Для возбуждения волны типа E_{12} может быть использовано устройство, приведенное на рис. 7-71. Кроме перечисленных переходов, в настоящее время разработано значительное количество устройств для возбуждения различных типов волн в волноводных системах [Л. 22, 31].

7-12. ФИЛЬТРЫ И ТРАНСФОРМАТОРЫ ТИПОВ ВОЛН

В ряде случаев требуется иметь вполне определенный тип волны. Так, например, для вращающихся сочленений требуются велны с аксиальной симметрией; для одновременной передачи двух сигналов по одному каналу необходимы волны типов H_{01} и H_{10} и т. д. На рис. 7-60, 7-61 и 7-62 показаны различные типы трансформаторов типов волн, которые служат для преобразования волны типа H_{ot} (прямоугельный волновод) в волну типа Е01 (круглый волновод). Переходное устройство от волновода с прямеугольным сечением, в котером распространяется волна типа Н10, к волноводу с круглым сечением, предназиаченнему для работы на волне типа H_{11} , показано на рис. 7-72. Для согласования устройства в него введен четвертьволновый трансформатор [Л. 3h].

Для трансформации волны типа H_{10} в волну типа H_{20} может быть применена система, показанная на рис. 7-73 [Л. 12 е].





Рис. 7-42. Переход ст прямоугольного волиовода (волна типа H₁₀) к круглому волноводу (волна тица H₁₁).

Рис. 7-73. Возбуждение волны типа H₂₀ волной типа H₁₀.

Волновые фильтры применяют главным образом с целью подавления нежелательных типов волн. Кроме того, имеется возможность

при помощи разных типов волн передавать по одному волноводу различную информацию и на приемном конце разделять ее при помощи волновых фильтров [Л. 22].



рис. 7-74. Заграждающий фильтр для волны типа H₀₁ с резонансиым кольцом.



Рис. 7-75. Заграждающий фильтр для волны типа Н₁₁ с четырьмя плейфами.



Рис. 7-76. Раздельный вывод волн типов H 10 и H:00 распространяющихся по прямоугольному волноводу.

Волновой фильтр, предназначенный для педавления в круглом волноведе волн типа H_{11} и для свебоднего пропускания осневной волны E_{01} , показан на рис. 7-61. Полуволновой запирающий контур, диаметр кеторего выбран так, что он пропускает только велну типа H_{11} , создает в точке возбуждения этой вслны (область перехода ог прямоугольного волновода к круглому) короткое замыкание: для волн типа L_{11} , в результате чего в круглем волна типа E_{01} .

Другая возможность отфильтрования нежелательных типов волн состоит в отражении этих волн от установленней в волноводе проволочной решетки, направление проводников ксторой совпадает с направлением линий электрического поля паразитной волны [Л. 12 е, 22, 24]. Так, например, если в круглом волноводе установлена проволочная решетка, состоящая из ряда концентрических колец, то волна типа E_{01} через нее свободно проходит, а волна типа H_{01} отражается. Через решетку выполненную из радиальных проводников, свободно проходит волна типа H_{01} и отражается волна типа E_{01} .

Фильтр, отражающий волны типа H_{01} и пропускающий волны типа E_{01} , может быть выполнен в виде резенансного кольца (рис. 7-74); действие фильтра аналогично действию устройства, показанного на рис. 7-60 (Л. 3 h). Установив по окружности круглого волновода четыре короткозамкнутых шлейфа, как это показано на рис. 7-75, и выбрав длину шлейфов равной $\frac{\lambda_n}{4}$ для волны типа H_{13} . В прямоугольном волноводе, можно отразить волну типа H_{11} .

Для распределения по нескольким каналам воли различных типов, одновременно распространяющихся по волноводу, используют устройства, аналогичные применяемым длявозбуждения соответствующих воли. На рис. 7-76 показано устройство для разделения воли типов H₁₀ и H₂₀, распространяющихся. одновременно по прямоугольному волноводу.

Вследствие малого затухания волн типа H_{01} в круглых волноводах их выгодно использовать для передачи иа большие расстояния. Однако эти волны неустойчивы и легко переходят в другей тип при наличии в волноведе каких-либо неоднородностей (например, изгибов). Пеэтому в гракте перед изгибом волну типа H_{01} трансформируют в волну типа H_{10} , в прямеугольном вольоводе, а затем за изги-

бом производят обратную трансформацию волны H_{10} в волну H_{01} в круглем велноводе. Таким образом, удается почти вдоль всего волновела поддерживать желательный тип волны [Л. 29, 30].

7-13. РАЗВЕТВЛЕНИЯ В ВОЛНОВОДАХ

Для направления энергии, проходящей по волноводу, в разные каналы обычно используют разветвления. Разветвления основного тракта могут быть включенными параллельно или последовательно друг относительно друга (см. § 6-3) [Л. 3 b, 5 k, 6 e, 12 f, 25 a]. Если вдоль волновода параллельно его широкой стенке установить проводящую пластину, как это показано на рис. 7-77, то поле волны поч-



Рис. 7-77. Последовательное разветвление с проводя, щей пластникой, параллельной широким стенкам волновода.

ти не претерпит искажений. При этом получится последовательное разветвление, т. е. трансформированные к точке разветвления приведенные нагрузочные сопротивления обеих ветвей будут здесь включены последовательно.





Рис. 7-78. Последовательное разветвление с Т-образной секцией.

Рис. 7-79. Конфигурация электрического поля в сечении последовательного разветвления.

Их сумма образует результирующее приведенное сопротивление нагрузки основного тракта. Распространяющаяся по тракту мощность де-

лится между разветвлениями в отношении $\frac{1}{b_2}$. Интенсивность отраженной от точки разветв-





Рис. 7-80. Параллельное раззетвление с Т-образной секцией.

Рис. 7-81. Т-образное разветвление с клином.



Рис. 7-82. Расчет последовательного разветвления.

ления волны зависит от толщины разделяюцей каналы проводящей пластины.

Т-образное разветвление, возбуждаемое со сгороны симметричного входа, показаннее на рис. 7-78, также относится к последовательным разветвлениям. Для компенсации рассогласования, возникающего при распределении волны по двум каналам, можне в главную ветвь включить индуктивную диафрагму, как это показане на рис. 7-78. Фазы электромагнитных колебаний, распространяющихся в разветвлениях, противопележны (рис. 7-79).

Параллельное разветвление, при котором происходит разделение продольных токов главного тракта, показано на рис. 7-80. От последовательного Т-образного разветвления оно отличается способом включения главного волновода. Для улучшения согласования в разветвлении обычно устанавливают диафрагму. Диафрагма может быть заменена клином (рис. 7-81), облегчающим процесс разделения поля.

Если воспользоваться эквивалентной схемой параллельного разветвления (рис. 6-19,6)



Рис. 7-83. Расчет параллельного разветвления.

и принять за симметричные ответвления плечи II и III, то оба трансформатора будут одинаковы и $K_1 = K_2 = K$. В этом случае при расчете простого последовательного Т-образного разветвления для определения коэффициента трансформации K и приведенной реактивной проводимости |y| можно воспользоваться графиком рис. 7-82, а при параллельном Т-образном разветвлении — графиком рис. 7-83.

7-14. РАЗВЯЗАННЫЕ РАЗВЕТВЛЕНИЯ

При наличии двух независимых один от другого источников волн, например, в мостовых или смесительных схемах используют ком-·бинироваиную последовательно-параллельную схему разветвления, так называемый «двойной тройник» («магическое Т»), приведенную на рис. 7-84 [Л. 2b, 5i, 6f, 21e, 25b]. Плечи С и D подобного тройника развязаны друг от друга. Если А, В и D имеют согласованные нагрузки, а колебания подводятся к плечу С, то энергия распределяется между плечами А и В, а в плечо D не попадает. Аналогично при возбуждении плеча D энергия делится между плечами А и В, но не попадает в плечо С. Указанные свойства двойного тройника объясняются характером распределения токов по поверхности стенок прямоугольного волновода при возбуждении его волной типа Н₁₀. Продольные токи, текущие по широкой стороне плеча С, могут, перейдя на широкие стенки плеч А и В, возбудить в этих плечах волну типа H₁₀. Ответвление D данные токи возбудить не могут, так как вследствие распределения этих продольных токов в плече С на середину широкой стенки плеча D токи не переходят. Если в тройник вводят какие-либо трансформирующие элементы (диафрагмы, штыри и т. п.), то необходимо весьма тшательно производить их установку с тем, чтобы не нарушить симметрию и не создать связи между плечами С и D. По этой же причине к точности изготовления двойных тройников предъявляют весьма жесткие требования.

Двойной тройник, состоящий из трех волноводных и одного коаксиального плеча, показанный на рис. 7-85, не имеет принципиальных отличий от чисто волноводного двойного тройника.

При использовании волны типа H_{11} двойной тройник может быть выполнен с круглым волноводом [Л. 26]. Связь основного круглого волновода с прямоугольными боковыми плечами осуществляется, как показано на рис. 7-72. Боковые плечи, установленные перпендикулярно друг относительно друга, взаим-



Рис. 7-84. Двойной тройник.



Рис. 7-85. Двойной тройник с коаксиальным плечом.

но развязаны вследствие различного направления поляризаций.

К схемам с развязанными плечами относятся также коаксиальные кольцевые мосты, описанные в § 6-13. В подобных схемах с успехом могут быть применены и волноводы.

7-15. НЕОТРАЖАЮЩИЕ НАГРУЗКИ И ОСЛАБИТЕЛИ (АТТЕНЮАТОРЫ)

Литература [Л. 2 с, 4, 12 g, 25 с, 28]. В волноводных поглощающих элементах в качестве магериала, обладающего большим сопротивлением, часто применяют гетинаксовые пластинки, покрытые с одной или обеих сторон слоем графитовой или угольной суспензии. Простейшее поглощающее устройство состоит из пластинки, покрытой слоем подобного материала, установленной в плоскости поперечного сечения волновода на расстоянии $\frac{\lambda_B}{4}$ от короткозамкнутого конца (рис. 7-86). Согласование достигается подбором толщины погло-





Рис. 7-86. Поглощающая пластинка, установленная поперек волновода

Рис. 7-87. Поглощающая пластинка, установленная вдоль волноведа.

щающего покрытия. Так как поглотитель установлен на расстоянии четверти длины волны от конца волновода (с пучности напряжения), поглощающая способность подобного устройства зависит от частоты. Большей широкополосностью обладает пластинка, установленная вдоль оси волновода (рис. 7-87). Еще



Рис. 7-88. Фконечная нагрузка с клинообразной чоглощающей пластин-

кой

Рис. 7-89 Оконечная нагрузка с клином из диэлектрика с потерями.

большей широкополосности можно достигнуть, заменив прямоугольную пластинку треугольной в устройстве, похожем на рупор (рис. 7-88, а также 2-27). В качестве поглотителя можно



Рис. 7-90. Оконечная нагрузка с клином из диэлектрика с потерями.





Рис. 7-91. Нерегулируеослабитель мый (аттенюатор).

Рис. 7-92. Регулируемый ослабитель (аттенюатор)

также использовать смесь из связывающего вещества с низкой диэлектрической проницаемостью и порошка высокочастотного железа. Аналогичный эффект дает смесь из песка и угольного порошка. Можно также использовать ферриты. Рекомендуются конструкции, в которых толщина поглощающего материала постепенно возрастает (клинья) (рис. 7-89 и 7-90). Подобные объемные поглотители рассеивают значительно большую мощность, чем пленочные. Ослабители, т. е. секции волновода, служащие для частичного поглощения проходящей энергии, не имеют принципиальных отличий от оконечных поглотителей. Для того чтобы ослабители не давали отражений в широкой полосе частот используют поглощающие вставки с плавным изменением их ширины (рис. 7-91). Если требуется в процессе работы



Рис. 7-93. Регулируемый ослабитель (аттеиюатор).

производить регулировку величины затухания, вносимого ослабителем в тракт, то применяют конструкции, в которых регулируется глубина погружения поглощающего элемента в полость волновода (рис. 7-92). Регулируемое затухание можно получить также путем перемещения поглощающих пластинок в направлении, перпендикулярном оси волновода (рис. 7-93). При установке поглощающих пластин по центру волновода величина затухания достигает максимума. По мере приближения пластин к боковым стенкам волновода затухание уменьшается, достигая минимума при отводе пластин к стенкам волновода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pomeroy A. F., Bell. Lab. Rec., 1953, 31, 104.

2a. Montgomery G. G., Techn. of mic-rowave measurements, New York, 1947, 14 (перев. см. п. 105 литературы разд. 4).

2b. То же, 515. 2c. То же, 139, 194, 720. 3a. Ragan G. L., Microwave transmis-sion circuits, New York, 1948, 193 (перев. см. п. 104 литературы разд. 4).

3b. То же, 433.

3c. То же, 203. 3d. То же, 211.

- 3e. То же, 654. 3f. То же, 285.
- 3g. То же, 215. 3h. То же, 361.
- Зі. То же, 406.
- 3k. То же, 341.
- 31. То же, 522

4. Meinke H. H., Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939-1946, 16. Abschn. 8.3.

5a. Marcuvitz N., Waveguide Handbook, New York, 1951, 312 (перев. см. п. 93 ли-

тературы разд. 5).

5b. To we, 218. 5c. To we, 243. 5d. To we, 266. 5e. To we, 257. 5f. To we, 336.

- 5g. То же, 351, 360.
- 5ћ. То же, 307.
- 5і. То же, 116, 386
- 5k. То же, 336. 51. То же, 296.

ба. Могепо Т., Microwave transmission design data, New York, 1948, 164.

- 6b. То же, 142.
- 6с. То же, 185.
- 6d. То же, 149.
- 6е. То же, 157.
- 6f. То же, 179

7. Elson N., Wireless Engr., 1947, 24, 44.

8. Schelkunoff S. A., Electromagne-tic waves, New York, 1943, 324. 9. Meinke H. H., Felder und Wellen

in Hohlleitern, München, 1949.

10. Buchholz H., Elektr. Nachr. Techn., 1939, 16, 73.

11. Peter R., Bull. schweiz. elektrotechn. Ver., 1947, 38, 586.

12a. Montgomery G. G., Dicke R. H., Purcell M. M., Principles of mic-rowave circuits, New York, 1948, 201 (nepes. см. п. 103 литературы разд. 4).

12b. То же, 162.

- 12с. То же, 171.
- 12d. То же, 188.

- 12е. То же, 334. 12f. То же, 283, 401. 12g. То же, 396. 13. Rice S. O., Bell. Syst. techn. J., 1949, 28, 334.

14. Меіпке H. Н., FTZ, 1951, 4, 431-435

15. Slater J. C., Microwave transmission, New York, 1942, 184 (перев. см. п. 101 литературы разд. 4).

16. Piloty R., Z. angew. Phys., 1949, 1, 441.
17. Macfarlane G. G., J. Instn. electr. Engrs, 1946, 93, 206. 18. Fränz K., Frequenz, 1948, 2, 227. 19. Tyrrel W. A., Proc. Inst. Rad.

Engrs, 1947, 35, 1294.

20. Whinnery J. R., Jannieson H. W., Proc. Inst. Radio Engrs, 1944, 32, 98.

21a. Watson W. H., The physical principles of wave-guide transmission and antenna systems, Oxford, 1947, 63. 21b. То же, 80. 21c. То же, 89. 21d. То же, 105. 21d. То же, 171

21е. То же, 171.

22. Vilbig, Zenneck, Fortschritte der HF-Technik, I, Leipzig, 1941, 187. 23. Mumford M. M., Proc. Inst. Rad.

Engrs, 1953, 41, 256.

24. Bronwell A., Beam R., Theory and application of microwaves, New York, 1947, 392. 25a. Huxley L. G. H., A survey of the

principles and practice of waveguides, Cambridge, 1947, 392.

25b. То же, 188. 25c. То же, 82. 26. Kongdon B. E., J. Brit. Instn. Ra-dio Eng., 1953, 13, 275.

27. Meinke H. H., FTZ, 1951, 4, 385. 28. Soutworth G. C., Bell. Syst. techn. J., 1936, 15, 284.

29. Miller S. E., Beck A. C., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1953, 41, 348. 30. Sheingold L. S., Convention Re-cord Inst. Radio Engrs, 1953, National Conven-

tion, 10, 17. 31. Bomke H., Gefahrt J., Einführung in die Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen, Stuttgart, 1959.

32. Печатные схемы сантиметрового диапазона, Сборник статей Изд. ИЛ, 1956. 33. Калинин В. И. и Герштейн

Г. М., Введение в радиофизику, ГИТТЛ, 1957, разд. III.

34. Ширман Я. Д., Радиоволноводы и объемные резонаторы, Связьиздат, 1959, гл. 8-10.

РАЗДЕЛ 8

КОАКСИАЛЬНЫЕ И ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

8-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О РЕЗОНАТОРАХ

Коаксиальные и объемные резонаторы являются полыми колебательными контурами, ограниченными замкнутой проводящей поверхностью. При введении в подобный контур небольшой активной мощности на резонансной или на близких к ней частотах внутри контура возникают весьма значительные напряженности магнитного и электрического полей. Резонатор снабжается устройством связи с питающим генератором. Резонансной кривой резонатора в общем случае называют кривую, выражающую зависимость напряженности электрического или магнитного поля в некоторой точке резонатора от частоты. Резонансная кривая, так же как и в обычных контурах, зависит от связи с генератором, от параметров генераторного устройства и от характера связанной с резонатором внешней нагрузки. Реактивная составляющая внешней нагрузки вызывает смещение резонансной кривой по частоте, а активная составляющая приводит к расширению полосы пропускания. С увеличением величины связи влияние внешней нагрузки возрастает. Только при очень слабой связи с нагрузкой и при генераторе, параметры кото-рого не зависят от частоты, форма резонансной кривой определяется исключительно свойствами самого резонатора.

Резонансная кривая одноконтурного полого резонатора аналогична резонансной кривой, привеленной на рис. 3-46. Резонансная частота есть частота, при которой резонансная кривая достигает максимума. Ширина полосы пропускания определяется как разность частот, при которых значение напряженности поля. соответствующее точке резонанса, уменьшается в V2 раз.

Добротность резонатора может быть опретелена как отношение резонансной частоты к ширине полосы пропускания, см. ур. (3-125).

В объеме, ограниченном проводящими стенками резонатора, в каждый данный момент заключена энергия магнитного поля, которая при заданной конфигурации поля может быть определена по известной плотности энергии магнитного поля wm. Каждый элемент объема резонатора dV содержит энергию

$$d\mathcal{W}_m = \mathcal{W}_m \, dV = \frac{1}{2} \, \mu H^2 \, dV. \qquad (8-1)$$

Сумма этих элементарных энергий дает общую энергию магнитного поля W_m , содержащуюся во всем объеме резонатора. В этом же объеме заключена и энергия электрического поля, которую можнонайти, зная плотность энергии w_e . В элементарном объеме dV заключена энергия

$$dW_e = w_e \, dV = \frac{1}{2} \, \varepsilon E^2 \, dV. \tag{8-2}$$

Сумма элементарных энергий dW_e дает общую энергию электрического поля резонатора W_e . Энергии магнитного и электрического полей не являются постоянными величинами и изменяются во времени, однако при резонансе сумма этих энергий постоянна. При этом происходит лишь непрерывный обмен между энергиями магнитного и электрического полей.

Резонатор, у которого в некоторые моменты времени $W_m = 0$ и вся энергия сосредоточивается в электрическом поле, равняясь величине $W_{e \text{ макс}}$, называется одноконгурным. В другие моменты времени у та. кого резонатора $W_e = 0$ и вся энергия переходит в энергию магнитного поля, равняясь величине $W_{m \text{ макс}}$. Одноконтурный резонатор не имеет принципиальных отличий от резонансного контура, описанного в § 3-12. Добротность подобного резонатора может быть определена по формуле

$$Q = \frac{\omega W_{\text{Make}}}{P}, \qquad (8-3)$$

где P — активная мощность, потребляемая резонатором [Л. 1, 1 а, 22 а, 23]. Входное сопротивление одноконтурного резонатора, которое через элемент связи подключается к выходу генератора, питающего резонатор, в области резонанса изменяется так, как это показано на рис. 8-16 [Л. 34, 42, 45, 52].

8-2. КОАКСИАЛЬНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Коаксиальный резонатор образуется из отрезка коаксиальной линии со стоячими волнами (рис. 8-1, а также § 4-18 и 4-19) путем замыкания обоих концов отрезка сопротивления-



Рис. 8-1. Коаксиальная ликия со стоячими волнами.

Ми должной величины, не потребляющими активной мощности. В узле тока (точка A на рис. 8-1) линию следует разомкнуть; в узле напряжения (точка B на рис. 8-1) линию слелует замкнуть накоротко. На выделенном таким образом участке картина распределения тока и напряжения при этом не изменится. Не произойдет изменения картины стоячих воли и в том случае, если линию разомкнуть в некоторой промежуточной точке (C или D на рис. 8-1), одновременно нагрузив ее реактивным сопротивлением

$$jX = -jZ_L \operatorname{tg} \frac{2\pi l_1}{\lambda} \,. \tag{8-4}$$

где l_1 — расстояние от точки включения реактивного сопротивления до ближайшего узла напряжения, расположенного в направлении другого конца резонатора. Таким образом, если, например, один конец резонатора (рис. 8-1) находится в левой стороне линии, а другой конец — в точке *C*, то его следует нагружать емкостью; если же другой конец лежит в точке *D*, то его следует нагружать индуктивностью. В качестве реактивных сопротивлений могут быть использованы отрезки однородных линий (см. § 4-18) [Л. 28, 32].

Примером простейшего и часто применяемого коаксиального резонатора может служить четвертьволновой отрезок коаксиальной линии, один конец которого замкнут накоротко. а второй разомкнут (рис. 8-2) [Л. 1, 2, 4, 14, 15]. Так как разомкнутый конец резонатора всегда оказывается нагруженным на емкость рассеяния (см. рис. 6-39, кривая $\frac{d_1}{D} = 0$), которую можно рассматривать как сосредото-

ченную емкость (рис. 8-6), то для получения резонанса на заданной частоте длина резонатора должна быть короче $\frac{\lambda}{4}$ на величи-

ну
$$\Delta_2$$
 (рис. 6-39, б, кривая $\frac{d_1}{a} = 0$) [Л. 4, 12].







Рис. 8-4. 3/4-волновый резонатор.

Длина коаксиального резонатора может быть выбрана равной $\frac{\lambda}{2}$. Такой резонатор. замкнутый накоротко с обоих концов, показан на рис. 8-3 [Л. 1, 8, 23, 36]. Полуволновый резонатор можно рассматривать как четвертьволновый резонатор, соединенный со своим зеркальным чизображением (линия симметрию S на рис. 8-3). Полуволиовый резонатор, обаконца которого разомкнуты, также обладает резонансными свойствами [Л. 1, 4].

Резонансы более высоких порядков показаны на рис. 8-4 и 8-5. В устройстве по рис. 8-2 может иметь место резонанс порис. 8-4, если длина линии $a = 3\lambda/4$. В общем случае для наступления резонанса длина таксго резопатора должна быть равна нечетно-



Рис. 8-5. Волновой резонатор.

му целому числу четвертей волн. В устройствепо рис. 8-3 может иметь место резонанс порис. 8-5, если длина линии $a = \lambda$. В общем случае резонанс в таком резонаторе наступает при длине его, равной целому числу полуволн. Таким образом, любой резонатор имеет бесконечно большое число резонансных частот. Кроме того, в коаксиальном резонаторе могуг возникать резонансы, соответствующие частотам высших (волноводных) типов волн (§ 8-8 и 5-18) [Л. 8].

В некоторых случаях используют коаксиальные резонаторы, один конец которых замкнут накоротко, а другой нагружен емкостью C, как это схематически показано на. рис. 8-6 [Л. 2, 4, 12, 13, 17, 18]. Длина резонатора a в этом случае при резонансе на основной частоте должна быть меньше $\lambda/4$ на величину Δ , причем

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \omega C Z_L. \tag{8-5}$$

Все вышеописанные резонаторы имеют. одинаковую добротность

$$Q=\frac{\pi}{\lambda a},\qquad (8-6)$$

Рис. 8-2. Четвертьволиовый резонатор.

Рис. 8-3. Полуволновый резонатор.



Рис. 8 б. Резонатор, нагружен ный емкостью.

которая не зависит от длины резонатора; коэффициент затухания о линии определяется, как указано в § 4-6; здесь принято, что потерями в короткозамыкающих пластинах или в заменяющих их реактивных сопротивлениях можно пренсбречь [Л. 2, 4, 16, 28, 29]. Добротность медного коаксиального резонатора, заксроченного с обоих концов (рис. 8-3) и заполненного воздухом, с учетом потерь в торчовых стенках может быть вычислена по ф-ле ч[Л. 8]

$$Q = \frac{13\,000\,\sqrt{\lambda}}{1 + \frac{\lambda}{2D} \cdot \frac{1 + \frac{D}{d}}{\ln \frac{D}{d}}};$$
(8-7)

здесь длина волны λ , внутренний диаметр внешней оболочки резонатора D и лиаметр центрального проводника d должны быть выражены в сантиметрах.

8-3. КОАКСИАЛЬНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ, НАГРУЖЕННЫЕ ЕМКОСТЬЮ (ГОРШКООБРАЗНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ)

Резонатор, эквивалентная схема которого приведена на рис. 8-6, закрытый со всех сторон проводящими стенками, часто называется горшкообразным резонатором. Подобный резонагор, выполненный из отрезка коаксиальной лянии, показан на рис. 8-7,а [Л. 1, 12, 13, 18]. Нагружающая резонатор емкость С образована концом центрального стержня и одной из торцовых стенок резонатора. Расчетные данные одного из таких резонаторов приведены на рис. 8-9. [Л. 12]. Если диаметр резонатора D увеличить, то при тех же емкости, внутреннем проводнике и резонансной частоте плина резонатора уменьшается [см. рис. 8-7,6 и ф-лу (8-5)], так как усиливается влияние емкости, нагружающей резонатор [Л. 1, 2 а, 4, 12]. На рис. 8-7 пунктиром показаны линии электрического поля. Как видно из рис. 8-7,а, при малых диаметрах резонатора конфигурация этих линий, за исключением участка, где включена сосредоточенная емкость, почти не отличается от конфигурации линий поля коаксиального тракта. По мере увеличения диаметра резонатора конфигурация линий поля изменяется (рис. 8-7 б и в), а когда длина резенатора а становится значительно меньше его диамегра D (рис. 8-7,г), линии поля направляются параллельно оси резонатора, выходя из одной и оканчиваясь на другой торцовой



Рис. 8-7. Коакснальные резонаторы, нагруженные емкостью (горшкообразные резонаторы).

стенке; коаксиальный резонатор превращается в цилиндрический объемный резонагор (см. § 8-8) [Л. 12, 16, 19, 20].

Уменьшение длины резонатора без изменения его диаметра может быть достигнуто путем увеличения сосредоточенной емкости С. Для увеличения С можно установить на конце центрального стержня диск, как это показано на рис. 8-8, a [Л. 2 a, 4, 12, 13]. Расчет емкости может быть произведен по графичам рис. 8-9 [Л. 12]. При большом расстоянии hот конца центрального стержня до торца резонатора величина Δ не зависит от h, так как личии поля при этом уже не достигают торцо-



Рис. 8-8. Горшкообрізные резонаторы с увеличенной емкостной нагрузкой.



Рис. 8-9. К определению резонансной частоты горшкообразного резонатора $\frac{d}{D} = 0.31; \frac{s}{D} = 0.063; a = \frac{\lambda}{A} - \Delta.$

вой стенки. Конфигурация поля для этого случая показана на рис. 5-22. При сравнительно низких резонансных частотах Δ не зависит от частоты, так как резонатор имеет чисто емкостную нагрузку. При более высоких частотах в нагрузке появляется индуктивная составляющая и Δ начинает зависеть от частоты [Л. 12]. Соединив вместе два таких коаксиальных резонатора и удалив у каждого из них одну торцовую стенку, можно получить симметричный горшкообразный резонатор с емкостной нагрузкой. Два варианта таких резонаторов приведены на рис. 8-8,6 и в. Удаленные торцовые стенки здесь показаны пунк-тиром. При объединении двух резонаторов в один резонансная частота не изменяется [Л. 29 с. 53].

Добротность. Коаксиальные резонаторы, показанные на рис. 8-7, нагруженные одинаковыми емкостями, имеющие одинаковый диаметр внутреннего стержня и одинаковую резонансную частоту, имеют максимальную добротность при a = D [Л. 18]. Для приближенного определения Q можно пользоваться ф-лой (8-6). При заданном D максимальное значение Q получается при $\frac{D}{d} = 3.6$, так как

в этом случае коэффициент затухания а коаксиальной линии минимален (см. рис. 4.9). В общем случае расчет Q ведут по ф-ле (8-3) [Л. 2a, 4]. При определении мощности потерь P, входящей в ф-лу (8-3), особое внимание следует обращать на потери в торцовых стенках, по которым проходит ток короткого замыкания. Если линию с любым поперечным сечением, конфигурация линий поля в которой совпадает с показанной на рис. 4-1 или рис. 4-2, замкнуть проводящей плоскостью, то плотность тока короткого замыкания, протекающего по ней в направлении линий электрического поля, будет обратно пропорцио-

17 Радиотехнический справочник.

нальна расстоянию х между соседними линиями поля. Сопротивление короткозамыкающей плоскости [Л. 4]

$$R_S = \rho' \frac{Z_L}{Z_0} = \rho' \frac{m}{n}, \qquad (8-8)$$

- где γ'— удельное поверхностное сопротивление по ур. (2-15); Z_L— волновое сопротивление за-
- мыкаемой линии; Z₀ = 120π ом — волновое сопротивление свободного пространства;
 - *т* и *п* коэффициенты, определение

которых приведено в § 4-1. Для коаксиального резонатора

$$R_{s} = \frac{p'}{2\pi} \ln \frac{D}{d}. \tag{8-9}$$

При расчете резонаторов пользуются условной величиной — «проводимостью потерь» G_k . Проводимостью потерь называют такую активную проводимость, которая, будучи включена в пучности напряжения $U_{\rm макс}$ (на рис. 8-6 параллельно C) между внешним и внутренним проводниками идеального резонатора без потерь, потребляет мощность, равную мощности потерь реального резонатора [Л. 29а, 32]:

$$G_{k} = \frac{2P}{U_{\text{MAKC}}^{2}}.$$
 (ö-10)

Для горшкообразного контура произвольного поперечного сечения, имеющего волновое сопротивление Z_L и нагрузочную емкость C, торцовые стенки которого не вносят потерь, величина G может быть найдена при известном значении погонного сопротивления R' (см. § 4-3) из выражения [Л. 4]

$$G_{k} = \frac{R'\lambda_{R}}{4\pi Z_{L}^{2}} [b + (1+b^{2}) \operatorname{arc} \operatorname{ctg} b] = \frac{R'\lambda_{R}}{4\pi Z_{L}^{2}} F_{1},$$
(8-11)

где λ_R — резонансная частота, $b = \omega C Z_L$, а F_1 может быть получено от кривой, приведенной на рис. 8-10. Для коаксналь-



Рис. 8-10. График для определения коэффициента F₁ в ур. (8-11).





Рис. 8-11. График для определения коэффициеьта F₂ в ур. (8-12).

ного горшкообразного контура, удельное поверхностное сопротивление которого равно р' [см. ур. (2-15)] [Л. 4, 18], можно из ур. (8-11) получить более простое выражение

$$G_{k}\left[\frac{1}{om}\right] = p' [om] \frac{\lambda}{D} F_{2}. \qquad (8-12)$$

Значение F₂ можно найти по графику, приведенному на рис. 8-11. В ϕ -ле (8-12) по-тери в торцовых стенках не учитываются. Кривая b = 0 на графике рис. 8-11 относится к ненагруженному р**е**зонатору (рис. 8-2). Остальные кривые относятся к резонаторам емкостной нагрузкой. Все эти кривые С имеют минимум и, таким образом, при заданном значении D каждой иагрузке соот-Л ветствует определенная величина при d' которой проводимость потерь минимальна (см. кружки иа кривых). Одновременно надо учитывать проводимость потерь, соответствующую сопротивлению торцовых стенок R_S [см. ур. (8-8)], которую определяют по ф-ле [Л. 4, 18]

$$G_{kS} = \frac{R_S}{\left(Z_L \sin \frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2} = \frac{R_S}{Z_L^2} (1 + b^2). \quad (8-13)$$

В ряде случаев с резонатором связывают нагрузку, поглощающую мощность, не рассеянную в потерях. Эта нагрузка также может быть заменена активной проводимостью, подключенной параллельно G_k [Л. 29а, 32]. Сумма всех этих проводимостей определяет ширину полосы пропускания резонатора.

8-4. СВЯЗЬ С КОАКСИАЛЬНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Во всех случаях, когда генератор находится вне резонатора, будем считать, что активная мощность подводится к резонатору



Рис. 8-12. Эквивалентные схемы связи резонатора с генератором и нагрузкой.

при помощи коаксиального кабеля (рис. 8-12,a). Конец кабеля снабжен соответствующим устройством связи. При введении этого устройства в резонатор кабель оказывается нагруженным на некоторое комплексное сопротивление Z, являющееся входным сопротивлением резонатора, пересчитанным ко входу устройства связи. Подводимая к резонатору энергия потребляется активной проводимо-стью потерь G_k [см. ур. (8-10)], связанной с резонансным сопротивлением контура R_k выражением $R_k = \frac{1}{G_k}$. Если к резонатору подключена нагрузка, то ее проводимость У 2 можно считать подключенной параллельно G_b. Если же генератор совмещен с резонатором, как это, например, бывает в электронных лампах), то его считают генератором тока с внутренней проводимостью У2 и то ком короткого замыкания 1_{k2} (рис. 3-13, б), подключенным параллельно \widehat{G}_k резонатора, как это показано на рис. 8-12, б. Часть мощ-ности, поступающей от генератора, потребляется в G_k, а оставшаяся часть — через устройство связи и кабель подводится к нагрузке, имеющей проводимость Ү1. Резонатор с элементом связи в этом случае можно рассматривать как четырехполюсник без потерь, одной парой зажимов которого является кабель, а второй парой — зажимы Gk. Достаточно поэтому рассмотреть одну из схем, приведенных на рис. 8-12, так как выводы для другой схемы могут быть после этого получены по правилам теории четырехполюсников (см. § 3-8).

При индуктивной связи кабель замыкают проволочной петлей, вводимой в резонатор так, чтобы ее плоскость F пронизывалась линиями магнитного поля резонатора (см., например, рис. 8-13). Петлю связи лучше всего помещать в такой точке резонатора, в котерой имеется пучность тока (рис. 8-1). Желательно, чтобы плоскость петли располагалась магнитного поля. перпендикулярно линиям Если между плоскостью петли и направлением магнитного поля имеется угол ф (рис. 8-13,6), то приближенно можно считать, что коэффициент взаимоиндукции между петлей и резонатором меньше, чем при перпендикулярном расположении пелли, на величину множителя



Рис. 8-13. Коаксиа вный резонатор с индуктивной связью.

sin ф. Коэффициент взаимоиндукции М может быть найден из соотношения

$$\mathbf{U} = j \boldsymbol{\omega} M \mathbf{I}, \qquad (8-14)$$

где I — ток резонатора в месте нахождения петли связи; U — индуктированное напряжение холостого хода на зажимах петли. Для коаксиального резонатора с малой площадью петли (рис. 8-13), установленной на среднем расстоянии r от оси резонатора, ко эффициент взаимоиндукции [Л. 4]

$$M[H2H] = 2 \frac{F[cM^2]}{r[cM]} \sin \varphi. \qquad (8-15)$$

На резонансной частоте (резонансная длина волны λ_R)

$$\omega M |om| = 377 \frac{r |cm^2|}{(\lambda_R [cm]) (r [cm])} \sin \varphi. \quad (8-15a)$$

Если петля установлена в резонаторе с произвольной формой поперечного сечения (рис. 4-1 или 4-2), то

$$M[\mu z \mu] = \frac{4\pi}{n} \cdot \frac{F[c \, m^2]}{x \, [c \, m]} \sin \varphi. \qquad (8-16)$$

где x — расстояние между двумя соседними линиями поля в области размещения петли



Рис. 8-14 Индуктивность петли связи. d. — диаметр провода петли связи.

[Л. 4]. Величнны *п* и *х* определяются, как указано в § 4-1.

Индуктивность петли связи L может быть определена по ф-ле (2-59). Результаты измерений приведены на рис. 8-14 [Л. 4], где дается зависимость вспомогательного коэффициента A от размеров петли. Зная A, определяют

$$L[H2H] = A(b_2[CM]).$$
(8-17)

Для петель связи, показанных на рис. 8-14, на Резонансной частоте

$$\omega L[o_{\mathcal{M}}] = 188A \frac{b_2}{\lambda_R}.$$
 (8-18)

Если петля связи введена в линию через ее цилиндрическую оболочку (рис. 8-15), то со-



Рис. 8-15. Связь с линией, нагруженной с обоих коицов.

противление на входе кабеля, присоединенного к петле (рис. 8-12, *a*), в соответствии с ур. (3-109), равно:

$$\mathbf{Z} = j\omega \mathbf{L} = \frac{(\omega M)^2}{\mathbf{Z}_2}, \qquad (8-19)$$

где $Z_2 = Z_{21} + Z_{22}$, т. е. является суммой трансформированных отрезками $l_1 + l_2$ в точку включения петли сопротивлений нагрузок Z_{11} и Z_{12} . Для схемы, приведенной на рис. 8-13, $Z_{11} = 0$, так как этот конец отрезка линии замкнут накоротко; Z_2 вблизи резонанса ведет себя как последовательный резонансный контур и на диаграмме полных сопротивлений последовательные изменения значения Z с частотой образуют окружность (рис. 8-16). Чем больше



Рис. 8-16. Окружности полных сопротивлений.

коэффициент связи, тем больше диаметр этой окружности. Окружность обходится по часовой стрелке, если при заданном резонаторе частота возрастает или если при заданной частоте в схеме на рис. 8-6 увеличивается С или а. Точка резонанса лежит на горизонталь-

ном диаметре. Полная расстройка резонатора соответствует точке D, причем Z=jωL. Особый интерес представляют точки A и

В на диаграмме рис. 8-16, соответствующие случаю равенства нулю реактивной состав-ляющей сопротивления Z. Выбором величины связи М и соответствующей настройкой резонатора можно получить чисто активное Z требуемой величины. В некоторых случаях последовательно с петлей включают конденсатор, выбранный так, что он с индуктивным сопротивлением петли јωL образует последовательный колебательный контур. В этом случае центр окружности полных сопротивлений совпадает с действительной осью [Л. 4, 21]; входное сопротивление чисто активно и может быть вычислено по ф-ле

$$R = R_k \left(\frac{\omega M}{Z_L \sin \frac{2\pi a}{\lambda_R}}\right)^2, \qquad (8-20)$$

где R_k — сопротивление потерь, включенное параллельно С (рис. 8-6), а Z_L — волновое сопротивление линии, из которой выполнен резонатор.

Емкостная связь с резонатором осуществляется путем введения кабеля, снабженного на конце диском связи, в область максимальных значений напряженности электрического поля резонатора, как это, например, показано на рис. 8-17 [Л. 2, 4, 23, 29b]. В этом случае сопротивление Z на рис. 8-12, а может быть определено из эквивалентной схемы рис. 8-17, б. Здесь С_А — емкость рассеяния между элементом связи и корпусом резонатора, C_k — емкость между элементом связи и внутренним стержнем резонатора, R_k — активное сопротивление резонатора в точке подключения нагрузочной емкости С. В этом случае сопротивление Z на диаграмме полных сопротивлений также описывает окружность, подобную показанной на рис. 8-16, но точка D расположена под действительной осью. Диаметр окружности полных сопротивлений равен R_k, и точки чисто активного сопротивления (А и В на рис. 8-16) могут быть определены из уравнения

$$R\left(R_{k}-R\right) = \left(\frac{1}{\omega C_{k}}\right)^{2}.$$
 (8-21)

Конструктивное выполнение гальванической связи с коаксиальным резонатором показано на рис. 8-18 [Л. 2, 4, 29 b]. Если размер s мал по сравнению с длиной волны и а' значительно меньше а, то при резонансе сопротив-





8-17. Емкостная связь.

связь.

ление Z чисто активно, и в первом приближении величина его может быть принята равной:

$$Z = R_k \left(\frac{\sin n \frac{2\pi a'}{\lambda}}{\sin n \frac{2\pi a}{\lambda}} \right)^2.$$
 (8-22)

Если размер s соизмерим с длиной волны, то соединение кабеля с резонатором можно рассматривать как разветвление линии (рис. 6-16). Гальваническая связь, пока-занная на рис. 8-18, может быть заменена емкостной связью C_k в той же точке, выполненной в виде двух дисков, как на рис. 8-17. При этом в ур. (8-21) сопротивление R_k заменяется величиной Z, найденной по ф-ле (8-22).

Связь линией. При размерах петли, соизмеримых с длиной волны (рис. 8-19), кроме магнитного поля, на величину связи начинает оказывать влияние и электрическое поле резонатора, что на рис. 8-19 отражено введением эквивалентной емкости C_k . Петля в данном

случае действует не как сосредоточенная индуктивность, а как отрезок короткозамкнутой линии, образованной самой петлей и внешней оболочкой резонатора. Расчет связи при этом базируется на теории связанных линий [Л. 25, 26]. Подобные устройства могут быть спроектированы для работы в ши-



Рис. 8-19. Связь лини-ей (смешанная индуктивно-емкостная связь).

роком диапазоне частот, внутри которого величина связи мало зависит [Л. 24, 25]. ОТ частоты

Связь с коаксиальным резонатором возможно также осуществить при помощи щелей (см. § 8-10) [Л. 13, 58].

8-5. НАСТРОЙКА КОАКСИАЛЬНЫХ **РЕЗОНАТОРОВ**

Изменение резонансной частоты может быть достигнуто изменением длины коаксиального резонатора или величины нагружающего его реактивного сопротивления. При использовании для подобных целей устройств с гальваническими контактами особое внимание следует обращать на то, чтобы в этих контактах не было излишних и особенно изменяющихся при настройке и не поддающихся учету потерь. Для узкополосных резонаторов, кроме того, весьма существенным является отсутствие свободного хода (люфта) в механизмах приводов и в подшипниках для обеспечения определенной и воспроизводимой резонансной частоты.

Короткозамыкающие поршни. Резонаторы, выполняемые на базе короткозамкнутых отрезков линий, могут настраиваться перемещением короткозамыкающего устройства [Л. 4, 29с, 34]. Короткозамыкающие поршни (плунжеры), два варианта конструктивного выполнения которых показаны и рис. 8-20 и 8-21, состоят из



Рис. 8-20. Короткозамыкающий поршень (плунжер).

трех основных частей: основания, заполняющего почти все пространство между внешним и внутренним проводниками резонатора, пружин, соединяющих основание с контактами, ч собственно контактов. В устройстве, показанном на рис. 8-20, действующая плоскость короткого замыкания (обозначенная пунктиром), расположена вблизи передней торцовой стенки основания поршия. Пружины совместно с внешним проводником резонатора образуют кольцеобразный шлейф, входное реактивное сопротивление которого при возрастании частоты увеличивается в соответствии с ур. (4-86) Через контакты протекает ток, который всегда больше тока короткого замыкания. При дли-

не шлейфа 👍 ток через контакты становится

весьма большим, потери в поршне резко возрастают и положение плоскости, соответствующей короткому замыканию, оказывается неопределенным. Вследствие подобных недостатков поршни, показанные на рис. 8-20. находят применение только на сравнительно низких частотах.

При падении волны на поршень, показанный на рис. 8-21,а, последний действует как отрезок короткозамкнутой линии длиной s с входным реактивным сопротивлением, определяемым ур. (4-86). Ток в контактах меньше тока короткого замыкания. Распределение 4, включая тока вдоль резонатора при s= участок, занимаемый поршнем, показано на рис. 8-21,б; ток в контактах равеи иулю [Л. 27] и изменение переходного сопротивления не сказывается на работе настраивающего устройства. Обесточенные контакты можно



Рис. 8-21. Короткозамыкающий поршень с контактом, смещенным на четверть дляны волны.



Рис. 8-22. Короткозамыкающий дросселированный поршень.

получить и при использовании устройства, показанного на рис. 8-22, в котором применен принцип, поясняемый рисунком 7-1 [Л. 27].

Известны конструкции неполностью замыкающих поршней, которые пропускают часть падающей волны. Волна, прошедшая через такое устройство, возбуждает находящийся за ним отрезок резонатора (a_1 на рис. 8-23). В некотором положении замыкающего устройства наступает резонанс на участке а₁. При этом резонирующий участок а1 оказывает сильное влияние на резонанс основного контура, образованного отрезком линии а и емкостью С. На рис. 8-23 пуиктиром показано изменение резонансной частоты основного контура при изменении длины а с помощью илеального короткозамыкающего поршня. Сплошной линией показано изменение частоты при использовании описываемого устройства. Точка Р соответствует собственному резонаису участка линии а1. В области этого резонанса добротность основного контура резко падает.

В ряде случаев используются емкостные поршни [Л. 4, 29 с, 53], в которых гальванический контакт между наружным и внутренним проводниками контура заменен достаточно большими емкостями между основанием поршня и проводниками резонатора. На рис. 8-24 показаны собственные резонансы короткозамкнутой на одном конце линии при перемещенин параллельной емкости C_s вдоль

эгой линии. Кривые а = -<u>т</u> λ_о и $a = - \overline{4}$ λ_о ха-



Рис. 8-23. Неполностью замыкающий поршень.



рактеризуют изменение резонансной частоты при идеальном короткозамыкающем поршие $(C_s = \infty)$. Кривые $a_1 = \frac{1}{2} \lambda_0$ и $a_1 = \lambda_0$ относятся к левому участку линии. Изменение резонансной частоты для контуров без потерь показано жирными линиями, а при учете потерь — пунктиром. Если участок a_1 вместо короткого замыкания нагружен согласозанным сопротивлением, то все паразитные резонансы исчезают [Л. 29с, 53].

Длину разомкнутого или нагруженного на емкость рассеяния конца линии можно изменять при помощи устройства, показанного на рис. 8-25,*a* [Л. 34, а, 52, 53]. Если применение скользящих контактов нежелательно, то можно использовать гофрированный стержень (рис. 8-25,*b*) [Л. 54] или емкостное настраивающее устройство, показанное на рис. 8-25,*b*



Рис. 8-25. Емкостная вастройка.

[Л. 24]. Для удобства настройки могут быть применены ввинчивающиеся стержни, однако использование резьбы в качестве гальванического контакта нежелательно [Л. 29с, 53]. Перестройка резонатора может производиться изменением расстояния между металлическими частями резонатора, находящимися в пучности электрического поля (переменный конденсатор), или же вытеснением линий магнитного поля из области пучности тока, что приводит к уменьшению распределенной индуктивности резонатора. Однако при использовании данного метода в элементах, вводимых в пучность тока, возникают большие поверхностные токи, что значительно снижает добротность резонатора, особенно при больших изменениях резонансной частоты. Весьма значительного перекрытия частотного диапазона можно достигнуть, выводя проводник из области максимальной напряженности электрического поля и одновременно вводя его в пучность магнитного поля, в результате чего уменьшаются и емкость и индуктивность резонатора [Л. 29с] (см. также о контурах типа «бабочка» [Л. 30, 31]).

8-6. ПРЯМОУГОЛЬНЫЕ ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Резонансные явления, описанные в § 8-2, наблюдаются не только в линиях с распределенными постоянными, но и в замкнутых с обоих концов отрезках волноводов, однако практическое значение имеют лишь устройства, в которых распределение узлов и пучностей соответствует рис. 8-3 и 8-5. Прямоугольный волновод, замкнутый с обеих сторон проводящими стенками, образует прямоугольный объемный резонатор с ребрами *a*, *b* и *c*, показанный на рис. 8-26. Резонатор настроен в резонанс, если вдоль ребра *с* укладывается целое число половин длины волны в волноводе (см. 5-3) [Л. 1 а, 2 b, 5, 6, 16 а, 22 а, 23, 24]. Если конфигурация поля в резонаторе соответствует волне типа H_{mn} (см. § 5-14) и вдоль ребра *с*



Рис. 8-26. Резонансные длнны волн прямеугольного резонатора с *a=2b*

укладывается р полуволн, то возбужденные в резонаторе колебания называют колебаниями типа Н_{тпр}. Резонансная длина волны при этом

$$\lambda_{R} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^{2} + \left(\frac{n}{b}\right)^{2} + \left(\frac{p}{c}\right)^{2}}}.$$
 (8-23)

При конфигурации поля в резонаторе, соответствующей конфигурации поля волны E_{mn} (см. § 5-8), и при числе полуволн, укладывающихся вдоль *c*, равном *p*, возникают колебания типа E_{mnp} , резонаисная частота которых может быть определена также по ф-ле (3-23). При колебаниях типа *E* может быть особый случай, когда p = 0; при этом $\lambda_R = -\lambda_k$ и согласно ур. (5-18) не зависит от *c*, $E_x = E_y = 0$, а E_z не зависит от *z*.

На рис. 8-26 показана зависимость резонансной частоты от с при колебаниях различного типа в прямоугольном резонаторе при a=2b. В целях получения однозначности возбуждения обычно в прямоугольных резонаторах используют только колебания типа H₁₀₁ в диапазоне стабильности волн типа H₁₀ (рис. 5-7) и при с<а. Эти колебания называют основным типом колебаний прямоугольного объемного резонатора. При необходимости работать вне области однозначности нежелательные резонансы часто могут быть устранены выбором такого устройства связи с генерато-ром, которое не возбуждает волн ненужных типов; кроме того, внутри резонатора могут быть размещены поглощающие элементы в таких точках, где они, не влияя на колебания нужного типа, создают значительное затухание колебаний ненужных типов [Л. 33].

Конфигурация поля в прямоугольном резонаторе при возбуждении в нем колебаний типа H_{101} показана на рис. 8-27 (конфигурация поля при колебаниях типа E_{110} не отличается от поля H_{101} , если обменены местами



Рис. 8-27. Конфигурация поля в прямоугольном резонаторе при возбуждении в нем колебаний типа Н 101-



Рис. 8-28. Токи проводимости в прямоугольном резонаторе при возбуждении в нем колебаний типа H_{101} .

обозначения сторон b и c). На рис. 8-27,6 показано распределение линий электрического поля, идущих параллельно ребру b. Изменение напряженности поля вдоль с имеет синусоидальный характер (рис. 8-27,а). На рис. 8-27, в показана конфигурация магнитного поля в плоскости, перпендикулярной линиям электрического поля. Линии электрического поля и соответствующие токи смещения, охватываемые линиями магнитного поля, концентрируются в центре резонатора. Достигнув проводящих поверхностей, токи смещения переходят в токи проводимости, путь которых пс стенкам резонатора показан на рис. 8-28. Как видно из рисунка, расходясь от центра верхней стенки, токи проводимости переходят на вертикальные стенки, а затем собираются к центру нижней стенки, где переходят в токи смещения (рис. 8-32,6). Амплитудные значения компонент поля при колебаниях типа H₁₀₁ (направление координатных осей показано на рис. 8-28):

 $E_{x} = E_{z} = H_{y} = 0$ независимо от значе. ния у:

$$E_{y} = AZ_{0} \frac{2a}{\lambda_{R}} \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi z}{c} \qquad (8-24)$$

$$H_x = A \frac{a}{c} \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi z}{c} \qquad (8-25)$$

$$H_z = A \cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi z}{c}, \qquad (8-26)$$

где A — произвольная постоянная, а Z₀ — волновое сопротивление свободного пространства, см. ур. (10-18). Поверхностная плотность тока на верхией и нижней стенках резонатора:

$$S'_{x} = A \cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi z}{c}; \qquad (8-27)$$

$$S'_{z} = A \frac{a}{c} \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi z}{c}.$$
 (8-28)

Поверхностная плотность тока на боковых стенках, лежащих в плоскостях x, y,

$$S'_{y} = A \frac{a}{c} \sin \frac{\pi x}{a}, \qquad (8-29)$$

а на боковых стенках, лежащих в плоскостях у; z,

$$S'_{y} = A \sin \frac{\pi z}{c}.$$
 (8-30)

Добротность. Чем больше объем резонатора, тем, в общем случае, выше его добротность [Л. 1a, 34]. Для колебаний типа H_{101}

$$Q = \frac{\lambda_R}{S} \frac{b}{2} \frac{(a^2 + c^2)^{\frac{5}{2}}}{\frac{c^3 (a + 2b) + a^3 (c + 2b)}{(c + 2b)}}, \quad (8-31)$$

коэффициент формы, не завися-
щий от единицы измерений

где *s* — эквивалентная толщина проводящего слоя [см. ур. (2-13)].

8-7. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Цилиндрический объемный резонатор может быть получен из круглого волновода путем замыкания его обонх концов проводящими плоскостями. Распределение стоячих волн при резонансе для случая, когда высота резонэтора *h* равна целому числу полуволи в круглом волноводе (см. § 5-3), аналогично показанному на рис. 8-3 нли 8-5 [Л. 1 a, 2 b, 5, 6, 16 a, 22 a, 23, 24]. Резонансная длина волны (в свободном пространстве)

$$\lambda_R = \frac{\lambda_k}{\sqrt{1 + \left(\frac{p\lambda_k}{2h}\right)^2}},$$
 (8-32)

где λ_k — критическая длнна волны данного типа (см. § 5-4), а p — число полуволн, укладывающихся вдоль h. При колебаниях типа H_{mnp} конфигурация поля в резонаторе подобна конфигурации поля в волиоводе при волне типа H_{mn} (см. § 5-17). При колебаниях типа E_{mnp} поле в резонаторе аналогично полю в волиоводе при волне E_{mn} (см. § 5-10). При колебаниях типа E возможен случай,



Рис. 8-29. Резонансные длины волн цилиидрического резонатора.

когда p = 0; при этом $\lambda_R = \lambda_k$, компоненты электрического поля в поперечном сечения резонатора отсутствуют, а остальные составляющие поля не зависят от *г*. Линии электрического поля в этом случае параллельны оси цилиндра. Зависимости резонансных частот цилиндрического резонатора от *h* для различных типов колебаний приведены на рис. 8-29.

Резонансные частоты могут быть также определены графическим способом, показанным на рис. 8-30 [Л. 33, 34]. Из ур. (8-32) получается выражение

$$\left(\frac{D}{\lambda_R}\right)^2 = \left(\frac{D}{\lambda_k}\right)^2 + \frac{p^2}{4} \left(\frac{D}{h}\right)^2, \quad (8-33)$$

где λ_k — при волнах типа H определяется из ур. (5-22), а при волнах типа E — из ур. (5-21). Зависимость величины $\left(\frac{D}{\lambda_R}\right)^2$ от $\left(\frac{D}{h}\right)^2$ графически изображается прямой, которая при $\frac{D}{h} = 0$ выходит из точки, соответствующей $\left(\frac{D}{\lambda_k}\right)^2$, и крутизна наклона которой определяется коэффициентом $\frac{F^2}{4}$.

Однозначность резонансной частоты может быть получена при возбуждении в резонаторе колебаний типа H_{111} на частотах, соответствующих области стабильной волны H_{11} в волноводе (см. § 5-20 и рис. 5-8) при $\frac{h}{D}$ <2. Однозначное возбуждение можно получить и при колебаниях типа E_{010} при



Рис. 8-30. График для расчета резонансных воли цилиндрического резонатора.

новения колебаний, длина волны которых λ₀ меньше 1,25*D*. С увеличением размеров резонаторов возрастает их добротность, поэтому часто возбуждают в резонаторах больших размеров колебания высших порядков, принимая меры к подавлению побочных резонансов, что обычно достигается путем выбора соответствующей связи с генератором и введением внутрь резонатора специальных демпфирующих устройств [Л. 33, 34].

Широко используются цилиндрические резонаторы с колебаниями типа E_{010} . Конфигурация электрического поля при этих колебаниях показана на рис. 8-31,6, конфигурация магнитного поля — на рис. 8-31,6, а изменение напряженности электрического и магнитного полей по диаметру цилиндра — на рис. 8-31,а. Амплитудные значения составляющих поля при колебаниях типа E_{010}

$$E_{z} = AZ_{0}J_{0}\left(4,8\frac{r}{D}\right); \qquad (8-34)$$

$$H_{\varphi} = A J_0' \left(4, 8 \frac{r}{D} \right), \qquad (8-35)$$

где A — произвольная постоянная, Z_0 — волновое сопротивление свободного пространства [см. ур. (10-18)], J_0 — бесселева функция нулевого порядка (см. рнс. 5-23 и 5-24).

Токи смещения, совпадающие по направлению с линиями электрического поля, переходят в токи проводимости, которые текут по 8-32,6). стенкам резонатора (рис. Ha рис. 8-32,а в перспективе показано распределение токов проводимости по стенкам волновода, причем ширина линий на рисунке пропорциональна плотности тока на поверхности резонатора. По мере удаления от центра верхней стенки плотность тока возрастает. В радиальном направлении плотность тока S, равна Н_т [см. ур. (8-35)]. Поверхностная плотность тока, текущего по цилиндрической поверхности S', постоянна и равна 0,52А.





Рис. 8-31. Конфигурация цилиндрического поля в резонаторе привозбуждении в нем колебаний типа *Е*оло-



Добротность. Формулы для расчета добротности цилиндрических резонаторов довольно громоздки [Л. 1а, 34], вследствие чего часто пользуются графиками [Л. 34]. При колебаниях типа H_{111}

$$Q = 0,206 \frac{\lambda_R}{s} \cdot \frac{\left[1 + 0,73\left(\frac{D}{h}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}}{1 + 0,22\left(\frac{D}{h}\right)^2 + 0,51\left(\frac{D}{h}\right)^3}.$$
(8-36)

При колебаниях Е.

$$Q = 0,38 \frac{\lambda_R}{s} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \frac{D}{h}}.$$
 (8-37)

При данном типе колебаний на частоте 3500 *Мги*, была достигнута добротность 17 000. При колебаниях типа *Н*₀₁₁

$$Q = 0,61 \frac{\lambda_R}{s} \frac{\left[1 + 0.17 \left(\frac{D}{h}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}}{1 + 0.17 \left(\frac{D}{h}\right)^3}.$$
 (8-38)

Во всех выше приведенных формулах s эквивалентная толщина проводящего слоя [см. ур. (2-13)]. При колебаниях типа H_{011} может быть получена особо высокая добротность. При колебаниях типов H_{0mn} максимальное значение Q получается при D=h [Л. 34]. По боковой цилиндрической стенке резонатора при колебаниях этих типов токи текут по окружностям, лежащим в плоскости поперечного сечения резонатора. Протекающие по торцовым стенкам токи проводимости образуют ряд концентрических окружностей. Конструкция настраиваемого резонатора показана на рис. 8-42. Добротность резонаторов при возбуждении в них колебаний типа H_{011} может достигать 50 000 на частоте 3 000 Mau и 20 000 на частоте 10 000 Mau [Л. 33]. Для получения более высоких добротностей в резонаторах возбуждают колебания высших порядков [Л. 33].

8-8. ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ ДРУГИХ ФОРМ

Типы колебаний в сферических резонаторах сходны с типами колебаний в цилиндрических резонаторах, описалными в § 8-7



Рис. 8-33. Сферический резонатор.



Рис. 8-34. Сферический резонатор с входящими конусамя.

(Л. 1 с. 22 а. 23, 25, 36, 40). Конфигурация поля в сферическом резонаторе при возбуждении в нем колебаний основного типа показана на рис. 8-33; она имеет сходство с конфигурацией полей, показанных на рис. 8-28 и 8-32, отличаясь направлением линий поля в соответствии со сферической формой оболочки резонатора. Резонансная длина волны при колебаниях даиного типа

$$\lambda_{p} = 1, 14D.$$
 (8-39)

Добротность сферического резонатора

$$Q = 0,32 \frac{\lambda_R}{s}, \qquad (8.40)$$

где s определяется по ур. (2-13).

Сферический резонатор с входящими конусами показан на рис. 8-34 [Л. 16 а, 36,



Рис. 8-35. Резонансяме длины волн цилиндрического резонатора с центральным стержнем.

37, 40]. Резонансная длина волны для основного типа колебаний

$$h_{p} = 2D.$$
 (8-41)

От угла Θ при вершине конуса резонансная длина волны не зависит. Линии электрического поля в подобном резонаторе расположены по окружностям, описанным из центра шара Конфигурация поля при основном типе колебаний подобна приведенной на рис. 8-37. Добротность достигает максимума при $\Theta=34^{\circ}$ и равна:

$$Q = 0, 11 \frac{\lambda_R}{s} . \tag{8-42}$$

Цилиндрический резонатор с центральным стержнем. При введении стрежня в цилиндрический резонатор конфигурация поля в нем значительно изменяется [Л. 2 b, 11, 18, 32, 36, 38, 39, 40]. Конструкция подобного резонатора показана на рис. 8-35, а конфигурация поля на рис. 8-7,*е*. Резонансная частота при введении стержня уменьшается по сравнению с полым цилиндром. Введение стержня создает емкостную нагрузку резонансной системы (рис. 8-36).

Изменение распределения Е и Н вдоль диаметра, обусловленное введением стержня, можно оценить, сравнив рис. 8-31, а и 8-36. Влияние стержня на резонансную частоту виднс из графика рис. 8-35 [Л. 36]. Приближенное значение добротности

$$Q = \frac{h}{s} \frac{1}{1 + \frac{h}{D} \frac{1 + \frac{D}{d}}{\ln D/d}}.$$
 (8-43)



Рис. 8-37. Цилиндрический резонатор, нагруженный емкостью.



Рис. 8-37. Цилиидрический резонатор с двумя сниметрично установленными стержнями.



Рис. 8-38. Торондальный резонатор.

На рис. 8-37 показан цилиндрический резонатор с двумя симметричными стержнями. Подобные резонаторы часто называют тороидальиыми. Если у резонаторов, показанных иа рис. 8-35 и 8-37, зазоры Δ равны, то в первом приближении можно считать, что их резонансные частоты одинаковы [Л. 11, 20]. Тороидальиый резонатор с большой сосредоточенной емкостью показан на рис. 8-38 [Л. 16 а]. Для приближенного резонатора можно пользоваться формулой

$$\lambda_R = 3,9d \sqrt{\frac{a}{\Delta} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{a}\right)^2} \right]}.$$
(8.44)

Коаксиальный объемиый резонатор [Л. 8, 34, 40]. В коаксиальном резонаторе, замкнутом с обеих сторон накоротко, колебания высших волноводных типов (см. § 5-18) могут вызывать резонансные явления, если длина резонатора кратна половине длины волны в волноводе. Для определения резонансной длины волны можно воспользоваться ур. (8-32),





Рис. 8-39. Плоский коаксиальный резонатор.

Рис. 8-40. Цилиндрический резонатор, нагруженный индуктивностью.

для критической длины волны — графиа ками на рис. 5-10. Типы колебаний здесь обозначаются так же, как и при цилиндрических резонаторах (см. § 8-7). При колебаниях типа E и здесь возможен случай, когда $\rho = 0;$ тогда $\lambda_R = \lambda_k$ и линии электрического типа поля располагаются параллельно оси резонатора. Особый интерес представляет возбуждение колебаний типа Е010 в резонаторе, имеющем столь малую высоту *h*, что колебания ти-па *H*₁₁₁ в нем возбудиться не могут. В этом случае резонатор имеет только одну резонансную частоту, и значение λ_R можно определить по кривой для волны типа Eo1 из графика рис. 5-10. Конструкция резонатора показана на рис. 8-39. При малом диаметре внутренний проводник ведет себя как индуктивность, нагружающая цилиндрический резонатор. Изменение напряженности поля вдоль диаметра резонатора с тонким внутренним проводником (стержнем) показано на рис. 8-40 [Л. 11].

В некоторых случаях применяют резонаторы с диэлектрическим стержнем [Л. 9, 11], резонаторы, заполненные диэлектриком (см. § 5-3 и 5-5), а также резонаторы других форм 'Л. 16, 34, 36, 37, 40].

8-9. НАСТРОЙКА ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Для изменения резонансной частоты объемного резонатора внутрь его вводят токопроводящий элемент. Если этот элемент вводится в пучность магнитного поля и вытесняет линии этого поля, то резонансная частота увеличивается; при введении элемента в пучность электрического поля резонансная частота уменьшается [Л. 10]. При одновременном и одинаковом воздействии на магнитное и электрическое поля изменения резонансной частоты не произойдет. Чем больше энергия поля в области введения настроечного элемента, тем более сильное влияние он оказывает на резонансную частоту контура. Незначительное изменение резонансной частоты можно получить путем механического изгиба стенок резонатора. Подобный способ настройки удобно применять для плоских резонаторов, показанных, например, на рис. 8-32 и 8-35. Сжимая резонатор с двух сторон (уменьшая высоту h), легко понизить резонансную частоту контура (Л. 41]. При использовании колебаний основного типа в резонаторах, показанных на рис. 8-27, 8-32 и 8-33, для уменьшения резонансной частоты в область наибольшей напряженности электрического поля вводят металлический стержень (рис. 8-48) [Л. 43, 48, 52]. На рис. 8-41 приведены результаты измерения резоиансной частоты цилиндрического резонатора с регулируемым стержнем, вводимым внутрь резонатора [Л. 11]. На этом рисунке через λ_{R0} обозначена резонансная длина волны резонатора без стержия, а через λ_p — резонансная длина волны при наличии стержня. Кривая / соответствует случаю, когда стержень установлен в центре цилиндра, кривые // и /// — случаю смещения стержня в радиальном направлении; эффективность его воздействия на резопансную частоту снижена. Кривая / V соответствует случаю, когда стержень находится возле боковой стенки и воздейст-



Рис. 8-41. Насуройка цилиндрического резонатора. стержнем.

$$\frac{d}{D} = 0.075; \ \frac{h}{D} = 0.09.$$



Рис. 8-42. Настраиваемый цилиндрический резонатор, в котором возбуждаются колебания типа Но11.

вует на магнитное поле; резонансная длина волны при этом уменьшается. Контакт между стержнем и стенкой резонатора может быть устроен, как описано в § 7-1 [Л. 44].

Резонансную частоту объемных резонаторов, выполненных из отрезков волноводов, закороченных с обеих сторон и имеющих дли-

ну p $\frac{1}{2}$, можно регулировать путем изме-

нения этой длины. Для регулировки длины резонаторов используют поршни, описанные в § 8-5. Поршень должен иметь контакт со стенками резонатора только в тех местах, где аксиальные токи стенок переходят на поршень. Так, например, при волне типа H_{10} в прямоугольном волноводе [см. § 5-12] аксиальные токи по узким стенкам (сторона b) не протекают, вследствие чего нет необходимости иметь контакт между поршнем и этими стенками. При волне типа H_{01} в круглом волиоводе (см. § 5-16) аксиальные токи вообще отсутствуют и поршень может не иметь контакта со стенками. На рис. 8-42 показан один из



Рис. 8-43. Цилин прический резонатор с радиальной проводящей пластиной, в котором зозбуждаются колебания типа Есло.

вариантов выполнения перестраиваемого резонатора, в котором устанавливаются колебания типа H_{011} [Л. 33—34а]. Изменение высоты резонатора h производится перемешением бесконтактного поршня. Кольцевой зазор в резонаторе подавляет все нежелательные резонансы с аксиальными составляющими тока, гак как они не могут без потерь замкнуться через поршень Для устранения отасности возбуждения колебаний в пространстве за поршнем к его задней стенке прикреплен диск, выполнием и за поглощающего материала.

Для изменения резонансной частоты можно внутрь резонатора вводить проводящую пластину. На рис. 8-43 показан резонатор с радиальной проводящей стенкой, возбуждаемый колебаниями типа E_{010} ; увеличение глубины погружения стенки приводит к повышению резонансной частоты [Л. 46].

8-10. СВЯЗЬ С ОБЪЕМНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

При резонансе на частоте колебаний основного типа (рис. 8-26, 8-31, 8-33, 8-35, 8-38), используя ур. (8-10), можно найти проводимость потерь G_k. При вычислении G_k используется напряжение U_{макс}, равное напряжению между концами той линии электраческого поля, линейный интеграл напряженности поля вдоль которой имеет наибольшее значение. Проводимость потерь считаем подключенной параллельно этой линии поля. В резонаторе с аксиальной симметрией поля точки подключения G_k лежат на оси проводимость симметрии резонатора. Эта потерь в идеальном резонаторе потребляла бы мощность, равную мощности потерь реального резонатора [Л. 16а, 32, 36, 47]. Эквивалентная схема резонатора с элементами связи приведена на рис. 8-12 Резонатор с элементами связи трансформируют G_b в сопротивление Z, зависящее от частоты

При индуктивной связи [Л. 42] на конце кабеля, соединяемого с резонатором, включают петлю, которую вводят в область максимальной напряженности магнитного поля и усганавливают так, чтобы линии магнитного поля пронизывали плоскость петли по возможности под прямым углом (рис 8-15). При колебаниях основного типа (рис. 8-26 и 8-31) петля может быть расположена у наружной стенки резонатора, как это показано на рис. 8-44. При установке петли в области малой напряженности магнитного поля величина связи уменьшается.

При емкостной связи удлиненный внутренний проводник коаксиальной линии, играющий роль стержня для связи, вводят в область максимальной напряженности электрического поля и устанавливают его по возможности параллельно направлению линий поля (рис. 8-44).

Связь линией. Если при емкостной или индуктивной связи длина элемента связи со измерима с длиной волны, возбуждаемой в резонаторе, то связь осуществляется при помощи как электрического, так и магнитного по-



Рис. 8-44. Виды связи резонатора с коаксиальной линией при колебаниях основного типа.

лей (смешанная связь) [Л. 52]. Если, как это показано на рис. 8-44, провод связи вместе с внутречней поверхностью резонатора образует короткозамкнутую линию с примерно постоянным по величине волновым сопротивле нием, то устройство называют связью линией.

Объемный резонатор можно связать с волноводом при помощи щелевой связи. Для этого резонатор устанавливают на волновод



Рис. 8-45. Щелевая связь.

и прорезают в общей стенке щель [Л. 48, 49]. Подобная связь цилиндрического резонатора, резонирующего на основной частоте (рис. 8-31) с прямоугольным волноводом волны типа H_{10} (см. § 5-12), показана на рис. 8-45. Резонатор устанавливается относительно волновода так, чтобы в области щели линии магнитного поля резонатора и волновода были направлены параллельно щели. Чем длиннее и шире щель, тем больше величина связи (см. § 7-8) [Л. 3, 33, 34].

Связь отверстием. Связь между объемным резонатором и волноводом можно осуществить с помощью круглого отверстия, через которое проникают линии электрического поля [Л. За, 48, 49]. На рис. 8-46 показан пример



Рис. 8-46. Связь отверстнем.

связи цилиндрического резонатора (рис. 8-31) с прямоугольным волноводом, в котором распространяется волна типа H_{10} . Резонатор и волновод располагаются так, чтобы их линии электрического поля в области отверстия связи были параллельны друг другу. Величина связи зависит от размеров отверстия и расположения его на поверхности волновода и резенатора. Чем ближе находится отверстие к области максимальной напряженности электрического поля резонатора и волновода, тем сильнее связь. При больших размерах отверстия связь осуществляется при помощи как магнитного, так и электрического полей одновременно (если линии магнитного поля направлены соответствующим образом [Л. 42 b].

8-11. ФИЛЬТРЫ ИЗ РЕЗОНАТОРОВ

Различают заграждающие фильтры, которые не пропускают только резонансную частоту и пропускают все остальные частоты, и пропускаю щие фильтры, которые пропускают только резонансную частоту и задерживают все остальные частоты.

Заграждающий фильтр [Л. 34] выполняется в виде резонатора, связанного с линией или волноводом, который на своей резонансной частоте создает или весьма большое сопротивление, включенное последовательно с трактом, или очень малое сопротивление, подключенное параллельно тракту. Фильтр с индуктивно (последовательно) связанным горшкообразным резонатором показан на рис. 8-47



Рис. 8-47. Горшкообразный резонатор как заграждающий фильтр в коаксиальной линии.

[Л. 21]. Проходящий через резонатор внутренний проводник коаксиальной линии может быть установлен так, что он совместно с внешней оболочкой резонатора образует огрезок линии с волновым сопротивлением, равным волновому сопротивлению коаксиальной линии; в результате включение резонатора не вызывает рассогласования основного тракта. При использовании в качестве фильтров резонаторов с высокой добротностью вполне достаточной оказывается даже очень слабая связь, которую можно осуществить при помощи щели или круглого отверстия (см. § 8-10). Также можно включать и объемные резонаторы; пример показан на рис. 8-45. Изменение подключенного через элемент связи полного сопротивления видно на рис. 8-16. Большое сопротивление, которое контур имеет при резонансе, можно трансформировать при помощи четвертьволнового отрезка линии в малое сопротивление; подобную систему можно использовать как заграждающий фильтр, подключив ее параллельно линии [Л. 52].

Для получения пропускающего фильтра линию от источника колебаний подключают к резонатору (см. § 8-4 или 8-10), соединенному с нагрузкой другим элементом связи. На



Рис. 8-48. Пропускающий фильтр в волноводе.

резонансной частоте и частотах, близких к ней, напряженность поля в резонаторе возрастает и нагрузка получает активную мощность от источника, за исключением той ее части, корасходуется на покрытие торая потерь в резонаторе. Чем больше связь с резонатором, тем шире полоса пропускания фильтра, тем менее эффективно его заграждающее действие вне полосы пропускания и тем меньшую долю проходящей мощности потребляет резонатор [Л. 34, 42, 43]. Коаксиальные резонаторы рассмотрены в [Л. 13, 21, 24, 34 а]. Объемные резонаторы рассмотрены в [Л. 34, 42, 52]. На рис. 8-48 показан прямоугольный волновод для волны типа Н₁₀, в который включен прямоугольный объемный резонатор, возбуждаемый на основной частоте. Резонатор с обенх сторон ограничен проводящими плоскостями, в которых прорезаны узкие щели. служащие для связи с волноводами. Применяя ряд таких резонаторов, включенных друг за другом и правильно связанных между собой, можно получить полосовой фильтр [Л. 43, 50, 51, 52, 57]. Полосовой фильтр может быть также собран из коаксиальных резонаторов [Л. 15, 21, 24, 58].

При помощи резонансных фильтров можно производить разделение частот. Для этой



Рис. 8-49. Разделение частот при помощи резонаторов-

цели связывают резонатор с трактом так. как это показано на рис. 8-47, и, присоединив к резонатору нагрузку, настраивают его на требуемую частоту. При этом на нагрузке выделяется мощность сигнала только той частоты, на которую настроен резонатор; сигиалы же других частот беспрепятственно проходят по основному тракту. Включив несколько таких устройств, можно избирательно питать несколько нагрузок. Для улучшения фильтрации вместо одиночных резонаторов иногда применяют полосовые фильтры коаксиального [Л. 24] или волноводного [Л. 52, 56] типа. Используют также фильтры из нескольких резонаторов, подключаемых к линии в одной точке. На рис. 8-49 показано устройство с двумя горшкообразными резонаторами, в щель между которыми введен элемент связи с линией от источника колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

l. Gundlach F. W., Grundlagen der Höchstfrequenztechnik, Berlin, 1950, Abschn. CII3.

la. To же, D112.

1b. То же, Е113.

2. Meinke H., Theorie der Hochfrequenzschaltungen, München, 1951, § 23.

2a. То же, § 37.

2b. То же, § 41.

3. Kaden H, Die elektromagnetische Schirmung in der Fernmelde- und Hochfrequenztechnik, Berlin, 1950, Abschn. CII. 3a. To we, DI.

4. Meinke H., Kurven, Formeln und Daten der a115 Dezimeterwellentechnik, Abschn. IX.

5. Schumann W. O., Elektrische Welien, München, 1948, Abschn. IX.

6. Borgnis F., Ann. Phys., 1939, 5, 35, 359.

7. Borgnis F., Z. Hochfrequenztechn., 1939, 54, 121.

8. То же, 1940, 56, 47-54.

9. То же, 1942, 59. 22.

10. Müller J., Z. Hochfrequentechn., 1939, 54, 157.

11. Meinke H., Z. Hochfrequenztechn. 1942, 69, 29-37.

12. Biersack J., Dissertation, T. H. München, 1949.

13. De Quervain A., Mitt. Inst. Hochrequenztechnik, ETH, Zürich, 1944, 3; Arch. elektr. Übertrag., 1947, 1, 241.

14. Borgnis F., Elektrotechn. Z., 1940, 61, 461.

15. Geiger M., Kleen W., Arch. techn. Messen V, 316-3.

16. Тегтал F. E., Radio engineers handbook, New York, 1943, § 3.16 (перев. см engineers п. 80 литературы разд. 3).

16а. То же, 3.34.

17. Nergard L. S., Salzberg B., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1939 27, 579-585. 18. Dällenbach W., Z. Hochfrequen-

techn., 1943, 61, 129.

19. Meinke H., Z. angew. Phys. 1943, 1, 509.

20. Barrow W. L., Mieher W. W., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1940, 28 184.

21. Pusch G., Fernmeldetechn. Z. 1952, 5, 262-268.

22. Bronwell A., Beam R., Theory and application of microwaves, New York, 1947, ch. X

22a. To же, XVII.

23. Ramo S., Whinnery J. R. Fields and waves in modern radio, New York, 1949, ch. X (перев. см. п. 91. литературы разд. 5).

24. Pusch G., Dissertation, T. H. München, 1951.

- 25. Bronder O., Fernmeldetechn. Z 1953, **6**, 475-480.
- 26. Karakash J. J., Mode D. E., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1950, 38, 48-52.

27. Weissfloch A., Z. techn. Phys. **1943**, **24**. 22.

28. Van Weel A., Philips Res. Rep., 1950, 5, 241.

29. Megla G., Dezimeterwellentechn Leipzig, 1952, Kap. VII (перев. см. п. 59). 29а. То же. VIII. 29b. То же, X. **Dezimeterwellentechnik**

29c. To me, XIII, XVI. 30. Karplus E., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1945, 33, 426.

31. Fricke H., Funk u. Ton, 1953, 7, 445-462.

32. Kleen W., M Stuttgart, 1952, Kap. 17. Mikrowellen-Elektronik,

33. Stinehelfer H. E., West. Union techn. Rev., 1952, 6, 85-91.

34. Montgomery C. G., Technique of microwave measurements, New York, 1947.

MIT-Serie, 11, ch. V (перев. см. п. 105 литературы разд. 4). 34а. То же, VI.

35. Stratton J. A., Electromagnetic theory, New York, 1941, § 9.24. 36. Moreno T., Microwave transmission

design data, New York, 1948, ch. XIII. 37. Hansen W. W. Richtmeyer R. D., J. appl. Phys., 1939, 10, 189–199. 38. Hansen W. W., J. appl. Phys., 1939,

10, 38-45.

39. Hahn W. C., J, appl. Phys., 1941, 12, 62 - 68.

40. Schelkunoff S. A., Elektromag-

netic waves, New York, 1943, ch. VIII. 41. Hamilton D. R., Knipp J. K., Kuper J. B. H., Klystrons and microwave triodes, New York, 1948, MIT-Serie, 7, § 18. 42. Montgomery C. G., Dicke R. H., Purcell E. M., Principles of microwave circuits, New York, 1948, MIT—Serie 8, § 7 (перев. см. п. 103 литературы разд. 4).

42a. То же, 8. 42b. То же, 14.

43. Hessel J., Goubau G., Battersby L. R., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1949, 37, 990-1000.

44. Casimir H. B. G., Philips Res. Rep., 1951, **6**, 162–182.

45. Fränz K., Elektr. Nachr.-Techn., 1944, 21, 8–12. 46. Poschenrieder W., Diplomarbeit,

T. H. München, 1949.

47. Borgnis F., Helv. phys. Acta, 1949, 12, 555-578.

48. Döring. H., Klein W., Elektro-techn. Z., 1952, 73. 5-9. 49. Kaden H., Z. angew. Phys., 1951,

3, 44.

50. Döring H., Klein W., Arch. elektr. Übertrag., 1952, 6, 47–57, 119–125 51. Klein W. Fernmeldetechn. Z., 1953,

6, 25-32.

52. Ragan G. L., Microwave transmis-

52. R a g a fi G. L., Microwave transmis-sion circuits, New York, 1948, MIT-Serie, 9, ch. X (nepes. cm. n. 104 πareparyps pa3g, 4). 53. Z i n k e O., Hochfrequenz-Messtech-nik, Ω Aufl., Leipzig, 1947, Abschn. K11. 54. P a r r y J. V. L., Proc. Inst. Electr. Engrs., III, 1951, 98, 303-311. 55. Savers M. Philips, techn. Pdech

55. Severs M., Philips techn. Rdsch., 1951, 13, 61-71.

56. Neu W., Mitt. Inst. Hochfrequenz-techn. ETH, Zürich, 1952, 16.

57. Mumford M. M., Bell Syst. techn. J., 1948, 27, 684-713.

58. Dishal M., Electr. Commun., 1953, **30**, **3**24-337.

59. Мегла Г., Техника дециметровых волн, перев. с немецкого под ред. Свисто-

ва Н. К., Изд. Сов. Радио, 1958. 60. Де-Бройль Луи, Электромагнитные волны в волноводах и полых резонаторах. Изд. ИЛ, 1948.

61. Гуревич А. Г., Полые резонаторы и волноводы, Изд. Сов. Радио, 1952. 62. Штейншлейгер В. Б., Явления

в электромагнитных резонаторах вблизи точек совпадения собственных частот, ДАН

СССР, 1949, LXV, № 5. 63. Штейншлейгер В. Б., Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах, Оборонгиз, 1955. 64. Плодухин Б. І

В., Коаксиальные диапазонные резонаторы, Изд. Сов. Радио. 1956.

65. Ширман Я. Д., Радноволноводы и объемные резонаторы, Связьиздат, 1959.

РАЗДЕЛ 9 АНТЕННЫ

9-1. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Поле излучения любой антенны, так же как и любой антенной системы, на большом расстоянии r от центра системы всегда может быть представлено в виде двух взаимноперпендикулярных векторов — электрического \vec{E} (измеряемого в d/M) и магнитного \vec{H} (измеряемого в a/M), перпендикулярных радиусувектору $\vec{r} = r \vec{r}_0$, проведенному из центра антенной системы. Три вектора \vec{E} , \vec{H} и \vec{r}_0 в этой последовательности образуют правую тройку. \vec{E} и \vec{H} в дальней зоне синфазны и связаны между собой соотношением

$$\vec{\mathbf{E}} = Z_0 |\vec{\mathbf{H}}|, \qquad (9-1)$$

где Z_0 — волновое сопротивление поля плоской волны в свободном пространстве [см. ур. (10-18)]. Только вблизи от антенной системы (в ближней зоне) поле, кроме поперечных компонент, имеет еще и радиальные, причем фазы отдельных компонент поля различны [см., например, формулу (9-13)] и векторы \vec{E} и \vec{H} уже не связаны между собой простым соотношением (9-1).

При заданном распределении электрических и (фиктивных) магнитных токов и зарядов векторы **E** и **H** можно найти с помощью векторных потенциалов **A** и **F** из раненства

$$\vec{\mathbf{E}} = -\operatorname{rot} \vec{\mathbf{F}} - j\omega\mu\vec{\mathbf{A}} + \frac{1}{j\omega\epsilon}\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{\mathbf{A}};$$
(9-2a)

$$\vec{\mathbf{H}} = \operatorname{rot} \vec{\mathbf{A}} - j\omega\varepsilon\vec{\mathbf{F}} + \frac{1}{j\omega\mu}\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{\mathbf{F}}.$$
 (9-26)

Векторные потенциалы А́и F́определяются интегралами

$$\vec{\mathbf{A}} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{-j\beta r}}{r} d\vec{\mathbf{p}}_e \quad \mathbf{H} \quad \vec{\mathbf{F}} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{-j\beta r}}{r} d\vec{\mathbf{p}}_m,$$
(J-3)

где r — расстояние от точки наблюдения до гочки истока, \vec{dp}_e — дипольный момент элемента электрического тока, \vec{dp}_m — дипольный

момент элемента магнитного тока. Несмотря на то что для расчета поля достаточно знать распределение электрических токов / и зарядов q и принциплально можно было бы не вводить магнатный векторный потенциал F, все же расчет некоторых антенных систем значательно упрощается, если воспользоваться понятиями "магнитный ток" и "магнитный заряд" или заменить электрические токи и заряды через эквивалентное распределение магнитных токов и зарядов. Так, например, можно заменить горизонтальный виток, обтекаемый током, вертикальным магнитным диполем, момент которого равен произведению тока на площадь витка. Определение магнитного тока можно получить, если записать уравнения Максвелла в симметричной форме:

$$\operatorname{rot} \vec{\mathbf{H}} = \varepsilon \vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{i}}_e; \operatorname{rot} \vec{\mathbf{E}} = -\mu \vec{\mathbf{H}} - \vec{\mathbf{i}}_m$$

или

$$\int \vec{H} \, \vec{ds} = \dot{\Psi} + I; \ \int \vec{E} d\vec{s} = - \dot{\Phi} - K; \quad (9.4)$$

здесь I и К — электрические и магнитные токи проводимости;

Ψ и Φ — соответствующие токи смещения.

Различие в знаках указывает на то, что $\int \vec{H} \, ds$ и I связаны между собой правилом правой руки, а $\int \vec{E} \, ds$ и K — правилом левой руки. В случае объемных токов с плотностью $\vec{i}: d\vec{p} = \vec{i} \, dv$ (dv — элемент объема). В случае линейных токов I: $d\vec{p} = I \, dl$. Поверхностные токи I_j возникают на граничных поверхностях при наличии на них скачков касательных компонент \vec{E} или \vec{H} .

При отражении волны, например, от металлической поверхности между касательной компонентой векгора \vec{H} (нормальная составляющая \vec{H} равна нулю, так как div $\vec{H} = 0$) и поверхностным током \vec{I}_{f} имеет место следующая связь:

$$\vec{\mathbf{l}}_{f} = [\vec{n} \ \vec{\mathbf{H}}], \qquad (9-5)$$

где n — нормаль к металлической поверхности, направленная в сторону вакуума.

Точно также любому скачку касательной компоненты \vec{H} на граничной поверхности соответствует поверхностный ток

$$\vec{\mathbf{I}}_{f} = [\vec{n} (\vec{\mathbf{H}}_{t2} - \vec{\mathbf{H}}_{t1})], \qquad (9-6)$$

где *п* направлена из области *I* в область 2. Аналогично, скачку касательной компо-

ненты **Е**можно сопоставить фиктивный магнитный поверхностный ток величины

$$\vec{\mathbf{I}}_{fm} = -\left[\vec{n}\left(\vec{\mathbf{E}}_{t2} - \vec{\mathbf{E}}_{t1}\right)\right] = \left[\left(\vec{\mathbf{E}}_{t2} - \vec{\mathbf{E}}_{t1}\right)\vec{n}\right]. \quad (9-7)$$

Введенные таким образом поверхностные электрические и магнитные токи дают возможность заменить любой участок волнового фронта волны суперпозицией двух слоев поверхностных токов—электрических

$$\vec{\mathbf{I}}_{fe} = [\vec{n} \ \vec{\mathbf{H}}] \tag{9-8}$$

и магнитных

$$\vec{\mathbf{I}}_{fm} = -\left[\overrightarrow{n \mathbf{E}} \right]. \tag{9-9}$$

Токи \vec{l}_{je} и \vec{l}_{jm} взаимно-перпендикулярны, как это видно из формул (9-8) и (9-9), причем

$$|\overrightarrow{\mathbf{I}}_{fm}|/|\overrightarrow{\mathbf{I}}_{fe}| = Z_0.$$

Подобная замена волнового фронта излучающими поверхностными токами применяется, например, при расчете диаграмм направленности рупоров, линзовых антенн, зеркал и поверхностных излучателей с непрерывным распределением токов.

Выражения (9-3) для потенциалов в случае поверхностных токов принимают следующий вид:

 $\vec{\mathbf{A}} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{-j\beta r}}{r} \vec{[n\mathbf{H}]} df$

И

18

$$\vec{\mathbf{F}} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{-j\beta r}}{r} [\vec{\mathbf{E}} \ \vec{n}] df \cdot \qquad (9-10)$$

Точка наблюдения

При больших расстояниях ro от точки наблюдения до центра антенны можно пренеб-

Рис. 9-1. К расчету векторов излучення. Радиотехнический справочник.

речь зависимостью интеграла от *г* в знаменателе. Тогда получаем (рис. 9-1):

$$\vec{\mathbf{A}} = \frac{Ne^{-j\beta r_0}}{4\pi r_0}; \quad \vec{\mathbf{N}} = \int e^{-j\beta;\cos\Psi} d\vec{\mathbf{p}}_e;$$
$$\vec{\mathbf{F}} = \frac{\vec{\mathbf{L}} e^{-j\beta r_0}}{4\pi r_0}; \quad \vec{\mathbf{L}} = \int e^{-j\beta r\cos\Psi} d\vec{\mathbf{p}}_m. \quad (9-11)$$

Векторы N и L называют векторами излучения. Найдя их, легко рассчитать напряженность поля, мощность и сопротивление излучения антенной системы.

Используя vp. (9-11) и сохраняя в (9-2) только члены, убывающие с расстоянием, как



Рис. 9-2. Компоненты электрического вектора в дальней зоне и вектор Пойнтинга.

1/r, получим для ди ф компонент полей Е и Н (рис. 9-2) выражения

$$\mathbf{E}_{\vartheta} = Z_{\mathfrak{o}} \mathbf{H}_{\varphi} = -j \frac{e^{-j\beta r_{\mathfrak{o}}}}{2\lambda r_{\mathfrak{o}}} (\mathbf{L}_{\varphi} + Z_{\mathfrak{o}} \mathbf{N}_{\vartheta});$$
$$\mathbf{E}_{\varphi} = -Z_{\mathfrak{o}} \mathbf{H}_{\vartheta} = -j \frac{e^{-j\beta r_{\mathfrak{o}}}}{2\lambda r_{\mathfrak{o}}} (\mathbf{L}_{\vartheta} - Z_{\mathfrak{o}} \mathbf{N}_{\varphi}). \quad (9-12)$$

Формулы (1-12) справедливы только для дальней зоны [Л. 1, 2, 4].

9-2. ДИПОЛЬ ГЕРЦА

Диполем Γ ерца называется излучающий элемент тока малой (по сравненню с λ) длины l и с постоянным вдоль всего диполя током (рис. 9-3).

Компоненты \mathbf{E}_r , \mathbf{E}_ϑ электрического и \mathbf{H}_e магнитного векторов поля излучения диполя Герца с током **1** и длиной $l(l \ll \lambda)$ определяются выражениями

$$\mathbf{E}_{r} = \frac{\frac{Z_{0}}{2\pi}Il}{r^{2}}\cos\vartheta\left(1+\frac{1}{j\beta r}\right);$$

$$\mathbf{E}_{\vartheta} = j\frac{\frac{Z_{0}}{2}I}{r}\frac{l}{\lambda}\sin\vartheta\left(1+\frac{1}{j\beta r}-\frac{1}{\beta^{2}r^{2}}\right);$$

$$\mathbf{H}_{\varphi} = j\frac{I}{2r}\frac{l}{\lambda}\sin\vartheta\left(1+\frac{1}{j\beta r}\right). \quad (9.13)$$

Если *l*, λ и *r* выразить в метрах, а *l* в амперах, то |E| и |H| получим в вольтах на метр ($\beta = 2\pi/\lambda$).



Рис. 9-3 Компоненты электромагнитного поля диполя Герца.

Для поля в дальней зоне получим, отбра сывая члены, содержащие 1/r² и 1/r³:

$$E_{\vartheta} = j \frac{\frac{Z_{\bullet}}{2}I}{r} \frac{l}{\lambda} \sin \vartheta;$$

$$H_{\varphi} = j \frac{I}{2r} \frac{l}{\lambda} \sin \vartheta = \frac{E_{\vartheta}}{Z_{\bullet}}.$$
 (9-14)

Как и следовало ожидать, Е и Н синфазны; отношение их равно волновому сопротивлению поля плоской волны в свободном пространстве Z₀.

9-3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Поляризация характеризует закон изменения направления и величины электрического вектора электромагнитной волны. Поляризация линейна, когда конец электрического вектора перемещается по прямой. В зависимссти от ориентации относительно поверхности земли линейная поляризация является вертикальной или горизонтальной.

линейно-поляризованные Две волны. электрические векторы которых имеют равные амплитуды, направленные взаимно-перпендикулярно и сдвинутые по фазе на 90°, образуют волну, поляризованную по кругу. Конец электрического вектора перемещается при этом по окружности. В зависимости от наразличают правления перемещения правовращающуюся или левовращающуюся круговые поляризации. В первом случае направление вращения и направление распространения волны образуют правый винт и наоборот. Если амплитуды двух компонент электрического вектора не равны или сдвиг фаз между ними не равен 90°, то волна будет эллиптически поляризована, причем эллипс поляризации может быть произвольно ориентирован. Эллиптически поляризованная волна может быть составлена из двух волн с круговой поляризацией, имеющих противоположные напряжения вращения и неравные амплитуды.

9-4. ВЕКТОР ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ (ВЕКТОР ЛОЙНТИНГА)

Интенсивность излучения. Комплексный вектор Пойнтинга S определяется формулой

$$\vec{S} = \frac{1}{2} [\vec{E} \vec{H}^*], \qquad (9-15)$$

$$\vec{S}_r = \operatorname{Re} \frac{1}{2} [\vec{E} \vec{H}^*] = \frac{1}{4} ([\vec{E} \vec{H}^*] + [\vec{E}^* \vec{H}]), \quad (9-16)$$

определяет среднюю за период активную мощность, переноси_{Мую} полем через единицу площади в направлении $\vec{S_r}$. Аналогично, мнимая часть комплексного вектора Пойнтинга определяет поток реактивной мощности [Л. 1, 2, 4, 6].

На большом расстоянии от центра антенны, т. е. в дальней зоне, вектор Пойнтинга чисто вещественен, направлен вдоль радиусавектора *г* (рис. 9-1 и 9-2) и равен по величине

$$|\vec{S}| = \frac{\frac{1}{2} |\vec{E}|^2}{Z_0} = Z_0 \frac{1}{2} |\vec{H}|^2.$$
(9-17)

При этом активная излучаемая мощность определяется интегралом

$$P = \int \vec{S} d\vec{j} = \int \vec{Sr}^2 d\Omega = \int \vec{U} d\Omega, \quad (9-18)$$

где $dQ = \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi$ — элемент телесного угла (рис. 9-4).



Рис. 9-4. Сферическая система координат.

Величина $U = Sr^2$ называется интенсивностью излучения. Она равна активной мощности, которая излучается в единицу телесного угла.

9-5. МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Комплексную мощность излучения P антенны или антенного устройства получим, интегрируя комплексный вектор Пойнтинга \vec{S} по замкнутой поверхности F, охватывающей антенную систему:

$$\mathbf{P} = \int_{(F)} \vec{\mathbf{S}} \, \vec{dj}. \tag{9.19}$$

Используя уравнения Максвелла, получим комплексную теорему Пойнтинга, выражающую баланс мощности:

$$\mathbf{P} = \int_{(F)} \vec{\mathbf{s}} \vec{\mathbf{d}} \vec{j} = \int_{(F)} \frac{1}{2} [\vec{\mathbf{E}} \vec{\mathbf{H}^*}] d\vec{j} =$$
$$= P_w - P_v + j [P_b - 2\omega (W_m - W_e)], \quad (9-20)$$

Вещественная часть комплексной мощности излучения равна разности между подведенной к антенной системе активной мощностью P_w , и мощностью омических потерь P_v , выделяемой внутри охватывающей антенную систему замкнутой поверхности. Мнимая часть комплексной мощности излучения равна разности между подведенной реактивной мощностью P_b и умноженной на 2 ω разностью $(W_m - W_e)$ средних за период значений магнитной и электрической энергии поля, запасенных внутри поверхности F.

Если поверхность F взять в виде бесконечно удаленной сферы (K), то векторы \vec{E} и \vec{H} находятся в фазе и вектор Пойнтинга становится вещественным. Подводимая реактивная мощность равна:

$$P_b = 2\omega \left(\mathcal{W}_m - \mathcal{W}_e \right). \tag{9-21}$$

Для активной мощности (в отсутствие потерь подводимая мощность равна излученной), получим:

$$P = P_{w} = Z_{0} \int_{(K)} \frac{1}{2} \left| \overrightarrow{\mathbf{H}} \right|^{2} df =$$
$$= Z_{0} r_{0}^{2} \frac{1}{2} |\mathbf{H}_{0}|^{2} \int_{(K)} \frac{\left| \overrightarrow{\mathbf{H}} \right|^{2}}{\left| \overrightarrow{\mathbf{H}}_{0} \right|^{2}} d\Omega, \qquad (9-22)$$

где Но — напряженность магнитного поля в некотором направлении фо, Фо;

 $d\Omega = \frac{1}{r^2} dj = \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi$ — телесный угол,

опирающийся на элемент поверхности df.

Для диполя Герца, например,

$$P = \frac{8\pi}{3} r_0^2 Z_0 \frac{1}{2} |\vec{\mathbf{H}}_0|^2, \qquad (9-23)$$

где **Н**₀ — напряженность поля в экваториальной плоскости диполя.

Если напряженности поля \vec{E} и \vec{H} выразить согласно формуле (9-12) через векторы излучения \vec{N} и \vec{L} , то для активной излучаемой мощности получим:

$$P = \int_{(K)} \frac{1}{2} [\vec{\mathbf{E}} \ \vec{\mathbf{H}^*}] df = \int_{(K)} \frac{1}{2} (\mathbf{E}_{\vartheta} \mathbf{H}_{\varphi}^* - \mathbf{E}_{\varphi} \mathbf{H}_{\vartheta}^*) df =$$
$$= r_0^2 \frac{1}{2} \int_{(K)} (\mathbf{E}_{\vartheta} \mathbf{H}_{\varphi}^* - \mathbf{E}_{\varphi} \mathbf{H}_{\vartheta}^*) d\Omega = \int_{(K)} U d\Omega, \quad (9-24)$$

где

18*

$$U = \frac{1}{4\lambda^2} Z_0 \frac{1}{2} (\mathbf{N}_{\vartheta} \mathbf{N}_{\vartheta}^* + \mathbf{N}_{\varphi} \mathbf{N}_{\varphi}^*) + \frac{1}{4\lambda^2} Z_0 \frac{1}{2} (\mathbf{L}_{\vartheta} \mathbf{L}_{\vartheta}^* + \mathbf{L}_{\varphi} \mathbf{L}_{\varphi}^*) + \frac{1}{2\lambda^2} \frac{1}{2} (\mathbf{N}_{\vartheta} \mathbf{L}_{\varphi}^* - \mathbf{N}_{\varphi} \mathbf{L}_{\vartheta}^*) =$$
$$= U_{11} + U_{22} + 2U_{12}. \qquad (9-25)$$

При интегрировании по бесконечно удаленной сфере можно найти только вещественную часть комплексной мощности излучения. Если же поверхность интегрирования стянуть до поверхности антенной системы, то для мощности излучения получим выражение

$$\mathbf{P} = -\int_{(\mathbf{A}\mathbf{H}\mathbf{T}\mathbf{e}\mathbf{H}\mathbf{H}a)} \frac{1}{2} [\vec{\mathbf{E}} \ \vec{\mathbf{H}^*}] \ \vec{d}_{I}, \qquad (9.26)$$

вещественная часть которого представляет активную, а мнимая — реактивную мощности, излучаемые антенной. В случае антенны, состоящей из N линейных излучателей, интегрируя по поверхности *n*-го излучателя длиной l_n , получим формулу для излучаемой им мощности:

$$\mathbf{P}_{n} = -\frac{1}{2} \int \mathbf{E}_{n} \mathbf{I}_{n}^{*} dl \qquad (9-27)$$

(согласно закону полного тока $2\pi r \mathbf{H}_{n}^{*} dl = = \mathbf{H}^{*} df = \mathbf{I}_{n}^{*} dl$). \mathbf{E}_{n} — касательная компоневта напряженности поля на поверхности *п*-го излучателя, создаваемая всеми *N* излучателями,

$$\mathbf{E}_n = \mathbf{E}_{n1} + \mathbf{E}_{n2} + \dots + \mathbf{E}_{nN}$$
, (9-28)

 l_n^* — комплексно-сопряженное значение тока в *n*-й антенне [Л. 6].

9-6. СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Сопротивление излучения антенны или антенной системы определяется так же, как сопротивление любой другой нагрузки, равенством

$$P = \frac{1}{2} \mathbf{I} \mathbf{I}^* R = \frac{1}{2} |\mathbf{I}|^2 R, \qquad (9-29)$$

где I — амплитуда тока, текущего в антенну; P — активная часть излучаемой мощности. Так, например, для диполя Герца, исполь-

зуя ур. (9-23), получим (см. табл. 9-1):

$$R [OM] = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2.$$
 (9-30)

В случае сложных антенн с неравномерным распределением тока и антенных решеток величина сопротивлення излучения, рассчитанного по фле (9-29), зависит от того, к какому току I оно отнесено. Различают, например, сопротивления излучения, отнесенные к току в точке питания, к пучности тока, к току в основании или к пучности напряжения в антенне.

В случае антенных систем, состоящих из *N* элементов, можно ввести, в соответствии с определением ур. (9-29), понятня сопротивления излучения *n*-го элемента, взаимного сопротивления двух элементов *n* и *m* и сопротивления излучения всей системы. Пусть I_{a1}; I_{a2}; ...; I_{aN} — токи в отдельных элементах антенной системы. Комплексную мощность

₩₂ α/π.	Тип антенны	Распределение тока	Коэффициент направленного действия D или выигрыш G ₀	Эффективная поглощающая площадь антенны F	Действующая высота антенны 1 ₂₀
1	Ненаправленная ан- тенна		1	$\frac{\lambda^2}{4\pi}$	
2	Диполь Герца с ем- костями по концам		1,5	$\frac{3\lambda^2}{8\pi}$	l
3	Короткий вибратор на идеально проводя- щей земле и с верхней емкостиой нагрузкой		3	$\frac{6\lambda^2}{8\pi}$	h
4	Короткий диполь без емкостиых нагрузок по концам		0,375	$0,375\frac{\lambda^2}{4\pi}$	$\frac{l}{2}$
5	Короткий вибратор на идеально проводя- щей земле без верхней емкостной нагрузки		0,75	$0,75 \frac{\lambda^2}{4\pi}$	$\frac{h}{2}$
6	Полуволновый виб- ратор		1,64	1,64 $\frac{\lambda^2}{4\pi}$	$\frac{\lambda}{\pi}$
7	Четвертьволновый вибратор на идеально проводящей земле	7/7	3,28	$3,28\frac{\lambda^2}{4\pi}$	<u>λ</u> 2π
8	Малая одновитковая рамка в свободном пространстве	Рамка любой фор- мы, площадь F	1,5	$\frac{3\lambda^2}{8\pi}$	$\frac{2\pi F}{\lambda}$
9	Волновой вибратор		2,4	$2, 4\frac{\lambda^2}{4\pi}$	
10	Бивибратор		1,64	$1,64\frac{\lambda^2}{4\pi}$	$\frac{2\lambda}{\pi}$
11	Полуволновая щель (одностороннее излу- чение)		3,28	$3,28\frac{\lambda^2}{4\pi}$	

Таблица 9-1

Сопротивление излуче-	Напряженность поля в направлении главного максимума излучения, мв/м			Напряженность поля в на- правлении главного макси мума излучения	
ния антенны R [ом]	г [км] Р [вт]	r [ки] Р [квт]	г [кч] ток I [и]	$\frac{\partial G}{\partial m} = 1 \frac{M K B}{M}, r [KM]$	
	$\frac{\sqrt{30P}}{r}$			$74,8+10 \lg P = 20 \lg r$	
$\delta 0\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$	$\frac{31^{\prime}\overline{5}V\overline{P}}{r}$	$\frac{212\sqrt{P}}{r}$	$60 \frac{\pi}{\lambda} \frac{1}{r} Il$	76,6 + 10 lgP — 20 lg r	
$160\pi^2\left(rac{h}{\lambda} ight)^2$	$\frac{3\sqrt{10}\sqrt{p}}{r}$	$\frac{300\sqrt{P}}{r}$	$120\frac{\pi}{\lambda}\frac{1}{r}/h$	$79.5 \pm 10 \lg P = 20 \lg r$	
$20\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$	$\frac{\frac{3}{2}\sqrt{5}\sqrt{P}}{r}$	$\frac{106\sqrt{P}}{r}$	$30 \frac{\pi}{\lambda} \frac{1}{r} / l$	$70,5+10 \lg P - 20 \lg r$	
$10\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$	$\frac{\frac{3}{2}\sqrt{10}\sqrt{P}}{r}$	$\frac{150\sqrt{P}}{r}$	$60 \frac{\pi}{\lambda} \frac{1}{r} Ih$	$73.5 + 10 \lg P - 20 \lg r$	
73,2	$7\frac{\sqrt{P}}{r}$	$\frac{222V\overline{P}}{r}$	$60 \frac{l}{r}$	$73,9 + 10 \lg P - 20 \lg r$	
36,6	$\frac{10\sqrt{P}}{r}$	$\frac{312\sqrt{P}}{r}$	$60\frac{J}{r}$	$80 + 10 \lg P - 20 \lg r$	
$\frac{80\pi^2 \frac{4\pi^2 F^2}{\lambda^4}}{\lambda^4}$	$\frac{3\sqrt{5}\sqrt{P}}{r}$	212V P r	$\frac{120\pi^2 FI}{r\lambda^2}$	$76,6 + 10 \lg P - 20 \lg r$	
	$\frac{6\sqrt{2}\sqrt{p}}{r}$		$\frac{1201}{r}$	$78,6+10 \lg P - 20 \lg r$	
4·73,2 = ~ 280	$\frac{7 V \overline{P}}{r}$	$\frac{222 \sqrt{P}}{r}$	$\frac{1207}{r}$	$76,9 \pm 10 \lg P - 20 \lg r$	
$\lambda \frac{(120\pi)^2}{4.73,2} = \sim 500$	$\frac{10 \sqrt{P}}{r}$	$\frac{312 \mathbf{V} \mathbf{\bar{P}}}{r}$		$80 + 10 \lg P - 20 \lg r$	

№ а/п.	Тип антенны	Распределение то ка	Коэффициент направлен- ного дей- ствия D или выигрыш G ₀	Эффекти в ная поглощающая площадь антенны <i>F</i>	Действую- щая высота антенны I _W
12	Турникетная антенна из диполей Герца. Из- лучение в горизон- тальной плоскости	\sum_{i}	0,75	$0,75 \frac{\lambda^2}{4\pi}$	l
13	Линейная решетка поперечных диполей Герца	 → L=(N-1)σ →	$G_{DZ} = \frac{G_0}{1,5} =$ $= 1 + \frac{8}{3} \frac{L}{\lambda} \approx$ $\approx \frac{8}{3} \frac{L}{\lambda}$	$L \frac{\lambda}{4}$	
14	Линейная решетка продольных диполей Герца		$G_{DL} = \frac{G_0}{1.5} =$ $= 1 + \frac{4}{3} \times$ $\times L/\lambda \approx$ $\approx \frac{4}{3} L/\lambda$	$L\frac{\lambda}{8}$	
15	Двумерная решетка с рефлектором, состав- ленная из диполей Герца		$2nm \approx \frac{G_0}{1,64}$	$\frac{n m \lambda^2}{2\pi}$	
16	Излучающая пло- скость с равномерным распределением плот- ности <i>i</i>		$\frac{4\pi}{\lambda^2}ab$	F = ab	
17	Антенна с выигры- шем G₀		Go	$G_{0} \frac{\lambda^{2}}{4\pi}$	

-

Продолжение табл. 9-1

	Сопротналение излуче	Напряженность поля в направлении главного максимума излучения, <i>мв/м</i>			Напряженность поля в направлении главного максимума нэлучения	
	ния антенны R [ом]	r [КМ] Р [вт]	r [КМ] Р (Квт]	r [км] ток / [a]	$\begin{bmatrix} \partial G \text{ выше } 1 & \frac{MKB}{M} \\ r & [KM] \end{bmatrix}, P & [em],$	
	$40\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$	$\frac{\frac{3}{2}\sqrt{10}\sqrt{p}}{\sqrt{10}}$	_ <u>150 V P</u>	60 π 1 <i>I</i> в горизонтальной плоскости	$73.5 + 10 \lg P - 20 \lg r$	
	Табл. 9-2	$\frac{\sqrt{120}}{r} \frac{\sqrt{p\frac{L}{\lambda}}}{r}$			80,8 + 10 lg P - 20 lg r + + 10 lg $\frac{L}{\lambda}$	
	Табл. 9-2	$\frac{\sqrt{60}}{\sqrt{P\frac{L}{\lambda}}}$			77,8 + 10 lg P - 20 lg r + + 10 lg $-\frac{L}{\lambda}$	
	Табл. 9-2	<u>V 98 nmP</u>			$79,9 + 10 \lg P - 20 \lg r + 10 \lg nm$	
		$\frac{\sqrt{120\pi FP}}{\lambda r}$		$\frac{120\pi iF}{\lambda r}$	85,8 + 10 lg P - 20 lg r + + 10 lg $\frac{F}{\lambda^2}$	
·		<u>V G₀30P</u> r			74,8 +10 lg P - 20 lg r + + 10 lg G_{0}	

п-го излучателя найдем по ф-лам (9-27) и (9-28) в виде

$$\mathbf{P}_{n} = -\frac{1}{2} \int_{l_{n}} \mathbf{E}_{nl} \mathbf{I}_{n}^{*} dl - \frac{1}{2} \int_{l_{n}} \mathbf{E}_{n2} \mathbf{I}_{n}^{*} dl - \dots =$$

$$= \frac{1}{2} \mathbf{I}_{an}^{*} (\mathbf{I}_{a1} \mathbf{Z}_{n1} + \mathbf{I}_{a2} \mathbf{Z}_{n2} + \dots + \mathbf{I}_{aN} \mathbf{Z}_{nN}), \quad (9-31)$$

$$\mathbf{I}_{nm} = -\int \frac{\mathbf{E}_{nm}}{\mathbf{I}_{am}} \frac{\mathbf{I}_{n}}{\mathbf{I}_{an}^{*}} dl. \qquad (9.32)$$

Величины Z_{nm} имеют размерность сопротивления и называются при n = m собственным сопротивлением излучения *n*-го излучателя, или при $n \neq m$ — взаимным сопротивлением излучения *n*-го и *m*-го излучателей. Согласно теореме взаимности $Z_{nm} = Z_{mn}$ (см. § 9-11). Сопротивление излучения *n*-го излучателя, отнесенное к его клеммам или к пучности тока *n*-го излучателя, найдем, сравнивая выражения (9-29) и (9-31) для комплексной мощности **Р**_n в следующем виде:

$$\mathbf{Z}_{n} = \mathbf{Z}_{n1} \frac{\mathbf{I}_{a1}}{\mathbf{I}_{an}} + \mathbf{Z}_{n2} \frac{\mathbf{I}_{a2}}{\mathbf{I}_{an}} + \dots + \mathbf{Z}_{nN} \frac{\mathbf{I}_{aN}}{\mathbf{I}_{an}}.$$
 (9-33)

Полная мощность излучения аитенной системы равна:

$$\mathbf{P} = \sum_{n=1}^{N} \mathbf{P}_{n} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N} |\mathbf{I}_{an}|^{2} \mathbf{Z}_{n}.$$
 (9.34)

Отсюда полное сопротивление излучения антенны, отнесенное к произвольному току \mathbf{I}_0 , будет:

$$Z_{A} = \frac{1}{|I_{0}|^{2}} (Z_{11} | I_{a1} |^{2} + Z_{22} | I_{a2} |^{2} + I_{a2} | I_{a2} |^{2} + I_{a2} | I_{a2} |^{2} + I_{a3} | I_{a3} | I_{a3} |^{2} + I_{a3} | I_{a$$

+...+ $2Z_{12} | I_{a1} | | I_{a2} | \cos \delta_{12} + ... \rangle$, (9-35)

где ∂_{nm} — разность фаз токов I_{an} и I_{am} . Напряжения U_n и токи I_n на клеммах

излучателей антенной системы связаны между собой линейными уравнениями

Коэффициенты Z_{nm} в ур. (9-36) вычисляются по формуле (9-32) и для часто встре-



Рнс. 9-5. Параллельные полувол новые вибраторы.



Рис. 9-6. Наведенное сопрогивление (*R*₂₁--активное сопротивление; *X*₂₂--реактивное сопротивление) нараллельных полуволновых вибраторов в зависимости от расстояния между ними для различных отношений *L/D. L*-- длина, *D*-- диаметр вибратора.

На рис. 9-6 приведены кривые изменения активной и реактивной компонент взаимных сопротивлений двух параллельных полуволновых вибраторов в зависимости от расстояния между их центрами d (при h=0) [Л. 1, 4]:

Таблица 9-2

Активная компонента взаимного сопротивления двух параллельных полуволновых вибраторов при различных расстояниях d и разностях высот h [ом]

	<u>h</u> /λ						
¶∕7	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
0,0 1,0 1,0 2,0 3,0 5,0 5,0 5,0 5,0 5,0 5,0 5,0 5,0 5,0 5	$\begin{array}{c} +73,13\\ -12,36\\ +4,08\\ -1,77\\ +1,18\\ -0,75\\ +0,42\\ -0,33\\ +0,218\\ +0,15\\ -0,12\\ +0,15\\ -0,12\\ +0,12\\ +0,06\\ -0,03\end{array}$	$\begin{array}{c} +26,40\\ -11,80\\ +8,83\\ -5,75\\ +3,76\\ -2,79\\ +1,86\\ -1,54\\ +1,08\\ -0,85\\ +0,69\\ -0,57\\ +0,51\\ +0,36\\ -0,30\end{array}$	$\begin{array}{c} -4,065\\ -0,78\\ +3,56\\ -6,26\\ +6,057\\ +4,51\\ -3,94\\ +3,59\\ +2,50\\ +2,50\\ +2,10\\ +1,86\\ +1,86\\ +1,18\\ +1,14\\ -1,00\end{array}$	$\begin{array}{c} +1.78\\ +0.80\\ -2.92\\ +1.96\\ +0.16\\ -3.76\\ +3.24\\ -3.76\\ +3.340\\ +2.90\\ +2.90\\ +2.81\\ +2.81\\ +2.86\\ +2.86\\ +3.86\\ +$	$\begin{array}{c} -0.96\\ -1.00\\ +1.13\\ +0.56\\ -2.55\\ +2.74\\ +0.74\\ +0.74\\ +0.51\\ -1.30\\ +1.824\\ +2.28\\ -2.28\\ +2.26\\ -2.14\end{array}$	$\begin{array}{c} 53 \\ + 0 \\ $	$\begin{array}{c} -0.43 \\ -0.30 \\ +0.13 \\ +0.85 \\ -0.45 \\ -0.45 \\ -0.09 \\ +1.74 \\ -1.03 \\ -0.09 \\ +1.74 \\ -1.2 \\ -1.87 \\ +1.77 \\ +1.77 \\ +1.77 \\ +1.77 \\ +0.66 \end{array}$

Пример. Два полуволновых вибратора 1 и 2, связанных между собой за счет излучения, находятся на расстоянии полуволны друг от друга. Уравнения (9-36) в этом случае принимают вид:

$$U_1 = I_1 Z_{11} + I_2 Z_{12};$$

$$U_2 = I_1 Z_{21} + I_2 Z_{22}.$$
 (9.37)

Если вибратор 1 активный, а вибратор 2 является пассивным, т. е. возбуждается только за счет связи через излучение, то $U_2 = 0$ и

$$\frac{U_1}{I_1} = Z_1 = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}}.$$
 (9-38)

Используя данные табл. 9-2 найдем значение Z₁:

$$Z_1 [OM] = 73.2 - 12,36^2/73,13 = 71,1.$$

ΓJ

9-7. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТ НАПРАВЛЕННОГО Действия

Зависимость напряженности поля в дальней зоне антенны от направления в пространстве в сферических координатах, т. е. от азимута φ и от зенитного угла ϑ , определяет диаграмму направленности r (φ , ϑ) или R (φ , ϑ). Величина R (φ , ϑ) равна абсолютному зна-

чению напряженности поля \vec{E} (φ , ϑ) или \vec{H} в соответствующем направлении. Величина r (φ , ϑ) равна значению напряженности поля, отнесенному к его величине R (φ_0 , ϑ_0) в некотором направлении φ_0 , ϑ_0 :

$$r(\varphi, \vartheta) = \frac{R(\varphi, \vartheta)}{R(\varphi_0, \vartheta_0)}.$$
 (9-39)

Обычно выбирают $R(\varphi_0, \vartheta_0) = R(\varphi, \vartheta)_{Makc}$ так, что $r(\varphi, \vartheta)_{Makc} = 1$.

Коэффициент направленного действия антенны D определяется отношением

$$D = \frac{Makcumaльная интенсивность излучения антенны}{средняя интенсивность излучения антенны} = \frac{U_{Makc}}{U_{0}} \cdot$$
(9.40)

Средняя интенсивность излучения U₀ согласно ур. (9-24) пропорциональна излучаемой мощности *P*:

$$P = \int U \, d\mathbf{Q} = U_0 \int d\mathbf{Q} = 4\pi U_0, \quad (9-41)$$

причем для *P* в соответствии с ур. (9-22) имеем:

$$P = \int_{(K)}^{\frac{1}{2}} \frac{\left|\vec{\mathbf{E}}\right|^{2}}{Z_{0}} df = \frac{\frac{1}{2}R^{2}(\varphi_{0}, \vartheta_{0})}{Z_{0}} r_{0}^{2} \int_{(K)}^{2} r^{2}(\varphi, \vartheta) d\Omega = U_{\text{Make}} \int_{(K)}^{2} r^{2}(\varphi, \vartheta) d\Omega, \qquad (9-42)$$

где r_0 — радиус удаленной сферы, по которой производится интегрирование. Эту величину не следует смешивать с $r(\varphi, \vartheta)$.

Учитывая ур. (9-41) и (9-42), получим:

$$D = \frac{4\pi}{\int r^2(\varphi, \vartheta) \, d\Omega} = \frac{4\pi}{B}.$$
 (9.43)

 $B = \int r^2(\varphi, \vartheta) d\Omega$ представляет собой угловой раствор (в единицах телесного угла) эквивалентиой данной антенне идеализированной диаграммы направленности, у которой в области излучения $r(\varphi, \vartheta) = 1$, что соответствует постоянной интенсивности излучения $U_{\text{макс}}$, а вне этой области $r(\varphi, \vartheta) = 0$, т. е. U = 0.

Согласно ур. (9-39) и (9-42

$$B = 41\ 253\ \frac{U_0}{U_{\text{макс}}}$$
 квадратных градусов. (9-44)

Шириной диаграммы направленности на уровне 0,5 называют разность Δφ или Δθ тех значений φ и θ, для которых интенсивность излучения равна половине максимальной вели чины. Для коэффициента направленного дей ствия при этом, используя ур. (9-44), получим приближенную формулу

$$D = \frac{41\ 253}{\Delta\vartheta\ \Delta\varphi},\tag{9-45}$$

где Δθ и Δφ выражены в градусах [Л. 1].

9-8. АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ. Множитель решетки. Дискретные и непрерывные плоские системы

Антенные решетки представляют собой систему одиночных элементов любого вида, периодически расположенных вдоль линии, в плоскости или в пространстве. В качестве одиночных элементов можно использовать диполи Герца, полуволновые вибраторы, а также любые излучатели или даже системы излучателей. Антенные решетки применяются для получения большей направленности, чем это достижимо с помощью одиночных излучателей. Степень направленности определяется диаграммой направленности решетки.

Наиболее употребительны следующие расположения одиночных излучателей:

 а) одномерное — вдоль прямой или окружности;

б) двумерное — в узлах плоской прямоугольной решетки;

 в) трехмерное — в узлах пространственной решетки.

Диаграмма направленности антенной решетки в некоторых случаях равна произведению диаграммы одиночного элемента на так называемые множители решетки.

Пусть \mathbf{R}_{en} (φ , ϑ) — днаграмма *n*-го однночного излучателя. Если все одиночные излучатели одинаковы и одинаково ориентированы и между их диаграммами имеют место соотношения

$$\mathbf{R}_{en}\left(\varphi, \ \vartheta\right) = p_{n}e^{-j\delta_{n}} \mathbf{R}_{e}\left(\varphi, \ \vartheta\right),$$

причем

$$p_0 = 1; \ \hat{o}_0 = 0; \ n = 0, 1, \dots, N, \ \mathbf{R}_e(\mathbf{v}, \ \vartheta) = \mathbf{R}_{eo} \ (\mathbf{v}, \ \vartheta)$$
(9-46)

 диаграмма нулевого излучателя, то диаграмма направленности всей системы имеет вид:

$$\mathbf{R}(\varphi, \vartheta) = \sum_{n=0}^{N-1} \mathbf{R}_{e}(\varphi, \vartheta) p_{n} e^{-j\vartheta_{n}} e^{-j\beta_{0}\xi \cos \psi} =$$
$$= \mathbf{R}_{e}(\varphi, \vartheta) \sum_{n=0}^{N-1} p_{n} e^{-j(\vartheta_{n} + \vartheta_{0}\xi \cos \psi)} =$$
$$= \mathbf{R}_{e}(\varphi, \vartheta) \mathbf{G}(\varphi, \vartheta), \qquad (9.47)$$

где

$$\mathbf{G} \ (\mathbf{\varphi}, \ \vartheta) = \sum_{n=0}^{N-1} p_n e^{-j(\vartheta_n + \beta_0 \xi \cos \psi)} \ (9.48)$$

называется множителем решетки (рис. 9-1).



и — решетка продольных диполей; 6 — решетка поперечных диполей.

Фазовый множитель $e^{-\beta_0\xi} \cos \psi$ учитывает разность времен прихода от нулевого и *n*-го элементов до точки наблюдения. Разница в расстояниях r_n учитывается только в фазе, но ие в амплитуде. Это допустимо до тех пор, пока расстояние от точки наблюдения до центра антенной системы велико по сравнечию с размерами самой антенной системы.

Линейные решетки. Одиночные элементы расположены по одной прямой линии. На рис. 9-7, а изображена решетка продольных вибраторов, а на рис. 9-7, δ — поперечных вибраторов. Множитель линейной решетки при одинаковой амплитуде возбуждения одиночных элементов ($p_0 = p_1 \dots p_{N-1} = 1$) согласно ур. (9-48) равен:

$$\mathbf{G}\left(\varphi,\,\vartheta\right) = \sum_{0}^{N-1} e^{-j\left[\vartheta_{n} + \mathbf{f}_{0}\left(r_{n} - r_{0}\right)\right]} \,. \tag{9-49}$$

Прн одинаковых разностях фаз $\delta_n - \delta_{n-1} = \delta$ ч одинаковых расстояниях $\xi = d$ между соседними элементами линейной антенны получим:

$$\mathbf{G}(\varphi,\vartheta) = \frac{1-e^{-jN\psi}}{1-e^{-j\psi}} = e^{-j\xi} \cdot \frac{\sin N\psi/2}{\sin \psi/2},$$

или

$$G(\varphi, \vartheta) = \frac{\sin N\psi/2}{\sin \psi/2},$$



Рис. 9-8. Нормярованный множитель ляяейной решетки $\frac{\sin N\psi/2}{N\sin \psi/2}$ при числе элементов от двух до десяти (Цурт).

где

$$\xi = \frac{N-1}{2} \, \psi; \ \psi = \frac{2\pi}{\lambda} \, d \cos{(\varphi + \hat{\bullet})}. \quad (9-50)$$

На рис. 9-8 приведены графики нормированных множителей решетки G/N при различных N. Если $\delta = 0$, то все одиночные излучатели синфазны и множитель решетки имеет вид тела вращения — диска, перпендикулярного оси решетки. Такая решетка называется поперечно-излучающей. Если $\delta =$ $=2\pi d/\lambda$, то поля одиночных элементов складываются сиифазно в направлении φ≈0, т. е. в направлении оси решетки. При этом максимум излучения — вдоль оси и решетка называется продольно-излучающей. Главный максимум множителя решетки в зависимости от величниы фазы в может быть ориентирован в любом направлении относительно оси решетки между двумя указанными предельными положениями. В табл. 9-3 приведены формулы для определения положения нулей и ширины диаграммы направленности по нулям. Соседние с главным максимумом первые нули соответствуют согласно уравнению (9-50) при $\delta = 0$

$$\varphi = \frac{n}{2} \pm \frac{\lambda}{Nd}.$$
 (9-51)

Ширину диаграммы на уровне 0,5 получим, если в (9-50) положить $\mathbf{G}/N = \frac{1}{\mathbf{V}\overline{2}}$ и затем вычислить соответствующие углы.

Двумерные решетки. Перемножая множители двух линейных решеток, получим множитель двумерной решетки. Для множителя решетки, изображенной на рис. 9-9, получим таким образом

$$\mathbf{G}(\varphi, \vartheta) = \mathbf{G}_{S}(\varphi, \vartheta) \mathbf{G}_{w}(\varphi, \vartheta) =$$

$$= \frac{\sin N_{S} U_{S}}{N_{S} \sin U_{S} \cdot N_{w} \sin U_{w}}, \qquad (9.52a)$$

где $2U_S = \delta_S - \beta_0 d_S \cos \vartheta;$

$$2U_{w} = \delta_{w} - \beta_{0} d_{w} \sin \vartheta \cos \varphi, \qquad (9-526)$$

N_S — число элементов в вертикальном ряду N_{rar} — число элементов в горизонтальном ряду



Рис. 9-9. Двумерная антенная решетка.

	Положение нул			
Тип антенны	Решетка любой длины	Очень дл я нная решетка	ширина диаграммы по нулям (очень длинная решетка)	
Общий случай	$\varphi_{0} = \arccos\left[\left(\frac{\pm 2k\pi}{N} - \delta\right)\frac{\lambda}{2\pi d}\right]$	_	_	
I lоперечно-излучающая решетка	$\gamma_{0} = \arcsin\left(\pm \frac{k\lambda}{Nd}\right)$	$\gamma_{\bullet} \approx \pm \frac{k\lambda}{Nd}$	$2\gamma_{01} \approx \frac{2\lambda}{Nd}$	
Продольно-излучающая решетка	$\varphi_0 = 2 \operatorname{arc} \sin\left(\pm \sqrt{\frac{k\lambda}{2Nd}}\right)$	$ \varphi_0 \approx \pm \sqrt{\frac{2k\lambda}{Nd}} $	$2\varphi_{\mathfrak{o}1} \approx 2 \sqrt{\frac{2\lambda}{Nd}}$	

Примечание. $k = 0, 1, 2, ..., N; \gamma_0 = 90 - \varphi$.

При $\delta_S = \delta_{ev} = 0$ диаграмма имеет два главных лепестка, направленных в противоположные стороны и перпендикулярных плоскости антенны. Лепестки получим в результате перемножения множителей решетки вертикального и горизонтального рядов излучателей, имеющих вид дискообразных тел вращения вокруг осей этих рядов.

Чтобы получить диаграмму направленности $\mathbf{R}(\varphi, \vartheta)$ двумерной решетки диполей с рефлектором, необходимо перемножить множитель двумерной решетки $\mathbf{G}(\varphi, \vartheta)$ с множителем решетки $\mathbf{S}_{R}(\varphi, \vartheta)$ комбинации антенна рефлектор и с диаграммой направленности \mathbf{R}_{e} диполя, так что

$$\mathbf{R}(\varphi, \vartheta) = \mathbf{G}(\varphi, \vartheta) \mathbf{S}_{\rho}(\varphi, \vartheta) \mathbf{R}_{\rho}(\varphi, \vartheta). \quad (9.53)$$

Круговые решетки. Круговые решетки образуются из N параллельных излучателей, расположенных по кругу на равных расстояниях, амплитуды фазы токов в которых следуют определенной закономерности. Если амплитуды и сдвиги фаз токов в соседних излучателях равны, так что

$$\delta = m \frac{2\pi}{N} m \psi_0, \qquad (9-54)$$

то нормированный множитель решетки будет иметь вид:

$$\mathbf{G}(\varphi, \vartheta) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} e^{j \left[\beta_0 \rho_0 \sin \vartheta \cos \left(n\varphi_0 - \varphi\right) - mn\varphi_0\right]}.$$

(9-55)

Если число излучателей очень велико или $N \rightarrow \infty$, то

$$\mathbf{G}\left(\mathbf{\varphi},\,\vartheta\right) = -j^{m}e^{-jm\varphi}\,J_{m}(\beta_{0}\rho_{0}\,\sin\vartheta),\quad(9.56)$$

где J_m — функция Бесселя *т*-го порядка. Круговые решетки применяются в качестве антифединговых антенн.

Равномерно возбужденная плоская антенна. Плоская двумерная решетка $N_s \times N_w$ одиночных излучателей при N_s и $N_w \to \infty$ пе. реходит в равномерно возбужденную плоскую антенну. Если плотность тока S' постоянна и токи текут параллельно оси z, то напряженность поля в дальней зоне будет раавна

$$E_{\vartheta} = \frac{Z_{\vartheta}}{\lambda r} S'ab \sin \vartheta \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi\sin\vartheta\right)\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda}\cos\vartheta\right)}{\frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi\sin\vartheta\frac{\pi a}{\lambda}\cos\vartheta}$$
(9-57)

В направлении максимума излучения

 $E_{\vartheta} = \frac{\frac{Z_{\vartheta}}{2}}{\frac{\lambda}{r}} S'F; \ F = ab. \tag{9-58}$

При наличии рефлектора напряженность поля удваивается.

Линейные решетки с иеравномерным амплитудным распределением. При равенстве амплитуд токов во всех излучателях получим



- Рис. 9-10. Линейные решетки из пяти поперечных излучателей при различных амплитудных
- распределеннях. а — равномерное; б — биноминальное; в —оптимальное; г — возбуждение крайних элементов (Краус).

наибольший коэффициент направленного действия, но относительно большие боковые лепестки (рис. 9-10). Уменьшая амплитуды к краям антенны, можно в той или иной степени подавлять боковые лепестки. При биномиальном амплитудном распределении боковые лепестки полностью подавляются, но зато значительно расширяется главный лепесток.

Теория анализа и синтеза линейных решеток [Л. 2]. Выражение, приведенное в ур. (9-47) для множителя линейных решеток с равным расстоянием $\zeta = d$ между элементами (числом *n*) и с постоянной разностью фаз α от элемента к элементу, может быть представлено как полином (n-1)-й степени. Обозначая (рис. 9-7)

 $\mathbf{a}_n = p_n e^{-j\delta_n}$ if $\mathbf{z} = e^{-j\beta_0 d \cos \varphi - \alpha} = e^{j\psi}$, (9-59)

получаем этот полином в виде

$$\mathbf{G} = \mathbf{a}_0 + \mathbf{a}_1 \mathbf{z} + \mathbf{a}_2 \mathbf{z}^2 + \dots + \mathbf{a}_{n-1} \mathbf{z}^{n-1}.$$
 (9-60)

Комплексные амплитуды a_n определяют токи в элементах решетки и сдвиги фаз между ними. Если один или несколько коэффициентов a_n равны нулю, то действительное расстояние между соседними элементами может быть больше "кажущегося" расстояния *d.* "Кажущееся" расстояние *d* является наибольшим общим множителем действительных расстояний. Справедливы следующие теоремы [Л.6]:

1. Диаграмма любой системы линейно расположенных излучателей при соизмеримых расстояниях между ними может быть представлена в виде полинома, и наоборот, любому полиному может быть сопоставлена некоторая линейная антенна.

2. Так как произведение двух полиномов опять дает полином, то существует линейная антенна, диаграмма которой может быть представлена как произведение диаграмм двух линейных антенн.

3. Согласно основной теореме алгебры диаграмму линейной решетки n элементов можно представлять как произведение (n-1) диаграмм, соответствующих $(z-z_n)$, где z_n — нули полинома. Здесь n, в соответствии с вышесказанным, равно числу "кажущихся" элементов решетки.

Степень полинома, соопветствующего линейной решетке *n* «кажущихся» элементов, равна *n*—1. Действительное число элементов не может превышать числа «кажущихся» элементов. Длина решетки равна произведению «кажущегося» расстояния на степень полинома. Решетке из двух элементов соответствует, например, полином

$$G = 1 + z.$$
 (9-61)

Если расстояние между этими элементами меньше $\lambda/2$, то множитель решетки не имеет нулей. Если возвести полином в степень m, то получим антенну с биномиальным распределением тока и сильно суженной диаграммой, без нулей. Направленность такой антенны меньше, чем у антенны с равным числом элементов и одинаковыми токами во всех элементах, но зато во втором случае диаграмма имеет значительные боковые лепестки.

Большую направленность по сравнению с биноминальной решеткой и меньшие боковые лепестки по сравнению с равномерной решеткой получим, если возведем в степень полином, соответствующий равномерной решетке *n* излучателей:

$$1 + \mathbf{z} + \mathbf{z}^2 + \ldots + \mathbf{z}^{n-1}$$
. (9-62)

При возведении в квадрат, например, получим полином

$$\mathbf{G} = 1 + 2\mathbf{z} + 3\mathbf{z}^2 + \dots + n\mathbf{z}^{n-1} + (n-1)\mathbf{z}^n + \dots + 2\mathbf{z}^{2n-3} + \mathbf{z}^{2n-2}.$$
 (9.63)

соответствующий решетке с треугольным распределением тока

1, 2, 3, ...
$$(n - 1)$$
, n, $(n - 1)$, ..., 3, 2, 1. (9-64)

Уровень первого побочного максимума при этом составляет —27 $\partial \delta$ (относительно главного максимума), тогда как у равномерной решетки он равен —13,5 $\partial \delta$.

Полином, соответствующий решетке с равномерным распределением тока, может быть представлен в виде:

$$1 + z + z^{2} + \dots + z^{n-1} = \frac{z^{n} - 1}{z - 1} = \frac{1}{z - 1} = \frac{1}{z - 1} = \frac{1}{z - 1} \left(z - e^{j(n-1)\frac{2\pi}{n}}\right) \left(z - e^{j(n-1)\frac{2\pi}{n}}\right).$$
(9-65)

Корни этого полинома, или нулевые точки соответствующего множителя решетки, расположены эквидистантно на единичной окружности (окружности, радиус которой равен единице), на которой согласно определению лежит и г. Множитель решетки равен произведению расстояний между z н корнями z_n. Интервал, в пределах которого перемещается $\mathbf{z} = e^{j\psi} = e^{-j\beta_0 d \cos \varphi - \alpha}$ на единичной окружности при изменении угла ф от 0 до 2π определяется величиной расстояния между элементами d и соответствует изменению показателя от $-\beta_0 d - \alpha$ до +βod — α. При этом множитель решетки будет иметь столько нулей, сколько их находится на интервале длиной 2βed. Чтобы при данном числе элементов п получить наибольшую направленность, необходимо нули G распределить равномерно по интервалу перемещения г. Это приводит к решетке с неравномерным распределением ампли туд токов в излучателях. Можно также обеспечить любую направленность при произ вольно заданной длине решетки, увеличивая число элементов и уменьшая расстояния между ними. На рис. 9-11 изображены диа граммы направленности линейных решеток одинаковой длины 3/4λ, но с различным чис лом излучателей. Сопротивление излучения такой сверхнаправленной решетки, однако, очень мало, так что потери в антенне или ее коэффициент полезного действия в ко нечном итоге ограничивают коэффициент



Рис. 9-11. Диаграммы направленности нескольких продольно излучающих решеток с одинаковой общей длиной 3/42.

А — четырехвибраторная решетка $(d = \lambda/4)$ с равномерным распределением тока; В — четырехвибраторная решетка $(d = \lambda/4)$ с равномерным распределением нулей в интервале наченения z; С — семненбраторная решетка $(d = \lambda/8)$ с равномерным распределением нулей в интервале изменения z; D — триналцативибраторная решетка $(d = \lambda/16)$ с равномерным распределением нулей в интервале изменения z.

направленного действия или выигрыш антенны.

Если необходимо получить определенную диаграмму направленности, то, применяя ряды Фурье, можно определить необходимое число элементов и распределение токов в линейной решетке, обеспечивающие заданную диаграмму направленности.

Ограничимся рассмотрением решеток (2m+1) элементов с распределением, симметричным относительно среднего элемента. Полином, соответствующий такой решетке, имеет вид:

$$|\mathbf{G}| = |\mathbf{A}_{0} + \mathbf{A}_{1}\mathbf{z} + \dots + \mathbf{A}_{m}\mathbf{z}^{m} + \mathbf{A}_{m+1}\mathbf{z}^{m+1} + \dots + \mathbf{A}_{2m}\mathbf{z}^{2m}|, \qquad (9-66)$$

или, так как |z| = 1:

$$\begin{vmatrix} \mathbf{G} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \mathbf{A}_{\mathbf{0}} \mathbf{z}^{-m} + \mathbf{A}_{\mathbf{1}} \mathbf{z}^{-m+1} + \dots + \\ + \mathbf{A}_{m} + \dots + \mathbf{A}_{2m} \mathbf{z}^{m} \end{vmatrix}.$$
(9-67)

Полагая

$$\mathbf{A}_{m} = a_{0}$$
 is $\mathbf{A}_{m-k} = a_{k} - jb_{k}$; $\mathbf{A}_{m+k} = a_{k} + jb_{k}$,
(9-68)

лерепишем ур. (9-67) в виде

$$\mathbf{G} = 2\left(\frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{m} \left[a_k \cos k\psi + (-b_k)\sin k\psi\right]\right),\tag{9-69}$$

представляющем ряд Фурье по ψ . Таким образом, заранее заданную диаграмму направленности необходимо представить как функцию ψ и разложить в ряд Фурье. Тогда 2m+1 первых коэффициентов разложения определяют решетку, множители которой приближенно совпадают с наперед заданной диаграммой направленности. Приближение тем лучше, чем больше взятое число элементов 2m+1. Коэффициенты разложения a_k и b_k определяют

согласно ур. (9-68) амплитуды и фазы токов в одиночных элементах.

Другая важная проблема, встречающаяся при проектированни направленных систем, состоит в нахождении распределения токов, обеспечивающего при наибольшей направленности заданный уровень боковых лепестков. Эта задача решается при помощи полинома Чебышева. Как сама задача, так и метод ее решения полностью аналогичны тем, которые применяются при конструировании высокочастотных полосовых фильтров с максимально крутыми спадами и плоскими характеристиками в пределах полосы пропускания.

9-9. ВЫИГРЫШ

Выигрыш передающей антенны определяется отношением

В качестве эталонной антенны часто выбирают так называемый «изотропный» излучатель, который во всех направлениях излучает одинаковую мощность ($P=4\pi U_0$). Другими часто используемыми эталонными антеннами являются диполь Герца и полуволновый вибратор.

Второе определение выигрыша антенны, встречающееся в литературе,

идентично первому.

В первом определении сравниваются интенсивности излучения при равных излучаемых мощностях; при втором — излучаемые мощности при равных интенсивностях излучения в направлении максимума диаграммы или при равных принимаемых мощностях (с тех же направлений).

Выигрыш приемной антенны определяется отношением

$$G = \frac{P_e''}{P_e}, \qquad (9-72)$$

где P''_e — мощность, которую должна излучать передающая антенна, чтобы в согласованной с приемным устройством эталонной приемной антенне выделялась мощность, равная той, которую передающая антенна с мощностью излучения P_e развивает в согласованной испытуемой антенне. Выигрыши одной и той же антенны при работе на передачу и прием должны быть равны на основании теоремы взаимности. Выигрыш антенны часто указывается в логарифмической мере согласно формуле

$$g[\partial \mathbf{6}] = 10 \lg \mathbf{G}.$$
 (9-73)

Если в качестве эталонной антенны выбрать изотропный излучатель, то согласно ур. (9-40) и (9-46) выигрыш G_0 совпадает по величине с коэффициентом направленного действия D (в дальнейшем G_0 обозначает выигрыш относительно изотропного излучателя.) Вследствие этого приведенные выше формулы для коэффициента направленного действия справедливы и для выигрыша. Вынгрыши диполя Герца и полуволнового вибратора относительно изотропного излучателя равны соответственно 1,5 и 1,64. Эти числа следует использовать в качестве эталонной антенны используется не изотропный излучателя, а диполь Герца или полуволновый вибратор. Таким образом, для выигрыша G_0 имеем формулы

$$G_{0} = \frac{U_{\text{MAKC}}}{U_{0}} = 4\pi \frac{U_{\text{MAKC}}}{P} = \frac{4\pi}{\int r^{2}(\varphi, \vartheta) d\Omega} = \frac{4\pi}{B},$$
(9-74)

а выигрыши G_D или G_{HD} относительно диполя Герца или полуволнового вибратора равны соответственно $G_0/1,5$ или $G_0/1,64$. Второе определение выигрыша приводит к таким же формулам. Полная мощность P_A , излучаемая антенной системой, вычисляется интегрированием вектора Пойнтинга по сфере большого радиуса r_0 . Согласно ур. (9-22) получим:

$$P_{A} = \int \vec{S} \, \vec{df} = Z_{0} \frac{1}{2} \int \left| \vec{H} \right|^{2} df =$$
$$= Z_{0} \frac{1}{2} \left| \vec{H}_{0} \right|^{2} r_{0}^{2} \int \frac{\left| \vec{H} \right|^{2}}{\left| \vec{H_{0}} \right|^{2}} d\Omega, \quad (9.75)$$

- где **H**₀ максимальная напряженность принимаемого поля, соответствующая направлению φ₀, θ₀;
- $|\vec{H}|/|\vec{H_0}| = r(\varphi, \vartheta)$ диаграмма направленности (по амплитуде поля).

Если в качестве эталонной антенны выбрать диполь Герца, то для создания равной напряженности поля H_0 согласно ур. (9-23) потребуется мощность

$$P_{D} = \frac{8\pi}{3} r_{0}^{2} Z_{0} \frac{1}{2} |\vec{\mathbf{H}}_{0}|^{2}.$$
 (9-76)

Для выигрыша согласно второму определению получим выражение, которое с точностью до множителя $\frac{3}{2}$ совпадает с выигрышем относительно изотропного излучателя:

$$G = \frac{P_D}{P_A} = \frac{3}{2} \frac{4\pi}{\int r^2(\varphi\vartheta) \, d\Omega}.$$
 (9-77)

Для численных расчетов выигрыша по ур. (9-74) и (9-77) необходимо провести интеграцию по диаграмме иаправленности, выполнимую в общем случае только графически. Так как такая же интеграция выполняется при расчете сопротивления излучения антенны [см. ур. (9-29)], то можно определить выигрыш по сопротивлению излучения, если оно известно [Л. 1].

Пример. Определим выигрыш антенны в виде двух параллельных полуволновых вибраторов — активного и пассивного рефлектора — по известным сопротивлениям излучения. Уравнения (9-36) для этой антенной системы принимают вид:

$$U_1 = I_1 Z_{11} + I_2 Z_{12}; \qquad (9-78)$$
$$0 = I_1 Z_{12} + I_2 Z_{22}.$$

Сопротивление излучения, отнесенное к клеммам антенны I, равно:

$$\frac{U_1}{I_1} = Z_1 = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}}.$$
 (9-79)

Его вещественная часть равна

$$R_{1} = R_{11} - \frac{|\vec{z}|^{2}}{|Z_{22}|} \cos(2\tau_{12} - \tau_{22}) \quad (9-80)$$

(τ_{12} и τ_{22} — фазы Z_{12} и Z_{22}). При подводимой мощности P ток в антенне, если в R_1 включить и сопротивление потерь в антенне R_{1v} , равен:

$$= \sqrt{\frac{|I_1| = \sqrt{\frac{P}{R_1}} =}{\frac{P}{R_{11} + R_{1v} - \frac{|Z_{12}|^2}{Z_{22}} \cos(2\tau_{12} - \tau_{22})}}}$$
(9-81)

Напряженность поля в дальней зоне антенной системы в соответствии с ур. (9-61) равна:

$$E(\varphi) = k \left[\mathbf{I}_{1} + \mathbf{I}_{2} e^{-j\beta \mathbf{d} \cos \varphi} \right] = k \mathbf{I}_{1} \left(1 + \frac{|\mathbf{Z}_{12}|}{|\mathbf{Z}_{22}|} e^{j\beta \left[(\tau_{12} - \tau_{23}) - d_{\mu} \cos \varphi \right]} \right).$$
(9-82)

Если в качестве эталонной антенны выбрать полуволновый вибратор, то при равной подводимой мощности он возбудит в дальней зоне поле:

$$E_{\rm D} = k \sqrt{\frac{P}{R_{11} + R_{1v}}}.$$
 (9-83)

Отношение напряженностей полей, возбуждаемых в дальней зоне системой двух вибраторов и эталонной антенной, равно:

$$\frac{E_A}{E_D} = \sqrt{\frac{R_{11} + R_{1v}}{R_{11} + R_{1v} - \frac{|\mathbf{Z}_{12}|^2}{|\mathbf{Z}_{22}|}\cos(2\tau_{12} - \tau_{22})}} \cdot \left(1 + \frac{|\mathbf{Z}_{12}|}{|\mathbf{Z}_{22}|}e^{j\beta[(\tau_{12} - \tau_{22}) - d\cos\varphi]}\right).$$
(9-84)



Рис. 9-12. Выигрыш решетки продольных липолей в зависимости от расстояния между диполями.

Выигрыш равен квадрату этой величины; он вообще является функцией угла ф. Обычно выигрышем антенны называют максимальное значение квадрата выражения (9-84).

Таким образом, для определения выигрыша антенной системы сначала следует найти вещественную компоненту сопротивления излучения (отнесенного, например, к точке питания), затем ток в этой же точке антенны для данной подводимой мощности *P* и, наконец, амплитуду поля в направлении максимума излучения. То же самое выполняется и для эталонной антенны при одинаковых подводимых мощностях. Частное от деления амплитуд полей и дает выигрыш.

На рис. 9-12 и 9-13 приведены кривые выигрыша линейных решеток продольных и поперечных (относительно оси решетки) диполей в зависимости от расстояния d между диполями. На рис. 9-14 и 9-15 приведены аналогичные кривые, но при постоянном расстоянии d в зависимости от длины антенны в долях λ : $L/\lambda = (N-1)d/\lambda$. Оптимальное расстояние между диполями при постоянной длине антенны равно примерно ${}^{3}_{4}\lambda$ в случае продольных диполей и немного меньше в случае поперечных диполей. При расстояниях меньше оптимального выигрыш почти не зависим от d.



Рис. 9-13. Вынгрыш решетки поперечных диполей в зависимости от расстояния между диполями (Цург).



Рис. 9-14. Выигрыш решетки продольных диполей в зависимости от длины антенны.

 $G_{\rm прол.дни} \approx 1 + \frac{4}{3} \frac{L}{\lambda}$

И

$$G_{\text{попер.дип}} \approx 1 + \frac{8}{3} \frac{L}{\lambda}.$$
 (9-85)

Если в качестве элементов решетки использованы два крестообразно размещенных. диполя (турникетный излучатель), то выигрыш антенны равен:

$$G_{\rm турник} = \frac{1}{2} G_{\rm попер. Дип},$$

т. е. половине выигрыша решетки поперечных. диполей, или примерно выигрышу решетки продольных диполей (при равных длинах). Таким образом, рис. 9-14 дает максимальный выигрыш широковещательной антенны, направленной в вертикальной плоскости.



Рис. 9-15. Выигрыш решетки **N** поперечных диполей єзависимости от эквивалентной длины антенны (Цурт).

9-10. ЭФФЕКТИВНАЯ ПОГЛОЩАЮЩАЯ ПЛОЩАДЬ АНТЕННЫ

Произведение эффективной поглощающей площади приемной антенны на плотность потока мощности излучения

$$|\vec{S}| = \frac{1}{2} |[\vec{E} \vec{H}^*]| = \frac{\frac{1}{2}}{Z_0} \quad (9-86)$$

дает мощность, которую приемная антенна извлекает из поля излучения и подводит к приемнику.

Входная цепь любого приемника может быть представлена в виде эквивалентной схемы, изображенной на рис. 9-16. Здесь [U] изображает э. д. с., наведенную в антенне; $Z_A = R_A + jX_A = R_r + R_v + jX_A$ — сопротивление антенны, измеренное на ее клеммах; $Z_E = R_E + jX_E$ — сопротивление нагрузки; R_r — сопротивление излучения; R_v — сопротивление потерь в антенне.

Для мощностей *P* — выделяющейся в нагрузке, *P'* — нзлучаемой обратно (рассеиваемой) и *P''* — переходящей в джоулево тепло, получим следующие формулы:

$$P = \frac{\frac{1}{2} U^2 R_E}{(R_A + R_E)^2 + (X_A + X_E)^2}.$$
 (9-87)

$$P' = \frac{\frac{1}{2} U^2 R_r}{(R_A + R_E)^2 + (X_A + X_E)^2} .$$
 (9-88)

$$P'' = \frac{\frac{1}{2} U^2 R_v}{(R_A + R_E)^2 + (X_A + X_E)^2} .$$
(9-89)

Величина P максимальна, когда Z_A и Z_E являются сопряженными комплексными величинами, т. е. когда $X_A = -X_E$ и $R_A = R_E$. Эффективная поглощающая площадь антенны при этом максимальна и равна:



Рис. 9-16. Эквивалентная схема (б) входной части приемника (а).



Рис. 9-17. Зависимость эффективной поглощающей поверхности и эффективной рассеинающей поверхности антенны от (*R_FR_r*).

или

и

$$F_{\rm Makc} = \frac{\frac{1}{2}U^2}{4R_r S},$$
 (9-90)

если пренебречь R_v . При настроенной и согласованной антенне ($X_A = -X_E$ н $R_A = R_E$) рассеиваемая мощность $P' = \frac{1/2U^2}{4R_A}$ и эффективная рассеивающая площадь $F' = \frac{1/2U^2}{4R_AS}$, т. е. равна максимальной эффективной поглощающей площади антенны.

Рассеиваемая мощность максимальна при $X_A = -X_E$ и $R_E = 0$ (настроенная короткозамкнутая антенна) и равна:

$$P'_{\rm Makc} = \frac{\frac{1}{2} U^2 R_r}{R_A^2} \approx \frac{\frac{1}{2} U^2}{R_r} . \quad (9.91)$$

Эффективная рассеивающая площадь при этом равна:

$$F'_{\rm Makc} = \frac{\frac{l}{2} - U^2}{R_r S} \,. \tag{9-92}$$

Таким образом, максимальная эффективная рассеивающая площадь в четырераза больше эффективной поглощающей площади антенны [Л. 1]. Для диполя Герца

$$R_r = 80\pi^2 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2; \quad U = EL$$
$$F_{\text{Make}} = \frac{3}{8\pi}\lambda^3, \quad (9-93)$$

В табл. 9-1 приведены значения эффективных поглощающих площадей антени ряда распространенных типов. На рис. 9-17 при-
ведены кривые эффективной поглощающей площади антенны F и рассеивающей площади F' в зависимости от велнчины R_E/R_r для случая настроенной и согласованной антенны ($R_v = 0$, $X_A = -X_E$).

9-11. ТЕОРЕМА ВЗАИМНОСТИ. Передающая и приемная антенны. выигрыш и эффективная поглощающая площадь антенны

Теорема взаимностч Рэлея-Гельмгольтца, объбщенная Карсоном, гласит (рис. 9-18): Если приложенная к клеммам антенны A э. д. с. U_A вызываст между клеммами антенны B ток I_B , то равная по амплитуде и фазе э. д. с. $U_B = U_A$, приложенная к клеммам антенны B, вызовет между клеммами антенны A ток, равный по амплитуде и фазе I_B : $I_A = I_B$. Среда, в которой помещены антенны, при этом предполагается линейной и изотропной. Приборы, измеряющие ток и э. д. с., должны иметь равные сопротивления.

Математическую формулировку теоремы взаимности получим, применяя лемму Лоренца к полям, возбужденным в пространстве двумя независимыми одна от другой системами сторонних полей \mathbf{E}'_e и \mathbf{E}''_e или напряжений \mathbf{U}'_0 и \mathbf{U}''_0 . Это приводит к выражению

$$\Sigma (\mathbf{U}_{0}'\mathbf{I}_{0 \text{ of};\mu}'' - \mathbf{U}_{0}''\mathbf{I}_{0 \text{ of};\mu}') = 0, \qquad (9-94)$$

в котором суммирование производится по всему пространству. U'_0 и U''_0 обозначают две независимые системы приложенных сторонних напряжений, а $I'_{0 \ o 6 \mbox{\ u}}$ и $I''_{0 \ o 6 \mbox{\ u}}$ — токи, текущие в источниках напряжений, обусловленные последними.

Из теоремы взаимности следует, что диаграммы направленности антенн при работе на передачу и прием идентичны. Пусть A и B—две антенны, произвольно расположенные в пространстве. Пусть, далее, антенна A работает на передачу и возбуждается э. д. с. U_A . Если вращать антенну A, то ток в приемной антенне B меняется соответ-

ственно диаграмме направленности передающей антенны А. Если теперь антенна А используется как приемная и вращается в поле неподвижной антенны В, которая в этом случае работает на передачу н возбуждается напряжением U_B = U_A, то ток в антенне А будет изменяться согласно теореме взаимности точно так же, как и ранее вантенне В. Отсюда следует, что диаграммы направленности антенны А при работе на передачу и прием одичаковы.

Из теоремы взаимности следует также равенство антенных сопротивлений и действующих длин антенны при работе на передачу и на прием [см. ф-лу (9-107)]. Помещенная в поле Е приемная антенна с сопротивлением Z_{AE} , будучи нагружена на сопротивление Z_L , возбудит ток, который, в соответствии со схемой замещения, будет равен:

$$\mathbf{I}_E = \frac{\mathbf{U}_L}{\mathbf{Z}_L + \mathbf{Z}_{AE}}, \qquad (9.95)$$

где U_L — напряжение холостого хода на клеммах ненагруженной антенны.

Если включить последовательно с Z_L напряжение $\mathbf{U} = -\mathbf{U}_L$, прямо противоположное клеммному напряжению, то ток на клеммах станет равным нулю. Если теперь выключить поле E, то между клеммами антенны будет течь ток, равный:

$$\mathbf{I}_{S} = \frac{\mathbf{U}}{\mathbf{Z}_{L} + \mathbf{Z}_{AS}},\tag{9-96}$$

соответствующий работе антенны на передачу. Z_{AE} здесь является сопротивлением излучения. При одновременном действии двух возбуждений, очевидно, $(I_E - I_S) = 0$. Из ур. (9-95) и (9-96), а также из условия $U = -U_L$ следует, что $Z_{AE} = Z_{AS}$, т. е. сопротивления приемной антенны Z_{AE} и передающей антенны Z_{AS} равны.

Выигрыш или коэффициент направленного действия антенны и эффективная поглощающая площадь антенны связаны между собой соотношением

$$G_0 = \frac{4\pi}{\Lambda^2} F, \qquad (9-97)$$

которое легко получить с помощью теоремы взаимности.

Пусть антенна A₁, имеющая коэффициент направленного действия D₁ (в главном направлении), излучает мощность P [am]. Тогда плотность потока мощности излучения на расстоянии г в главном направлении равна:

$$S_1 = \frac{U_{1_{MaKC}}}{r^2} = \frac{D_1 U_0}{r^2} = \frac{D_1 P}{4\pi r^2} \cdot \qquad (9.98)$$

Оптимальная мощность, подводимая приемной антенной к приемнику,

$$P_{e2} = S_1 F_2 = \frac{D_1 P}{4\pi r^2} F_2. \tag{9-99}$$

Если использовать аитенну A₂ на передачу, то мощность, подводимая антенной A₁ (работающей на прием) к приемнику, определится формулой

$$P_{e1} = S_2 F_1 = \frac{D_2 P}{4\pi r^2} F_1 \qquad (9-100)$$



ту же мощность *P*). Согласно теореме взаимности $P_{\bullet 1} = P_{e^2}$ и

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{F_1}{F_2} \tag{9.101}$$

или, если выигрыш отнести к изотропному излучателю,

$$\frac{G_{01}}{G_{02}} = \frac{F_1}{F_2}.$$
 (9-102)

Коэффициенты направленного действия D или выигрыши G₀ двух антенн относятся, как их эффективные поглощающие площадн. Коэффициент направленного действия и эффективная поглощающая площадь легко могут быть рассчитаны для изотропного излучателя и короткого диполя. Для диполя (см. табл. 9-1)

$$F_{\rm дип} = \frac{3}{8\pi} \lambda^2 \quad \text{и} \quad D_{\rm диn} = \frac{3}{2} . \quad (9.103)$$

Для изотропного излучателя по определению D=1. Таким образом между эффективной поглощающей площадью и выигрышем или коэффициентом направленного действия любой ангенны имеет место связь:

$$F = \frac{\lambda^2}{4\pi} D = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_0. \qquad (9-104)$$

Используя ур. (9-99) и (9-104), получим известную формулу «идеальной радиопередачи», соответствующую распространению в свободном пространстве между двумя антеннамя с эффективными поглощающими площадями F_1 и F_2 :

$$P_2 = P_1 \frac{F_1 F_2}{\lambda^2 r^2}; \qquad (9-105)$$

здесь P_1 — мощность, излучаемая антенной 1; P_2 — оптимальная мощность, подводимая антенной 2 к приемнику.

Данные по величинам коэффициента направленного действия, выигрыша и эффективной поглощающей площади различных антенн приведены в табл. 9-1 [Л. 1, 2].

9-12. ДЕЙСТВУЮЩАЯ ВЫСОТА (ИЛИ ЭФФЕКТИВНАЯ ДЛИНА) АНТЕННЫ

Действующая высота l_{w} приемной антенны, умноженная на некоторое среднее значение E_0 напряженности, возбуждающего антенну поля, дает э. д. с. на клеммах антенны. Она

дает возможность заменить распределенное вдоль антенны поле сосредоточенным напряжением, создающим между клеммами антенны такой же ток, как и распределенное поле (рис. 9-19). Вообще для введения понятия действующей высоты не обязательно, чтобы

> Рис. 9-19. Эквикалентная схема приемной антенны.

поле было постоянно и направлено вдоль антенны. Если же это имеет место и антенна прямолинейна, то ее действующая высота выражается особенно простой формулой.

Если $U''_A = U_A$ — указанное выше сосредоточенное напряжение, I''_x — ток в точке x антенны, созданный этим напряжением, E'_x — параллельная антенне компонента падающего на нее поля, I_A — ток между клеммами антенны, соответствующий напряжению $E'_x dx$, наведенному этим полем в элементе антенны dx, то согласно теореме взаимности [ур. (9-94)] получим:

$$\mathbf{U}_{A}^{''}\mathbf{I}_{A}^{'} = \int_{l_{1}}^{l_{2}} \mathbf{E}_{x}^{'}\mathbf{I}^{''}dx. \qquad (9-106)$$

Согласно определению действующей высоты U''_A выбирается так, чтобы $I'_A = I''_A$; вследствие этого для $U''_A = U_A$ имеем:

$$U_{A} = \int_{l_{1}}^{l_{2}} E'_{x} \frac{I''_{x}}{I''_{A}} dx =$$

= $E'_{A} \int_{l_{1}}^{l_{2}} \frac{E'_{x}}{E'_{A}} \frac{I''_{x}}{I''_{A}} dx = E'_{A} l_{w}.$ (9-107)

 E'_{x}/E'_{A} и I''_{x}/I''_{A} — распределения напряженности поля и тока вдоль антенны, отнесенные к клеммным значениям. При постоянном $E'_{x} = E_{0}$

$$\mathbf{U}_{A} = \mathbf{E}_{0} \int_{l_{1}}^{l_{2}} \frac{\mathbf{I}_{x}}{\mathbf{I}_{A}} dx = \mathbf{E}_{0} l_{w}.$$
 (9-108)

Для прямолинейной антенны в поле, параллельном антенне,

$$l_w = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1 - \cos \beta_0 l}{\sin \varphi_0 l}.$$
 (9-109)

Действующая длина полуволнового диполя $\left(l = \frac{\lambda}{4}\right)$ равна (см. табл. 9-1): $l_{w} = -\lambda/\pi$.

Действующая высота l_w выше была определена только для приемной антенны. Однако ее можно ввести и для передающей антенны как длину такой линейной антенны с равномерным распределением тока (равным клеммному току первой), что поля в дальней зоне, создаваемые обеими антеннами, оказываются одинаковыми. С помощью теоремы взаимности можно показать, что действующие высоты антенны в режимах передачи и приема одинаковы. Пусть l_{AS} и l_{AE} — действующие высоты антенны A в режимах передачи и приема, l_{BS} и l_{BE} — соответствующие величины для антенны *B*. Напряжение *U_A* в передающей антенне *A* создает в ней клеммный ток

$$\mathbf{I}_A = \frac{\mathbf{U}_A}{\mathbf{Z}_A + \mathbf{Z}_{AV}}, \qquad (9-110)$$

а в месте нахождения приемной антенны В возбуждает поле

$$\mathbf{E}_{B} = \mathbf{K} l_{AS} \mathbf{I}_{A}, \quad \mathbf{K} = j \frac{\frac{2}{2}}{\lambda r}. \quad (9-111)$$

Этим полем в антенне В наводятся э. д. с.

$$\mathbf{U}_B = \mathbf{E}_B l_{BE} \tag{9-112}$$

7

и ток

$$\mathbf{I}_{B} = \frac{\mathbf{U}_{B}}{\mathbf{Z}_{B} + \mathbf{Z}_{BV}} =$$
$$= \mathbf{K} \mathbf{U}_{A} \frac{l_{AS} l_{BE}}{(\mathbf{Z}_{A} + \mathbf{Z}_{AV}) (\mathbf{Z}_{B} + \mathbf{Z}_{BV})}. \quad (9-113)$$

Напряжение U_B, подводимое к антенне B при ее работе на передачу, вызывает появление в антенне A тока

$$\mathbf{I}_{A} = \mathrm{KU}_{B} \frac{l_{AE}'_{BS}}{(\mathbf{Z}_{A} + \mathbf{Z}_{AV})(\mathbf{Z}_{B} + \mathbf{Z}_{BV})} . (9-114)$$

Если $\mathbf{U}_B = \mathbf{U}_A$, то согласно теореме взаимности $\mathbf{I}_A = \mathbf{I}_B$ и, следовательно,

$$\frac{l_{AS}}{l_{AE}} = \frac{l_{BS}}{l_{BE}}.$$
 (9-115)

Отношение действующих высот любой антенны в режимах передачи и приема является постоянной величиной. Для данного выше определения действуюших высот это отношение равно 1. Так, для линейной антенны в поле, параллельном антенне, согласно ур. (9-118)

$$I_w = \int_{1}^{2} I_x / I_A dx$$
 или $I_A I_w = \int_{1}^{2} I_x dx$,

но это выражение как раз определяет действующую высогу передающей антенны. Иногда целесообразно вместо оперирования с эффективными поглощающими площадями и мощностями оперировать с действующими высотами и напряженностями поля. При этом необходимо использовать соотношение, связывающее l_{xy} и *F*. Выписывая цепь равенств

$$\frac{\frac{1}{2}U^2}{4R_r} = \frac{\frac{1}{2}E^2 l_w^2}{4R_r} = F \frac{\frac{1}{2}E^2}{Z_0}, \quad (9-116)$$

получим:

$$l_w = 2 \sqrt{\frac{FR_r}{Z_0}}$$
 H $F = \frac{l_w^2 Z_0}{4R_r}$. (9-117)

9-13. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ В АНТЕННАХ

Линейные антенны. Распределение тока и напряжения вдоль тонкой линейной антенны в первом приближении (длина много больше диаметра) такое же, как и в длинной линии без потерь. Распределенные параметры эквивалентной линии — погонные индуктив-ность L' и емкость C' определяются по величине статической емкости антенны и считаются равномерно распределенными вдоль всего проводника. Если антенна не нагружена, то на ее концах и на расстояниях, кратных полуволне от них, имеются узлы тока и пучности напряжения, причем длина волны та же, что и в свободном пространстве. Распределения тока и напряжения между узлами и пучностями описываются синусоидой. На рис. 9-20 схематически изображены распределения тока в прямых антеннах различных длин.



Рис. 9-2). Распределение тока в тонких антеннах различной длины, возбуждаемых в середине.

Диаграммы направленности и сопротивления излучения, рассчитанные по синусоидальным распределениям тока и напряжения, хорошо совпадают с экспериментальными даиными. Только в тех случаях, когда точки питания антенны близки к узлам тока (например, при волновом вибраторе), имеют место злачительные несовпадения в величине сопротивления излучения.

Расчет линейной антенны с помощью теории длинных линий во втором приближении

заключается в том, что сопротивление излучения, вычисленное в предположении синусоидального распределения тока, заменяется равномерно распределенным эквивалентным сопротивлением затухания R', выбранным так, чтобы обусловленная им мощность потерь совпадала с фактической мощностью излучения.



Рис. 9-21. К определению равномерно распределенного сопротивления излучения.

Для прямой антенны (рис. 9-21) это приводит к соотношению

$$\frac{1}{2} \int_{0}^{l} |I_{s}|^{2} R' dz = \frac{1}{2} |I_{0}|^{2} R, \quad (9-118)$$

где $I_s = I_0 \sin \beta_0 (l + l_v - z)$ — ток в антенне, которая в общем случае снабжена емкостными нагрузками по концам $(l_v - эквивалентное нагрузке удли$ невие провода антенны).

19*

Расчет, выполненный для данного случая, дает формулу <u>م ہ</u>

$$R' = \frac{2R}{l\left(1 + \frac{\sin 2\beta_0 l_v - \sin 2\beta_0 (l + l_v)}{2\beta_0 l}\right)}, (9-119)$$

определяющую связь между входным сопротивлением R' и сопротивлением излучения R. На рис. 9-22 приведена кривая R'· l/2 в зависимости от 2^β₀*l* для прямой антенны. Параметры линии, эквивалентной ангенне, выполненной из провода радиуса ро, определяются формулами

$$C' = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\frac{l^2}{3\rho_0^2}}; \quad L' = \frac{1}{c^2C'};$$
$$Z = \frac{Z_0}{\pi} \left(\ln\frac{l}{\rho_0} - 0,55 \right);$$
$$\beta_0 = \omega V \overline{L'C'} = \frac{2\pi}{\lambda_0};$$

$$= \frac{\frac{R}{2\omega L' - 2\omega L' - 2L'}}{\frac{R}{2l\left(1 + \frac{\sin\beta_0 l_v - \sin 2\beta_0 (l + l_v)}{2\beta_0 l}\right)}};$$

$$= \bigvee \frac{1}{i\omega C'} = \bigvee \frac{1}{C'} \left(1 - j\frac{\pi_0}{\omega L'}\right) \approx Z\left(1 - j\frac{\pi_0}{\beta_0}\right).$$
(9-120)

третьем приближении вводится по-B правка к распределению тока, принимавшемуся до сих пор синусоидальным. Оно заменяется распределением, определенным по теории длинных линий с учетом затухания R'

$$\mathbf{x}_{\mathbf{0}} = \frac{1}{2Z'}$$

 \mathbf{Z}_{I}

Диаграмма направленности и сопротивление излучения рассчитываются затем с учетом затухающего распределения тока.

На рис. 9-22 изображены кривые второго приближения входного сопротивления прямых линейных антенн с различным волновым сопротивлением, питаемых в центре. При раз-



.Рис. 9-22. Входное сопротивление эквивалентной антенне линии (Цурт).

мерах вибраторов, кратных волне (питание пучности напряжения), влияние B затухания β_0 и волнового сопротивления Z на величину входного сопротивления более заметно. Толстые антенны с малым Z более широкополосны.

В двух важных частных случаях $l = \lambda/4$ и $l = \lambda/2$ сопротивления антенн имеют следующие значения:

$$l = \lambda/4; \quad R_A = R_s = 73.3 \text{ om};$$
$$X_A = -\frac{2}{\pi} \cdot \frac{R_s^2}{Z};$$
$$V = \frac{\lambda}{2}; \quad R_A = \frac{Z^2}{R_s}; \quad X_A = -\frac{Z}{\pi}. \quad (9-121)$$

Активные составляющие сопротивлений антенн хорошо совпадают с данными гочной теории антени.

Реактивные составляющие — емкостные, тогда как в соответствии с гочной теорией антенн они должны быть индуктивными. Следовательно, для расчета реактивных сопротивлений теория длинных линий уже неприменима. Вместо нее необходимо использовать более строгие теории [Л. 1, 6], которые основываются на уравнениях Максвелла и учитывают граничные условия на поверхности антенны. В табл. 9-4 сопоставлены результаты расчетов и экспериментальных исследований величин сопротивлений симметричных вибраторов с различным отношением длины к толщине; расчеты выполнялись как по теории дливных линий, так и по электродинамической теории.

На рис. 9-23 — 9-25 изображены распределения тока вдоль прямых антенн различной длины с различными отношениями длины к голщине, рассчитанные с помощью электродинамической теории.

В случае антенн бегущей волны с неотражающими оконечными нагрузками (ромби-

Таблица 9-4

Максимальные сопротивления симметричного вибратора в свободном про-2l/aстранстве ($l \approx \lambda/2$); SG = 2 ln

равно отношению длины к диаметру

Расчетные значения						Экспери-	
2 l/a	SG	I	2	3	4	менталь- ные зна- чечия	
148 1810 22 000	10 15 20	1 620 3 770 6 820	1 150 2 900 5 500	882 2 340 4 840	90) 2 560 5 150	860 2 45) 4 840	

1. Вычислено по двум членам разложения по методу Халлена. 2. Вычислено по трем членам разложения по ме-

тоду Халлена. 3. Вычислено по Двум членам разложения по ме-Халлена.

Щелкунова. толу Щелкунова. 4. Вычислено с помощью теории Авухпроводной линии с потерями по Знгелю и Лабусу.



Рис. 9-23. Входное сопротивление линейных антенн с различными волновыми сопротивлениями по теории длинных линий.

ческие антенны, антенны Бевереджа) теория длинных линий пригодна для определения распределения тока и напряжения, если только при этом учитывается затухание за счет сопротивления излучения.

Распределения тока и напряжения в антенне в режимах передачи и приема различны. Теорема взаимности относится лишь к электродвижущим силам и клеммным токам.

По формуле (9-107) определяется при помощи теоремы взаимности та э. д. с., которая, будучи приложена к клеммам приемной антенны, вызывает такой же ток I, как и распределенное внешнее поле. Эта э. д. с. создает в антенне распределение тока, соответствующее работе антенны в режиме передачи. Если с помощью этой э. д. с. компенток І_А на клеммах сировать приемней приемной антенне остается антенны, то В разностный ток І_е(х) — І_s(х), который на клеммах антенны принимает значение 0 и поэтому, очевидно, совпадает с распределением токов при разомкнутых клеммах приемной антенны. Таким образом:

$$I_{e}(x, Z_{v}) = I_{s}(x, Z_{v}) + I_{e}(x, \infty), \quad (9-122)$$

где I_e — распределение тока в режиме приема: I_s — распределение тока в режиме передачи, оба являющиеся функциями координаты



Рис. 9-24. Распределенне амплитуды н фазы тока вдоль полуволнового внбратора прн L/D = ∞ н L/D = 75 (Краус).

x вдоль антенны и сопротивления нагрузки \mathbf{Z}_v . Но так как

$$I_{s}(x, Z_{v}) = I_{s}(x, 0) \frac{Z_{A}}{Z_{A} + Z_{v}},$$
 (9-123)

то, кроме того,

$$\mathbf{I}_{e}(x, Z_{v}) = \mathbf{I}_{s}(x, 0) \frac{\mathbf{Z}_{A}}{\mathbf{Z}_{A} + \mathbf{Z}_{v}} + \mathbf{I}_{e}(x, \infty).$$
(9-124)

Распределение тока в приемной антение представляет собой, таким образом, суперлозицию тока в режиме передачи при нагрузке $Z_v = 0$ и распределения тока в режиме приема при разомкнутых клеммах.



Рис. 9-25. Распределение амплитуды н фазы тока вдоль внбраторов длиной λ и 1,25 λ при $L/D = \infty$ и L/D = 75.

Согласно теореме взаимности достаточно исследовать диаграмму направленности, выигрыш и сопротивления только в режиме передачи или приема. Результат будет справедлив для обоих случаев. Исключение составляет лишь распределение тока [Л. 1, 4, 6].

9-14. ВЛИЯНИЕ ЗЕМЛИ На диаграмму, выигрыш и сопротивление излучения

При установке передающей или приемной антенны вблизи земли отраженное от земли излучение влияет на диаграмму направленности, выигрыш и сопротивление излучения антенны. Величина этого влияния зависит от высоты установки антенны в долях Длины волны.

Отражающие свойства земли определяются относительной диэлектрической проницаемостью ε_r и удельной проводимостью σ . Обе эти величины являются компонентами так называемой комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\overline{\epsilon} = \epsilon_r - j \frac{Z_0}{2\pi} \, \mathrm{s\lambda}. \tag{9-125}$$

В табл. 9-5 приведены величины є, и с для различных почв.

Таблица 9-5

	Диэлектрическая проницаемость є	Удельная проводимость о			
Поверхность		(Электромаг- нитные еди- ницы)	[1/ом · м]		
Морская вола Пресная вода Сырая земля Сухая земля Луг Умеренно порос- шая ласом рав- нина Пасок Глина Болото Суглинок	8) 80 	$\begin{array}{c} 10^{-11} \\ 10^{-13} - 10^{-14} \\ < 10^{-15} \\ 5 \cdot 10^{-15} \\ \hline 1 \cdot 5 \cdot 10^{-15} \\ 3 \cdot 10^{-14} \\ 2 \cdot 10^{-13} - 8 \cdot 10^{-14} \\ 3 - 6 \cdot 10^{-13} \\ \hline 5 \cdot 10^{-12} \end{array}$	$\begin{array}{c}1\\10^{-3}\\10^{-2}-10^{-3}\\<10^{-4}\\5\cdot10^{-4}\\1.5\cdot10^{-4}\\3\cdot10^{-3}\\2\cdot10^{-2}-8\cdot10^{-3}\\3-6\cdot10^{-2}\\5\cdot10^{-1}\end{array}$		

Величина коэффициента отражения **R**, определяемого отношением

$$R = rac{ ext{напряженность поля отражениого луча}}{ ext{напряженность поля падающего луча}}$$
.

зависит от поляризации падающего луча и угла падения α или угла места δ = 90°-α. При вертикальной поляризации (**R** = **R**_ν)

$$R_{V} = \frac{\overline{\varepsilon} \cos \alpha - \frac{1}{\overline{\varepsilon} - \sin^{2} \alpha}}{\overline{\varepsilon} \cos \alpha + \sqrt{\overline{\varepsilon} - \sin^{2} \alpha}} \approx \frac{\sqrt{\overline{\varepsilon}} \cos \alpha + 1}{\sqrt{\overline{\varepsilon}} \cos \alpha + 1} \quad (\text{при } |\overline{\varepsilon}| \gg 1). \quad (9-126)$$



Рис. 9-23. Абсолютное значение коэффициента отражения в зависнмости от угла паделия с при различных почвах и поляризациях.

При горизонтальной поляризации (R = R_h)

$$R_{h} = \frac{\cos \alpha - \sqrt{\varepsilon} - \sin^{2} \alpha}{\cos \alpha + \sqrt{\varepsilon} - \sin^{2} \alpha} \approx \frac{\cos \alpha - \sqrt{\varepsilon}}{\cos \alpha + \sqrt{\varepsilon}} \quad (\pi \rho n | \overline{\varepsilon} | \gg 1). \quad (9-127)$$

На рис. 9-26 и 9-27 приведены кривые изменения коэффициента отражения в зависимости от угла падения α для различных параметров почвы ε_r и с. Если почва не проводящая ($\sigma = 0$), то коэффициент отражения вертикально поляризованной волны при угле α , равном углу полного преломления (так называемому углу Брюстера), обращается в нуль:

$$\varepsilon_r^2 - \cos^2 \alpha = \varepsilon_r - \sin^2 \alpha$$
 или tg $\alpha = \sqrt[r]{\varepsilon_r}$.
(9-128)



Рис. 9-27. Фаза коэффициента отражения в зависимости от угла падения с при различных почвах и поляризациях.

(1) скачок фазы при вещественном е, и вертикальной поляризации.

При конечной проводимости о почвы примерно при том же значении угла α (псевдоугол Брюстера) имеет место минимум модуля коэффициента отражения.

При скользящем падении волны, когда в→0,

$$\mathbf{R}_{V} \approx -1 + 2\mathbf{i} V = -1 \quad \text{H} \quad \mathbf{R}_{h} \approx -1.$$

$$(9-129)$$

Земля приводит только к изменению фазы при отражении на 180°. Это приближение обычно применяют при расчете диаграмм направленности и сопротивления излучения антенн, предназначенных для передачи или приема в направлении почти вдоль земли. Присутствие земли гогда учитывается путем введения противофазного зеркального изображения передающей или приемной антенны; расчет диаграммы или сопротивления излучения производится по правилам, выведенным в § 9-8, для расчета диаграмм и сопротивлений антенных решеток.

На рис. 9-28 изображена приемная антенна, расположенная в точке *Е*, которая принимает два луча, исходящих от передающей антенны, расположенной в точке S: прямой и отраженный от земли. Расстояние SE настолько велико, что поле в точке Е можно принять за плоскую волну; высоты антенн h_E и h_S малы по сравнению с расстоянием SE. Пусть диаграмма направленпередающей антенны имеет вид ности $R_S(\cdot, \vartheta)$, а ее выигрыш, отнесенный к диполю Герца, — G_S (ф. 8). Соответствующие величины для приемной антенны обозначим $R_E(\tau, \vartheta)$ и $G_E(\tau, \vartheta)$. Если напряженность поля, создаваемого в точке прнема Е диполем Герца, установленным в S, равна E_o (в отсутствие земли), то напряженность поля прямого луча в точке Е в нашем случае равна:

$$\mathbf{E}_{\mathrm{прям}} = E_{\mathfrak{o}} \sqrt{G_{\mathcal{S}}(\varphi_{\mathfrak{p}}, \vartheta_{\mathfrak{l}})}, \qquad (9-130)$$

а напряженность поля отраженного луча

$$E_{\text{orp}} = E_{\text{npmM}} \sqrt{\frac{G_S(\varphi, \vartheta_{1r})}{G_S(\varphi_1, \vartheta_1)}} \times \\ \times |\mathbf{R}| e^{-j \left(\varphi + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{2h_S h_E}{d}\right)}; \quad (9-131)$$

 $|\mathbf{R}|e^{-j\varphi}$ — коэффициент отражения, равный \mathbf{R}_V или \mathbf{R}_h в зависимости от поляризации;

величина $\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{2h_S h_E}{d}$ равна разности хода (в электрических градусах) прямого и отраженного лучей. На клеммах (разомкнутых) находящегося в точке *E* диполя каждый луч создает напряжение $U = E l_{\omega}$ (l_{ω} — действующая высота диполя). В случае произвольной приемной антенны

$$\begin{split} \mathbf{U} &= \mathbf{E}_{\mathbf{n}\mathbf{p}\mathbf{f}\mathbf{M}} \boldsymbol{l}_{w} \sqrt{G_{E}(\varphi_{1}, \vartheta_{2})}; \\ \mathbf{U} &= \mathbf{E}_{\mathbf{o}\mathbf{\tau}\mathbf{p}} \boldsymbol{l}_{w} \sqrt{G_{E}(\varphi_{1}, \vartheta_{2r})}. \end{split} \tag{9-132}$$



Рис. 9-28. К расчету напряженности поля путем сложения прямого и отраженного от земли лучей.

Результирующее напряжение на разомкнутых клеммах антенны равно:

$$\mathbf{U}_{0} = I_{\omega} [\mathbf{E}_{\Pi p \pi M} \sqrt{G_{E}(\varphi_{1}, \vartheta_{2})} + \\ + \mathbf{E}_{0 \top p} \sqrt{G_{E}(\varphi_{1}, \vartheta_{2})}] = \\ = I_{\omega} \mathbf{E}_{pes} \sqrt{G_{E}(\varphi_{1}, \vartheta_{2})}.$$
(9.133)

В этой формуле

$$\mathbf{E}_{\text{pe3}} = \mathbf{E}_{\text{прям}} \left(1 + \sqrt{\frac{G_{S}\left(\varphi_{1}, \vartheta_{1r}\right)G_{E}\left(\varphi_{1}, \vartheta_{2r}\right)}{G_{S}\left(\varphi_{1}, \vartheta_{1}\right)G_{E}\left(\varphi_{1}, \vartheta_{2}\right)}} \times \left| \mathbf{R} \right| e^{-i\left(\varphi - \frac{2\pi}{\lambda}\frac{2h_{S}h_{E}}{d}\right)}$$
(9-134)

представляет собой результирующее поле, учитывающее влияние земли, с которым можно оперировать так, как будто в точке приема имеется только лишь один луч, приходящий в нее с направления на передающую антенну. Если, в частности, $G_S(\varphi_1, \vartheta_{1r}) =$ $= G_E(\varphi_1, \vartheta_{2r}) = G_S(\varphi_1, \vartheta_1) = G_E(\varphi_1, \vartheta_{1r}) = 1$ и если угол места с очень мал, так что $\mathbf{R} =$ = -1, то

$$E_{pes} = E_{\pi p \pi M} \left(1 - e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}\frac{2h_S h_E}{d}} \right) =$$
$$= 2E_{\pi p \pi M} \sin \frac{2\pi}{\lambda}\frac{h_S h_E}{d} . \qquad (9-135)$$

Множитель $2\sin\left(\frac{2\pi h_S h_E}{\lambda d}\right)$, чаще записываемый в виде $2\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}h_S\sin^2\right)$ или $2\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}\times\right)$

 $(\times h_E \sin \theta)$, в зависимости от того, ближе к передотчику или к приемнику лежит точка отражения, учитывает влияние земли в диа-

граммах коротковолновых и ультракоротковолновых антенн (так называемый высотный множитель). Считать по более точной формуле (9-134) в общем случае нет необходимости [Л. 2, 4].

9-15. ПОТЕРИ В ЗЕМЛЕ И КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕИСТВИЯ АНТЕННЫ

На рис. 9-29 изображена мгновенная картина распределения линии поля Е и тока смещения $d\mathbf{D}/dt = j\omega\varepsilon \mathbf{E} + \sigma \mathbf{E}$ вблизи короткой вертикальной антенны. Ток проводимости $\sigma \mathbf{E}$ приводит к появлению тепловых потерь, которые характеризуются параметром "сопротивление потерь в земле" и уменьшают коэффициент полезного действия антенны.

Для уменьшения потерь в земле применяют металлические заземления или противовесы, размещенные соответственно в земле или на ее поверхности. Назначение противовеса — возможно большую часть тока, текущего в земле, перенять на себя [Л. 3].

Цилиндрическое заземление состоит из зарытого в землю длинного вертикального металлического цилиндра, который на уровне поверхности земли покрыт металлической плитой (для этого в землю вбиваются по окружности железные трубы или балки). На рис. 9-30 изображены кривые сопротивления заземления экспериментальной зонтичной антенны высотой l=30,5 м с шестью радиально расходящимися проводами длиной по 12 м каждый. Сплошные кривые построены по расчетным данным, на них нанесены точки, соотзначениям ветствующие измеренным при цилиндрическом заземлении из железных труб и жестяных листов, зарытых на глубину от 4 до 6 м. В табл. 9-6 даны радиусы цилиндрического заземления, требующиеся при волнах различной длины. Эти данные соответствуют

к. п. д. антенны ==

сопротивление потерь в антенне сопротивление излучения антенны + , + сопротивление потерь

равному 80%, и проводимости земли $\sigma = 2 \times \times 10^{-14}$ электромагнитных единиц. При расчете предполагалось, что $r'_Z \gg l$ и, кроме того, что глубина цилиндрического заземления велика по сравнению с глубиной проникновения волн, т. е. действующей толщиной слоя землн. Это соответствует на длинных волнах глубине заземления минимум 30 м, что практически, конечно, неосуществимо. На рис. 9-31 приведе-



Рис. 9-28. Распределение линий поля вблизи короткой вертикальной антенны.

ны кривые изменения с частотой действующей толщины слоя для различных проводимостей почвы. Первый столбец табл. 9-6 относится к антеннам ненагруженным или к антеннам с очень малой емкостной нагрузкой, рабочая волна которых равна или превышает собствен-

Таблица 9-6

Радиус r'_Z цилиндра, необходимый для $\eta_A = 80\%$ при $\sigma = 2 \cdot 10^{-14}$ электромаг-

нитных	единиц
--------	--------

	C≈1		C=	= 1/2	C=0	
Длина волны. м	, r _Z /λ	′ r _Z ,[м]	r' _Z /λ	' r _Z ,[м]	r'z/λ	, r _Z ,[м)
200 3 70 670 1 000 2 000	0,18 0,16 0,14 0,12 0,096	36 49 83 120 192	0,16 0,14 0.11 0,094 0,0 74	31 42 67 94 148	0,118 0,092 0,054 0,032 0,012	24 28 33 32 24

ную волну. Для сравнения в третьем столбце приведены также данные для четвертьволновой ненагруженной антенны.

Из экономических соображений вместо цилиндрических заземлений применяют лучевые, выполняемые в виде радиально расходящихся от основания антенны металлических полос или проводов, заложенных на небольшую глубину в землю. Ток при этом частично течет в земле, частично - по проводам. Рис. 9-32 дает представление о распределении тока при различном числе лучей N. По оси ординат отложены отношения $I_{\rho D}/I_{\rho}$ и $I_{\rho E}/I_{\rho}$ токов, текущих в проводах (Г,) и земле $(I_{\rho E})$, к общему току I_{ρ} . Из рисунка видно, что при возрастании числа проводов N ток, текущий в проводах, увеличивается, и, кроме того, что на больших расстояниях р от основания антенны ток I_{рЕ} в земле возрастает сначала медленно, потом все сильнее, так что, начиная с некоторого радиуса, уже нет смысла увеличивать длину лучей. Для обеспечения равного эффекта на коротких волнах требуется большее число проводов, чем на длинных. Толщина провода лишь незначительно влияет на распределение токов. В соответствии с этим уменьшение потерь



Рис. 9-30. Сопротивление заземления экспериментальной актенны высотой 30,5 м в зависимости от радиуса цилиндра (Брюкмани).



Рис. 9-31. Действующая толщина слоя в зависимости от частоты для различных проводимостей почвы.

при возрастании проводимости почвы не так велико, как это можно было бы ожидать по изменению проводимости.

На рис. 9.33 приведена кривая предельного (из экономических соображений) значения r_G/N , т. е. отношения длины проводов заземления к числу проводов в зависимости от произведения $f\sigma$. За предельное значение r_G принята длина лучей, при которой ток в земле ссставляет 90% общего тока. Для частного случая ($\sigma = 2 \cdot 10^{-14}$ электромагнитных единиц и N = 100) на осях координат нанесены непосредственно длины лучей и длины волн.

Минимальное число необходимых лучей можно найти из формулы

 $N_w = \frac{4r'_Z}{r_G/N};$







Рис. 9-33. Предельные (с точки зрения экономичности) значения *г_G /N*, для лучевого заземления с *N*-лучами в зависимости от *f*₀. Провода заложены в землю на глубину от 15 до 30 *см*.

Циаметр провода
$$d = 3$$
 мм; $\frac{\text{ток в земле для } \rho = r_G}{\text{общий ток для } \rho = r_G} =$

ные значения длин Проводов, заложенных в землю для N = 100; 2 — предельное значение отношения длина провода, заложенного в землю $= \frac{r_G}{N}; 3$ — длина число проводов, заложенных в землю $= 2 \cdot 10^{-14}$ CGS; 4 произведение проводимости почвы $\sigma = 2 \cdot 10^{-14}$ CGS; 4 произведение проводимости почвы σ в единицах CGS на частоту, 24. Здесь r'_Z — радиус цилиндрического заземления, равного к. п. д. Значение r'_Z берется из таблицы 9-6, а отношение r_G/N —из рис. 9-33.

Установлено, что в случае низких антенн (второй столбец в табл. 9-6) и средней проводимости земли ($\sigma = 2 \cdot 10^{-14}$ электромагнитных единиц) почти независимо от длины волны необходимо применять 120 лучей [Л. 3, 5].

9-16. ПРИНЦИП ДВОЙСТВЕННОСТИ

Принцип двойственности применяется для расчета диаграмм и сопротивления излучения щелевых антенн и аналогичных устройств. Решение подобных задач можно часто непосредственно написать, если известно решение определенных дополнительных задач (Л. 1, 2). Этот принцип формулируется ана-логично принципу Бабине воптике. Пусть передатчик T_1 , расположенный слева от экрана S_1 , возбуждает справа от него поле излучения. Пусть U₁ — отношение напряженности эгого поля к напряженности поля, которое создавалось бы в отсутствие экрана. Пусть сопряженный передатчик Т₂, расположенный слева от дополнительного экрана S2, создает справа от него поле, отношение напряженности которого к напряженности поля в отсутствие экрана равно U₂. Тогда справедливо соотношение

$$U_1 + U_2 = 1.$$
 (9-136)

Дополнительными называют экраны, которые дополняют друг друга до полной плоскости. Сопряженные истоки или передатчики переходят друг в друга, если распределение электрических токов и зарядов в них заменить соответствующими распределениями магнитных токов и зарядов. В случае падающей плоской волны это соответствует замене вектора Е на вектор Н, что соответствует вращению `90° плоскости поляризации на (рис. 9-34).



Рис. 9-34. К принципу двойственности.

Одно из простейших применений принципа двойственности — при определении диаграммы и сопротивления щели в плоском экране. Ток в дополнительном полуволновом вибраторе равен:

$$\mathbf{I} = \frac{\mathbf{V}}{Z_a} = \frac{\mathbf{E}_0 \lambda}{\pi Z_a}, \qquad (9-137)$$

где $Z_a == 73$ ом. Падающее поле E_0 при этом параллельно диполю, сопряженное поле, следовательно, должно быть поляризовано поперек щели.

При этом для диполя

$$E_{\vartheta} = j \frac{60\lambda E_{\varrho}}{73\pi r} e^{-j\beta_{\varrho}r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta};$$
$$H_{\varphi} = \frac{1}{Z_{\varrho}} E_{\vartheta};$$

для щели

$$H_{\vartheta} = -j \frac{60\lambda H_{\vartheta}}{73\pi r} e^{-j\vartheta \sigma r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta};$$
$$E_{\varepsilon} = -Z_{\vartheta}H_{\vartheta}.$$

9-17. ВЕРТИКАЛЬНАЯ НЕСИММЕТРИЧНАЯ АНТЕННА

Простейшей вертикальной несимметричной антенной является прямой отдельно подвешенный провод. Вместо одиночного провода применяют в некоторых случаях несколько параллельных проводов, образующих цилиндрическую антенну, или высокую стальную мачту, поддерживаемую с нескольких сторон изолированными оттяжками. В качестве антенны для широковещания на средних волнах предпочитают использовать последнюю конструкцию.

Пространственное и временное распределение тока в антенне имеет вид:

$$i = I_b \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right) \sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right),$$
 (9-138)

где I_b — амплитуда тока в пучности;

x/λ — расстояние от конца антенны в долях длины волны;

t — время;

$$\frac{1}{T} = \int - 4acToTa;$$

Т — период колебания.

Распределение тока вдоль антенны согласно ур. (9-138) имеет вид:

$$I = I_b \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right). \tag{9-139}$$



Рис. 9-35. Пространствениое распределение тока в вертикальном внбраторе над землей (а) и эквивалентная схема (б).



Рис. 9-35. Изменение тока в антенне во временн. Изображены пять мгновенных картин распределения тока за период.колебания.

На рис. 9-35, а изображена кривая распределения тока, соответствующая ур. (9-139), для антенны длиной $l > \lambda/4$. С учетом зеркального изображения в земле антенну можно рассматривать как двухпроводную линию, разомкнутую на конце, и рассчитывать согласно теории длинных линий (ср. рис. 9-35,6). На рис. 9-36 показаны мгновенные распределения тока в антенне (рис. 9-35) для различных моментов времени. Максимальное значение тока равно:

$$I_b = \sqrt{\frac{2P}{R_b + R_{bV}}}, \qquad (9-140)$$

где *Р* — подводимая мощность;

R_b — сопротивление излучения и

R_{bV.} — сопротивление потерь, отнесенные к пучности тока.

На практике потери в земле и потери в катушке настройки антенны составляют главную часть потерь R_{bV} . Если R_{FV} — сопротивление потерь, отнесенное к основанию антенны, т. е. к ее входным клеммам (I_F — ток у основания антенны), то

$$R_{bV} = R_{FV} \left(\frac{I_F}{I_b}\right)^2 = R_{FV} \sin^2\left(2\pi \frac{l}{\lambda}\right).$$
(9-141)

 R_{FV} обычно равно нескольким омам. Только при особо благоприятных почвах и при соответствующих затратах на заземление величина R_{FV} может быть снижена примерно до l ом. При очень коротких антеннах величина к. п. д. антенны определяется прежде всего сопротивлением потерь R_{FV} , так как

$$\eta = \frac{R_F}{R_F + R_{FV}} = \frac{1}{1 + R_{FV}/R_F}; \quad (9-142)$$

здесь R_F — сопротивление излучения, отнесенное к основанию антенны, равное:

$$R_F = \frac{R_b}{\sin^2(2\pi l/\lambda)} \,. \tag{9-143}$$

Для практических расчетов антенн длиной $l > \frac{\lambda}{4}$ всегда используют сопротивление излучения R_b . В случае антенн длиной $l < \frac{\lambda}{4}$, т. е. когда пучность функции распределения тока не поладает на антенну, используют либо сопротивление излучения R_F , либо сопротивление излучения R_b , отнесенное к фиктивной пучности тока. Эти величины связаны между собой соотношением ур. (9-143).

Распределение напряжения в антенне имеет вид:

$$U = U_b \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right). \tag{9-144}$$

Напряжение U_b в пучности напряжения равно:

$$U_b = I_b Z = \sqrt{\frac{2P}{R_b + R_{bV}}} Z$$
, (9-145)

где Z — волновое сопротивление антенны относительно земли.

Хотя Z изменяется вдоль антенны, значительно увеличиваясь к ее концу, обычно считают его постоянным, равным среднему значению. В случае тонких антенн это допущение довольно хорошо оправдывается на практике.

Среднее значение волнового сопротивления Z равно:

$$Z [om] = 60 \ln 1, 15 \frac{l}{D}.$$
 (9-146)

В случае цилиндрической антенны из отдельных проводов или антенны-мачты под D подразумевают эффективный диаметр (ср. § 9-19). На рис. 9-37 приведен график Z как функции I/D. Волновое сопротивление антеннмачт лежит примерно между 250 и 350 ом. Для реактивной компоненты входного со-

противления X_F справедлива формула

$$X_F = -\frac{Z}{\operatorname{tg} 2\pi l/\lambda} \,. \tag{9-147}$$

Полное комплексное сопротивление на входных клеммах антенны с учетом ур. (9-143) разно:

$$\mathbf{Z}_F = R_F + jX_F$$

Этот способ расчета пригоден лишь для антенн длиной $l < 0,35\lambda$, так как при больших длинах уже не справедляво предположение о синусоидальном распределении тока. Отклонения от синусоидального распределения особенно велики вблизи узлов тока или напряжения. Можно достигнуть удовлетворительного совпадения с фактическим положением, если в качестве эквивалентной схемы принять не разомкнутую на конце двухпроводную линию без потерь, а двухпроводную линию с потерями или линию без потерь, но нагруженную на конце активным сопротивлением R_b . Для практических расчетов рекомендуется использовать



Рис. 9-37. Среднее значение волнового сопротивления вертикального вибратора над землей (*I/D* — длина/диаметр).

более наглядную эквивалентную схему в виде длинной линии с потерями. Следует отметить, что в обоих методах расчета используется сопротивление излучения R_b бесконечно тон-кой антенны. Это можно делать, лишь пока антенна достаточно тонка. По мере утолщения антенны расчетные данные все больше от-личаются от экспериментальных. В случае достаточно толстых антенн, начиная примерно от UD<20, следует отказаться от применения и пользоваться более строгими теориями.

Для эквивалентной схемы, изображенной на рис 9-38, при длине антенны *l*>0,35λ, распределения тока и напряжения имеют следующий вид:

$$\mathbf{I} = I_b \left(\cos 2\pi \, \frac{x_b}{\lambda} + j \, \frac{R_b}{Z} \, \sin 2\pi \, \frac{x_b}{\lambda} \right), \quad (9-148)$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{I}_b \left(R_b \cos 2\pi \, \frac{x_b}{\lambda} + jZ \, \sin 2\pi \, \frac{x_b}{\lambda} \right), \ (9-149)$$

где x_b — текущая координата, отсчитываемая от сопротивления R_b в направлении к точке питания.

Комплексное сопротивление **Z**_F антенны получается путем трансформации вдоль отрезка линии длиной *l*_b:

$$\mathbf{Z}_F = R_F + jX_F = Z \frac{\frac{R_b}{Z} + j \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_b}{\lambda}}{1 + j \frac{R_b}{Z} \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_b}{\lambda}}, \quad (9-150)$$

где $l_b = l - \lambda/4$. Значения R_b практически не зависят от Z и могут быть взяты из рис. 9-42.

На рис. 9-39 показары кривые активной и реактивной компонент сопротивления антенны, рассчитанные по формуле (9-150) для трех вертикальных антенн с различными соотношениями l/D. Следует обратить внимание на случай $l \approx 0.5\lambda$, для которого из ур. (9-150) получается наивысшее значение

$$R_F = \frac{Z^2}{R_b}.$$
 (9-151)

Для питания вертикальной несимметричной антенны применяется или коаксиальный



Рис. 9-38. Синусондальное распределение тока (а) и действительное распределение тока (б) вдоль вертикальноговибратора длиной / ~ λ/2. Эквивалентная схема (в) для "расчета :действительногораспре деления-тока.



Рис. 9-39. Входное сопротивление (активиое R_F и реактивное X_F) вертикальных вибраторов, рассчитанное по теории длинных линий.



Рис. 9-40. Схема для согласования вертикального вибратора с коаксиальным кабелем.

кабель, или коаксиальная линия, проложенная параллельно земле и состоящая из нескольких проводов. Для согласования антенны с кабелем можно применять различные схемы [Л. 8, 110]. На практике предпочитают схему, изображенную на рис. 9-40. Она представляет собой по существу Т-звено, образованное реактивными сопротивлениями X_A (антенный контур), X_K (кабельный контур) и X_{K0} (связь). Согласование обеспечивается при выполнении следующих трех условий:

$$X_{K0} = \pm \sqrt{R_F Z_K}, \qquad (9-152a)$$

єде Z_к — волновое сопротивление кабеля;

$$X_{K} = -X_{K0}$$
 (9-1526)

(для этого необходимо разомкнуть антенный контур, например, в точке A и настроить кабельный контур посредством изменения X_к).

$$X_{A} = -(X_{F} + X_{K0}) \qquad (9-152B)$$

(это условие выполняется, если X_A настроено так, чтобы отношение I_F/I_K имело наивысшее значение). Для проверки в заключение вычисляют отношение напряжения UK к току I_К в кабеле. При правильном согласовании должно быть $U_K/l_K = Z_K$. Если это условие не выполняется, то принятое при расчете исходное значение R_F не соответствует действительности. В этом случае следует провести повторную настройку, предварительно изменив X_{K0}. Реактивное сопротивление связи ХКО само по себе может быть как индуктивным, так и емкостным. Чаще всего предпочитают использовать емкостную связь, как это показано на рис. 9-40, чтобы для нежелательных высших гармоник получить более или менее действенное короткое замыкание.

Напряженность электрического поля *Е* в дальней зоне вертикальной несимметричной антенны определяется выражением

$$E\left[\frac{6}{M}\right] =$$

$$= 60I_{b}[a] \frac{\cos\left(2\pi \frac{l}{\lambda}\sin\varphi\right) - \cos 2\pi \frac{l}{\lambda}}{r[M]\cos\varphi} =$$

$$= kD(\varphi), \qquad (9-153a)$$

сде r — расстояние; φ — угол скольжения. Напряженность поля пропорциональна зависящему от угла φ множителю, который может рассматриваться как диаграмма направленности $D(\varphi)$.

Напряженность магнитного поля равна:

$$H(\varphi) = \frac{E(\varphi)}{Z_{\varphi}} . \qquad (9-15)6$$

Величина $Z_0[o_M] = 120\pi = 377$ представляет собой так называемое волновое сопротивление свободного пространства. Е н H в даль-



Рис. 9-41. Диаграммы направленности вертикального вибратора в любой вертикальной плоскости, проходящей через антенну.

ней зоне синфазны. Формулы (9-153) справедливы, строго говоря, только для чисто синусоидального распределения тока и хорошо проводящей земли. Способ расчета для несинусоидального распределения тока изложен в [Л. 9]. Диаграммы направленности вертикальной антенны с синусоидальным распределением тока, расположенной над идеальнопроводящей землей, рассчитаны в [Л. 10]. Распределение тока и диаграммы направленности вертикальных антенн для некоторых значений l/λ изображены на рис. 9-41. Сопротивление излучения, отнесенное к пучности тока вертикальной антенны с синусоидальным распределением тока, равно:

$$R_{b} [o_{\mathcal{M}}] = 60 \int_{0}^{\pi/2} D^{2}(\varphi) \cos \varphi \, d\varphi =$$
$$= 60 \int_{0}^{\pi/2} \frac{[\cos{(\beta l \sin{\varphi})} - \cos{\beta l}]^{2}}{\cos{\varphi}} \, d\varphi, \quad (9-154)$$

где $\beta = 2\pi/\lambda$.

Вычисляя этот интеграл, получим выражение [Л. 11]:

$$R_{b} [om] = \begin{cases} 30 [0.577 + \ln (4\pi l/\lambda) - \text{Ci} (4\pi l/\lambda)] + \\ + 15 \sin \left(4\pi \frac{l}{\lambda}\right) [\text{Si} (8\pi l/\lambda) - 2 \text{Si} (4\pi l/\lambda)] + \\ + 15 \cos (4\pi l/\lambda) [0.577 + \ln (2\pi l/\lambda) + \\ + \text{Ci} (8\pi l/\lambda) - 2\text{Ci} (4\pi l/\lambda)] \end{cases}$$
(9-155)

Функции Si (x) (интегральный синус) и Ci (x) (интегральный косинус) описаны в [Л. 12]. Вместо чисто аналитического вычислення интеграла в ур. (9-154) можно поступать следующим образом: вычерчивается D^2 (φ) в зависимости от φ и путем графического интегрировання определяется площадь под кривой D^2 (φ). Определяя среднее значение D_m^2 (φ), которое дает ту же площадь, вычисляют затем R_b согласно [Л. 10] по формуле

$$R_b \ [OM] = 60 D_m^2 \ (\varphi). \tag{9-156}$$

Такой способ расчета рекомендуется для практических вычислений в тех случаях, когда $D(\varphi)$ соответствует несинусоидальному распределению тока или антенна в общем состоит из отрезков с различным распределением тока. На рис. 9-42 приведен график сопротивления излучения R_b . При $l = \lambda/4$ $R_b = 36,7$ ом.

Применяя системы вертикальных антенн, можно получить разнообразные диаграммы излучения и прежде всего направленные диаграммы. Одним из простейших случаев является система из двух одинаковых, рас-



Рис. 9-42. Сопротивление излучения R_b в фиктивной или действительной пучности тока тонкой вертикальной антенны.



Рис. 9-43. Система из двух одинаковых вертикальных вибраторов над землей.

положенных на расстоянии d антенн, токи в которых возбуждаются со сдвигом фазы δ. Результирующая напряженность поля E может быть представлена в виде произведения напряженности поля одиночного излучателя на множитель решетки. Для случая равных токов получим с учетом обозначений на рис. 9-43 следующее выражение:

$$E(\psi, \varphi) = E_1(\varphi) 2 \cos \frac{\delta + \beta d \cos \psi \cos \varphi}{2}.$$
(9-157)

Здесь $E_1(\varphi)$ дается выражением (9-153а), $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$. Для случая неравных токов

$$E(\diamondsuit, \varphi) = E_1(\varphi) \quad \sqrt{1 + A^2 + 2A\cos(\delta + \beta d\cos \varphi\cos \varphi)},$$
(9-158)

где $E_1(\varphi)$ — напряженность поля одиночной антенны с током I_1 ;

 $A = I_2/I_1$ — отношение амплитуд токов.

На практике часто питают лишь одну антенну, при этом вторая возбуждается за счет излучения первой.

Дальнейшие подробности, в том числе и многочисленные диаграммы направленности, можно найти в соответствующей литературе [Л. 13, 14].

9-18. НАГРУЖЕННАЯ ВЕРТИКАЛЬНАЯ Антенна

Ниже рассматривается вертикальная несимметричная антенна, на верхнем конце которой помешена емкостная нагрузка. Последняя может быть, например, выполненав виде горизонтального металлического диска. Равноценно по действию круглое или многоугольное металлическое кольцо, которое приз помощи радиальных проводов соединяется с мачтой. Наиболее простыми нагруженными антеннами являются Г и Т-образные антенны. Их горизонтальная часть может состоять изодного провода или системы проводов, образующих поверхность любой формы, например плоскость или цилиндр. Первые конструкции нагрузок применяются в средневолновых антеннах, последние характерны для длинноволновых антенн.

Действие емкостной нагрузки заключается в кажущемся удлинении вертикальной часть антегны; это особенно важно для длинновол-



Рис. 9-44. Вертикальная антенна, нагруженная на конце емкостью (а), и ее эквивалентная схема (б).



ненни Длины волны.

новых антенн. Из технических и экономических соображений их высота не может превышать 200-300 м. При этом она часто остается меньше, или даже много меньше λ/4. Следствием этого является очень низкий к. п. д. антенны и высокие напряжения, что приводит, например при больших мощностях излучения, к серьезным техническим проблемам, а также узкая полоса пропускания. Применение емкостной нагрузки на конце антенны изменяет распределение тока таким образом, что фиктивная пучность тока черемещается выше. При этом к. п. д. антенны увеличивается незначительно, но зато сильно уменьшается реактивная компонента входного сопротивления антенны. Благодаря этому падает напряжение в антенне и одиовременно расширяется полоса пропускания. Эквивалентная схема нагруженной антенны изобра-жена на рис. 9-44,6. Кажушееся удлинение l, определяется выражением

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{l_v}{\lambda} = -\frac{Z}{X_e}, \qquad (9-159)$$

где Z — волновое сопротивление вертикальной части;

X_e — реактивное сопротивление оконечной нагрузки антенны.

Распределение тока вдоль антенны описывается формулой

$$l = l_b \sin\left(2\pi \frac{l_v + x}{\lambda}\right), \qquad (9-160)$$

где I_b — ток в пучности;

х — расстояние от конца антенны.

Типичные распределения токов изображены на рис. 9-45.

Если горизонтальная часть состоит из одного провода длиной L и диаметром d (рис. 9-46), то ее емкость относительно земли равна [Л. 15]:

$$C[n\phi/m] = \frac{55.6}{\ln\frac{4H}{d} - \ln\left(\frac{2H}{L}W\right)};$$

$$W = \sqrt{\frac{\sqrt{1+4(2H/L)^2 + 1}}{\sqrt{1+4(2H/L)^2 - 1}};$$
 (9-161)

при L ≫ 2H

$$C[n\phi/m] = \frac{55.6}{\ln\frac{4H}{d}}.$$
 (9-162)



Ряс. 9-46. Г- и Т-образные варианты вертикальной антенны, нагруженной емкостью.

Для расчета емкости нагрузки в виде цилиндрической системы проводов можно воспользоваться формулой (9-161), подставляя вместо *d* действующий диаметр цилиндра, который может быть взят из рис. 9-59. Коиструктивно более выгодны плоские системы, выполненные из N одиночных проводов диаметром d, емкость которых может быть найдена из рис. 9-47 и 9-48. Кривые построены что L≫2Н ıB предположении, H CTDOTO справедливы только для d=4 мм н H=100 м. Если Н меньше или d больше указанных величин, то емкость будет несколько больше. Влияние Н и d, однако, мало. Так, например, увеличение емкости при удвоенной толщине провода d=8 мм составляет 4—



Рис. 9.47. Емкость относительно земли плоской горизонтальной части антенны из N проводов для различных значений S/H (ширина/высота).



рис. 9.18. Емкость относительно земли горизоитальной части антенны как функция S/H (ширина/высота). Параметр — число прозодо в N.



Рис. 9-49. Схема антенного поля длинноволнового передающего центра. Цифры в кружках обозначают высоту мачт в метрах.

5%, а для половинной высоты H=50 м от 2 до 3%. На практике условие L >>2H выполняется редко. Фактическую емкость можно найти по величине емкости С (из графиков рис. 9-47 и 9-48) с помощью равенства

$$C'[n\phi/m] = \frac{55,6}{\frac{55,6}{C[n\phi/m]} - \ln\left(\frac{2H}{L}W\right)}, \quad (9-163)$$

сде значение W вычисляется по формуле (9-161). На практике часто приближенно считают L= = 2H. В этом случае C' примерно на 10% больше С.

Если L не очень мало по сравнению с λ ($L > 0, 1\lambda$), то реактивное сопротивление Х, определяется по формуле

$$X_e = -\frac{Z_e}{\operatorname{tg} 2\pi \frac{L}{\lambda}}; \qquad (9-164)$$

Z_e — волновое сопротивление горизонтальной части антенны относительно земли (рис. 9-46, а). Оно может быть найдено по формуле

$$Z_{e}[o_{M}] = \frac{3\,336}{C'[n_{\oplus}/M]},\qquad(9-165)$$

где C' рассчитывается по формуле (9-163).

При Т-образной антенне (рис. 9-46,б) (9-164) применяется для каждой формула из двух параллельно включенных половин длиной L/2.

На рис. 9-49 приведен для примера схематический план антенного поля длинноволнового передающего центра. Емкость горизонтальных частей антенны равна 2500-4 500 *пф*; рабочие волны лежат в интервале 2 500—6 000 м.



Рис. 9-50. Сопротивление излучения, отнесенное к пучиости тока, для различных удлинений lv/λ.

Диаграмма направленности вертикальной антенны с емкостной нагрузкой в обозначениях рис. 9-45 имеет вид:

$$D_{1}\varphi := \frac{\cos\beta l_{2},\cos(\beta l\sin\varphi) - \sin\varphi\sin\beta l_{2}\sin(\beta l\sin\varphi) - \cos[\beta(l+l_{2})]}{(0.16)}$$

(9-166)



Рис. 9-51. Сопротивление нзлучения, отнесенное к осонованию антенны, для различных удлинений l_g/l.

здесь φ — угол скольжения, $\beta = 2\pi/\lambda$. Если горизонтальная часть антенны сравнима по длине с λ , то следует, строго говоря, учитывать и се излучение [Л. 3].

Графики сопротивления излучения нагруженной антенны при различных удлииениях l_v/λ приведены на рис. 9-50 [Л. 16]. Сопротивления в пучности тока R_b и у основания антенны R_F связаны между собой соотношением

$$R_F = \frac{R_b}{\sin^2\left(2\pi \frac{l+l_v}{\lambda}\right)}.$$
 (9-167)

При $l + l_{v} < 0,1\lambda$ сопротивление излучения R_{F} можно вычнолять по формуле

$$P_{F}[om] = 1578 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \left(1 - \frac{0.5l}{l+l_v}\right)^2. \quad (9-168)$$

График R _F приведен на рис. 9-51. Весьма действенным мероприятием для увеличения



Рис. 9-52. Нагруженная вертикальная автенна с многократной настройкой.

сопротивления излучения R_F является применение так называемой многократной настройки антенны (рис. 9-52). При этом R_F возрастает почти пропорционально квадрату числа снижений [Л. 5].

20 Раднотехнический справочник.

9-19. ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ШИРОКОПОЛОСНЫЕ АНТЕННЫ

Вертикальные антенны обычной KOHструкции, например излучающие мачты без дополнительной подстройки, пригодны лля работы только в очень узкой полосе частот шириной в несколько процентов. Вне этого диапазона появляется очень быстро BO3растающее рассогласование с питающим кабелем. В общем случае нежелательно рассогласование, при котором коэффициент стоя-17

чей волны (к. с. в.)
$$K = \frac{U_{\text{макс}}}{U_{\text{мин}}} > 2$$
. Это требо-

вание относится не только к передающим, но во многих случаях и к приемным антеннам, особенно, когда это касается высококачественных коммерческих установок или антенн с многократным использованием. Но за последнее время все в большей степени требуются широкополосиые антенны, например для дальних связей или для целей навигации. Для этого вообще достаточно уменьшать волновое сопротивление, т. е. увеличавать поперечные размеры антенны. Современные широкополосные антенны позволяют работать без подстройки в полосе частот с перекрытием 1:3 и более.

Осуществление подобных антенн в диапазоне у. к. в. не встречает особенных затруднений. Напротив, в диапазоне коротких волн из-за больших габаритов удалось только в последнее время создать сравнительно недорогие конструкции благодаря применению антени специальных форм.

Разработка широкополосных антенн шла по пути применения излучателей с поперечными сечениями разнообразной формы. ничными примерами таких антенн являются: цилиндрическая, коническая и экспоненциальная антенны (рис. 9-53). Существуют также многочисленные переходные формы. Волновое сопротивление цилиндрической и экспоненциальной антени возрастает вдоль антенны, причем во втором случае приблизительно по экспоненциальному закону. У конической антенны волновое сопротивление согласно ур. (4-71) постоянно и зависит от угла 20 при вершине конуса. На рис. 9-54 приведена кривая изменения Z в зависимости от tg ϑ . Широкополосные свойства конической антенны исследованы достаточно подробно как теоретически, экспериментально так И



Рис. 9-53 Формы выполнения вертикальных широкополосных антенн. а — цилиндрическая антенна. 6 — коническая антенна; в — экспоненциальная антенна.



Рис. 9-54. Волновое сопротивление конической антенны.

[Л. 17, 18]. С возрастанием угла раствора конуса увеличиваются широкополосные свойства антенны. Фни достигают оптимума примерно при угле раствора 20 от 60 до 70°, что соответствует $Z \approx 80 \div 70$ ом и отношению $l/D \approx 0.9 \div 0.7$.

Детальные экспериментальные исследования цилиндрических антенн описаны в работе [Л. 7]. Очень тонкие цилиидрические антенны, имеющие, например, l/D>10, по своим свойствам сходны с конической антенной с равным отношением $l/D_{\rm Maxc}$. При более толстых цилиндрических антеннах, примерно начиная от l/D<4, становится заметчым влияние возрастающей емкости основания антенны, приводящее к ухудшению ее широкополосных свойств по сравнению с конической антенной. Выполняя ее основание

в виде конуса, благодаря чему антенна представляет собой переходную форму от цилиндрической к конической антенне, удается уменьшить вредное влияние емкости основания. Показательным является изменение входного сопротивления цилиндрической антенны в областях различных резонансов в зависимости от отношения *l/D* (рис. 9-55).



Рис. 9-55. Измеренное входное сопротивление вертикальной цилиндрической антенны над землей [Л.18].

Широкополосные свойства экспоненциальной антенны сравнимы со свойствами кони-ческой антенны (Л. 19). Главным преимуществом экспоненциальной антенны является то, что при равной длине ее максимальный диаметр D составляет только одну треть максимального диаметра конической антенны; благодаря этому первая антенна может применяться еще и па длинноволновом конце коротковолнового диапазона [Л. 20]. Конструкподобной антенны изображена ния на рис. 9-56. Плавно изогнутая форма сечения здесь заменена многоугольной. Измеренная кривая изменения коэффициента стоячей волны в кабеле питания этой антенны в диапазоне волн приведена на оис. 9-57.

Типичным для диаграмм направленности широкополосных толстых антения является то, что в отличие от диаграмм тонких антения

они не имеют четко выраженных нулей. Это свойство является особенно ценным с точки зрения условий распространения. На рис. 9-58 приведены некоторые типичные диаграммы направленности.

С целью экономчи металла и уменьшения лобового сопротивления ветру рекомендуется широкополосные антенны

Рис. 9-56. Пример конструктивного выполнения экспоненциальной антениы,

XXXXXXXX

¢₂



Рис. 9-57. Измеренный к. с. в. широкополосной антенны, изображенной на рис. 9-56, при питании по кабелю с волновым сопротивлением $Z_L = 60$ ом.

выполнять в виде цилиндрической системы проводов или стержней, а не со сплошными стенками. Электрически действующий диаметр *D* цилиндрической антенны, состоящей из *n* проволников лиаметром *d*, может быть определен по формуле

$$\ln \frac{\mathbf{D}'}{D} = -\frac{\ln \frac{D'}{d} - \ln n}{n}.$$
 (9-169)

Если дан, иаоборот, действующий диаметр *D* и требуется определить соответствующий ему диаметр цилиндрической антенны *D'*, то следует применить формулу

$$\ln \frac{D'}{D} = \frac{\ln \frac{D}{d} - \ln n}{n - 1} .$$
 (9-170)



Рис. 9-58. Типичные диаграммы направленности вертикальных широкополосных антенн в вертикальной плосокости.

Оба выражения справедливы при a > 5d, где a—расстояние между осями соседних проводов. Они могут применяться и в случае n=2. По формулам (9-169) и (9-170) на рис. 9-59 и 9-60 построены значения D'/Dдля различных значений n.



Рис. 9-59. К определению действующего диаметра D цилиндрической антенны по заданному фактическому днаметру D' к днаметру провода d.



Рис. 9-60. К определению фактического диаметра цилипдрической антенны D' по заданному действующему диаметру D и диаметру провода d.

9-20. СИММЕТРИЧНЫЙ ВИБРАТОР

Если заменить зеркальное изображение вертикальной антенны действительным проводником и представить себе, что земля удалена, то получим линейную антенну, питаемую в центре и называемую симметричной вибраторной антенной или просто симметричным вибратором. С другой точки зрения, приводящей к более простому объяснению некоторых свойств антенны, можно считать, что симметричный вибратор получен из разомкнутой на конце двухпроводной длиной линию (рис. 9-61). Чем больше разведены концевые участки линии, т. е. чем больше в долях длины волны λ становится расстояние между концами линии, тем больше излучает система, которая в конце концов превращается в прямолинейный симметричный вибратор.

Распределение тока в симметричном вибраторе имеет вид:

$$I = I_b \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right); \qquad (9-171)$$

здесь I_b — сила тока в действительной или фиктивной пучности тока, а x — расстояние от конца вибратора. Распределение тока на обоих плечах вибратора симметрично относительно его середины. Примеры распределений тока изображены на рис. 9-62.

Ниже будем обозначать через l половину длины вибратора, а через $L \approx 2 l$ — его полную длину.

Сопротивление излучения вибратора с длиной плеч l, находящегося в свободном пространстве, всегда вдвое больше, чем у вертикальной антенны длиной l, установленной над землей. Значения сопротивления излучения R_b , отнесенного к пучности тока, приведенные на рис. 9-42, следует поэтому в случае симметричного вибратора умножить на 2. Вдвое больше и среднее значение волнового сопротивления. Имеем поэтому:

$$Z[o_{M}] = 120 \ln \left(1.15 \frac{l}{D} \right) = 120 \ln \left(0.575 \frac{L}{D} \right).$$
(9-172)

Следовательно, значения Z из рис. 9-37 следует для симметричного вибратора с длиной плеч *i* умножить на 2.



Согласно теории длинных линий комплексное входное сопротивленые симметричного вибратора равно:

$$\mathbf{Z}_{a} = R_{a} + jX_{a} = Z \frac{\frac{R_{b}}{Z} + j \operatorname{tg}\left(2\pi \frac{l_{b}}{\lambda}\right)}{1 + j\frac{R_{b}}{Z} \operatorname{tg}\left(2\pi \frac{l_{b}}{\lambda}\right)}.$$
(9-173)

На рис. 9-64 изображены для примера кривые активной и реактивной компонент Z_a симметричного вибратора длиной λ в зависимости от расстройки f/f_o для различных значений L/D [Л. 21]. Зависимость максимального значения R_a от L/D видна из рис. 9-65.

Диаграмма направленности симметричного вибратора в свободном пространстве с учетом обозначений на рис. 9-66,а имеет вид:

$$E[\theta/M] = \frac{60I_{b}[a]}{r[M]} \times \left[\frac{\cos\left(2\pi \frac{l}{\lambda}\sin\varphi\right) - \cos 2\pi \frac{l}{\lambda}}{\cos\varphi}\right]. \quad (9-174)$$

Напряженность поля не зависит от азимутального угла ψ, т. е. в этой плоскости излучение ненаправленное. Днаграммы направленности симметричного вибратора в плоскостях, проходящих через вибратор, полностью совпадают с диаграммами вертикальной антенны (рис. 9-41), дополненными соответствующими зеркальными изображениями. Для симметричного вибратора, находящегося над землей на высоте h, влияние последней на диаграмму направленности учитывается называемым множителем зеркального так расположенизображения. Для вертикально ного симметричного вибратора (рис. 9-66,6) этот множитель равен:

$$2\cos\left(2\pi \frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right);$$
 (9-175a)



Рис. 9-61. Образование симметричного вибратора путем разведения проводников открытой двухпроводной линии.



Рис. 9-62. Синусоидальное распределение тока вдоль тонкого симметричного вибратора для различных L/λ и l/λ.



Рис 9-63. Симметричный вибратор (а) и его эквивалентная схема (б).

¢,



Рис. 9-64. Активная и реактивная составляющие вхолного сопротивления волнового симметричного вибратора ($L \sim \lambda$) для различных значений L/D в зависимости от расстройки [Л. 21].

для горизонтально расположенного симметричного вибратора (рис. 9-67) имеем:

$$2\sin\left(2\pi\,\frac{h}{\lambda}\,\sin\,\varphi\right).$$
 (9-1756)

Таким образом, диаграмма направленности вертикального симметричного вибратора над землей с учетом обозначений на рис. 9-66 имеет вид:

$$D(\varphi) = \frac{\cos\left(2\pi \frac{l}{\lambda}\sin\varphi\right) - \cos\left(2\pi \frac{l}{\lambda}\right)}{\cos\varphi} \times 2\cos\left(2\pi \frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right). \quad (9-176a)$$

Диаграмма направленности горизонтального симметричного вибратора над землей с учетом обозначений на рис. 9-67 имеет вид:

$$D(\phi, \varphi) = \frac{\cos\left(2\pi \frac{l}{\lambda}\cos\phi\cos\varphi\right) - \cos'2\pi \frac{l}{\lambda}\right)}{V \overline{1 - \cos^2\phi\cos^2\varphi}} \times 2\sin\left(2\pi \frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right). \qquad (9-1766)$$

Наиболее часто применяются на практике полуволновый и волновый симметричные виб-



Рис. 9-65. Максимальное активное сопротивление волнового симметричного вибратора (L ~ D) в точке питания в зависимости от L/D [Л. 21].

раторы. Их диаграммы направленности имеют вид: для вертикального полуволнового вибратора

$$D(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{\cos\varphi}; \qquad (9-177a)$$

для горизонтального полуволнового вибратора

$$D(\psi, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\cos\varphi\right)}{\sqrt{1-\cos^2\psi\cos^2\varphi}}; \quad (9-1776)$$

для вертикального волнового вибратора

$$D(\varphi) = \frac{\cos(\pi \sin \varphi) + 1}{\cos \varphi}; \quad (9-178a)$$



Рис. 9-66. Обозначения при рассмотрении симметричиого вибратора в свободном пространстве (а) и вертикального вибратора над землей (б).

для горизонтального волнового вибратора

$$D(\phi, \varphi) = \frac{\cos(\pi\cos\phi\cos\varphi) + 1}{\sqrt{1 - \cos^2\phi\cos^2\varphi}} . \quad (9-1786)$$

Примеры диаграмм направленности вертикального полуволнового вибратора при различных высотах над землей приведены на рис. 9-68. Для коротковолнового диапазона целесообразно брать высоты $h \approx 0.5 \lambda$ или $h > 4 \lambda$. Во втором случае диаграмма имеет областей нулевого излучения достаточно узки.

На рнс. 9-69 приведены диаграммы направленности горизонтального симметричного внбратора в вертикальной плоскости, перпендикулярной оси диполя. И в этом случае целесообразно в коротоковолновом диапазоне применять $h \approx 0,5 \lambda$ или $h > 4 \lambda$. На рис. 9-70 для примера приведена диаграмма направленности в вертикальной плоскости, проходящей через ось горизонтального вибратора, для $h=1,75 \lambda$.

Диаграммы направленности горизонтального полуволнового вибратора в азимуталь-



Рис. 9-67. Обозначения при рассмотрении горизонтального симметричного вибратора.



Рис. 9-68. Диаграммы направленности в вергикальной влоскости вергикального полуволнового симметричного вибратора над землей.



Рис. 9-69. Диаграммы направленности горизонтального иолуволнового вибратора над землей в вертикальной плоскости, перпендикулярной его оси.

ной плоскости для углов места в 30 и 50° изображены на рис. 9-71. Практически важно то, что диаграмма все более приближается к окружности с увеличением угла ф. Для углов места, близких к 90°, важных для связи на коротких волнах (пространственным лучом), диаграмма направленности относительно независима от азимутального угла ф.

Приведенные выше формулы для диаграмм направленности вибратора, строго говоря, справедливы для идеально проволящей земли. Для более точного расчета следует учитывать параметры почвы, используя вместо ур. (9-175) обобщенный множитель

$$\sqrt{\frac{1+R^2-2R\cos\left(4\pi\frac{h}{\lambda}\sin\varphi+\delta\right)}{(9\cdot179)}},$$





Рис. 9-70. Диаграмма направленности горизонтального полуволнового вибратора в бертикальной плоскости, прохолящей через его ось.

Рис. 9.71 Диаграммы направленности в горизонтальной плоскости горизонтального полуволнового вибратора лля углов места 30 и 50°.

в котором R — модуль коэффициента отражения, а д — его фаза.

Влияние свойств почвы на диаграммы направленности вибраторов подробно рассматривается в [Л. 10].

Следует отметить, что, строго говоря, сопротивление излучения симметричного вибратора способом, указанным выше, может быть определено только при большом расстояним его от поверхности земли. При высоте подвеса вибратора $h < 4\lambda$ его сопротивление излучения колеблется около среднего значения, соответствующего вибратору в свободном пространстве [Л. 22]. Например, сопротивление излучения горизонтального полуволнового виб; атора равно его сопротивлению излучения в свободном пространстве (около 73 ом), если $h=0,5 \lambda$. При высоте $h < 0,2\lambda$ или же при аналогично малых расстояниях до других проводников, как, например, рефлекторов или директоров, сопротивление излучения значительно меньше, чем у вибратора в свободном пространстве.

9-21. ШЛЕЙФ-АНТЕННЫ (БИВИБРАТОРЫ)

Основная форма шлейф-антенны (или бивибратора) представляет собой два близко расположенных параллельных проводника длиной ~ λ/2 каждый, соединенных по концам друг с другом; один из вибраторов — активный и возбуждается в центре. Такая антенна может рассматриваться как видоизмененный полуволновый вибратор, способ возбуждения которого тесню связан с областью его применения. Полуволновый вибратор имеет входное сопротивление порядка 70 ом. Поэтому наиболее удобно питать его 60-ом коаксиальным кабелем. Однако для устранения антенного эффекта (т. е. затекания тока на оболочку кабеля) необходимо применять залирающий стакан или четвертьволновый сим-§ 6-17 и 6-18) метрирующий шлейф (см. как это показано на рис. 9-72. При симметричном питании 500-омной двухпроводной линией необходимо применить один четвертьволновый трансформатор для согласования (или несколько включенных последовательно), как это показано на рис. 9-72 [см. ур. (4-111)]. Вместо него можно в принципе применить экопоненциальный переход (см. § 6-15), свойства которого не зависят от частоты.



Рис. 9-72. Питание полуволнового симметричного вибратора.

а — коаксиальным кабелем с запирающим стаканом;
 б — коаксиальным кабелем с симметрируюцим шлейфом;
 в — двухироволной линией с четвертьволновым грансформатором;
 г — двухироволной линией с экспоненциальным трансформатором.

Эти мероприятия не требуются, если применять бивибратор. Выбором конструкции его входное сопротивление можно изменять в широких пределах. На рис. 9-73 изображены различные способы выполнения обыкновенного двухпроводного бивибратора. При выполнении его так, как показано на рис. 9-72, в обоих проводниках текут синфазные и приблизительно равные по величине токи. При данной мощности ток в питаемом проводе составляет примерно половину тока, который был бы в отсутствие второго провода; это значит, что входное сопротивление примерно в 4 раза больше, чем у простого вибратора.

Обозначая через *ü* коэффициент трансформации и через *R*₁ сопротивление излучения одиночного вибратора, получаем:

$$R = uR_1.$$
 (9-180)

В указанном случае $R = 4R_1$. Вследствие близости второго проводника R_1 немного





Рис. 9-74. Коэффициент трансформации и для двухпроводных бивибраторов.

меньше, чем у одиночного вибратора, а именно около 60—65 ом. Входное сопротивление обыкновенного бивибратора лежит поэтому между 240 и 260 ом и не зависит от расстоявия а между проводниками. Если толщины отдельных проводников бивибраторов выби-



Рис. 9-75. Вертикальная несимметричиая шлейф-антенна.

а — прининиальная схема; б — изменение входного сопротявления при помощи перестройки Х; в — высскоомное питание; г — вариант «вибратор с параллельным питанием».



Рис. 9-76. Трехпроводная шлейф-антениа: поперечное сечение-равиосторонний треугольник.

раются различными. то коэффициент трансформации зависит и от а:

$$\ddot{u} = \frac{\ln \frac{a}{r_1}}{\ln \frac{a}{r_2}} + 1, \qquad (9-181)$$

где $r = \frac{d}{2}$ — радиус проводника; индекс 1 от-

носится здесь, как и в дальнейшем, к питае мому проводнику. Ур. (9-181) представлено графически на рис. 9-74. Некоторые частные случаи бивибраторов изображены на рис. 9-73. Изображенные на рис. 9-75 вертикальные не симметричные шлейф-антенны могут рассматриваться как половинки бивибраторов; их второй половиной является зеркальное изображение в земле.

Для шлейф-антениы из трех проводников, равно отстоящих друг от друга, u=9 и не зависит от *a* (рис. 9-76). При плоской трехпроводной шлейф-антенне согласно рис. 9-77 *u* зависит от величины отношения a/d, даже и при проводниках одинакового радиуса. В общем случае *u* определяется из соотнощения

$$\frac{1-q}{q} \ln\left(2\frac{a}{d_1}\right) = \ln\left(0.5\frac{d_1}{d_2}\right), \qquad (9-182)$$

где $q = (V\ddot{u} - 1)/2.$

Кривые на рис. 9-78 характеризуют взаимные зависимости размеров и возможные значения коэффициента трансформации й трехпроводной шлейф-антенны.

В некоторых случаях конструктивно более удобна трехпроводная шлейф-антенна с внешним возбуждаемым проводником (рис. 9-79); расчет такой антенны, однако, сложнее. Соотношение, определяющее й, с учетом обозначений на рис. 9-79 имеет вид:

$$V\overline{u} = \frac{2\ln\frac{a}{r_1}\ln\left(\frac{a}{r_1}\frac{\alpha-1}{\rho}\right) + \ln\alpha\ln\left(\frac{a}{r_1}\frac{\alpha-1}{\alpha\rho}\right)}{\ln\left(\frac{a}{r_1}\frac{\alpha-1}{\rho}\right)\ln\left(\frac{a}{r_1}\frac{\alpha-1}{\alpha-1}\right)} + 1. \quad (9-183)$$

Графики й для частного случая $a/r_1 = 118$ приведены на рис. 9-80.



Рис 9-78. Плоская трехироводная шлейф-антенна; возбуждается средний проводник: коэффициент трансформации и по огношению к полуволновому вибратору.



Рис. 9-79. Плоская трехпроводная шлейф-антенна; возбуждается крайний проводник; $a/d_1 = 5$; г — обозначения размеров.



Рис. 9-80. Плоская трехпроводиая шлейф-антенна; возбуждается внешний проводник: коэффициент трансформации и по отношению к полуволновому вибратору; обозначения см. на рис. 9-79.



Рис. 9-82. Измеренные активное и реактивное сопротивления трехпроводной шлейф-антеины, изображенной на рис. 9-81. $a/r_1 = 118; \rho = d_2/d_1 = 0.75; \alpha = 0.42$ (см. рис. 9-79).



Рис. 9-81. Конструктивное выполнение трехпроводной шлейф-антенны коротковолнового диапазона.

Конструкция коротковолновой трехпроводной шлейф-антенны для ü=6,85 изображена на рис. 9-81 Кривые активной и реактивной компонент входного сопротивления этой антенны показаны на рис. 9-82.

шлейф-антенны Расчеты изложены В [Л. 23]. Общая теория — в [Л. 1].

9-22. ШИРОКОПОЛОСНЫЕ СИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ

Широкополосный симметричный вибратор может рассматриваться как симметричное дополнение широкополосной вертикальной несимметричной антенны, так что для него спра-



Рис. 9-83. Укорочение геометрической длины L цилиндрического вибратора по сравнению с $\lambda/2$ и λ для резонанса; X = 0 (резонанс напряжений).

ведливы рекомендации, приведенные в § 9-19. Поэтому в принципе можно использовать ан-тенны той же геометрической формы. На практике, однако, возникают ограничения, так сооружение и крепление систем очень как толстых проводников, необходимых для обеспечения оптимальной широкополосности, оказывается возможным только для очень коротких волн. Это относится не только к анустанавливаемым вертикально, теннам. HO в еще большей степени к подвешиваемым горизонтально. Во всяком случае, на более длинволнах приходится довольствоваться ных простейшей формой широкополосной антенны, а именно, цилиндрическим вибратором сравнительно небольшого диаметра.



Рис. 9-84. Различные формы плоских широкополосных симметричных вибраторов.

Широкополосному вибратору с точки зречия техники высоких частот присущ неизбежный недостаток, связанный с его питанкем. В случае несимметричной широкополосной антенны, установленной над землей или какой-либо другой проводящей поверхностью, питающий коаксиальный кабель проходит под проводящей плоскостью (плоскость симметрии) и не вызывает никаких искажений. В случае же широкополосного симметричного вибратора питающая линия расположена перпендикулярно вибратору и лежит в поле его излучения. Это приводит к искажениям диаграммы направленности. Кроме того, для обеспечения оптимальной широкополосиости следовало бы применять для питания антенны симметричную линию с волновым сопротивлением 120 ом. Из конструктивных соображений и соображений электрической прочности линии эта величина, однако, неприемлема для двухпроводного фидера.

Можно предложить осуществлять питание двумя параллельными коаксиальными кабелями, электрически включенными последовательно, но это неэкономично и не устраняет искажений. В большинстве случаев на практике используется обычная двухпроводная линия С волновым сопротивлением 500 ом. Это означает вынужденный отказ от максимальной полосы частот, которую возможно получить с несимметричной широкополосной антенной. Но, с другой стороны, это дает возможность выбрать среднее волновое сопротивление волнового вибратора так, чтобы на резонансной частоте антенна была согласована с питающей линией и к. с. в. на краях относительно широкого частотного диапазона оказался бы, например, ниже 2. В некоторых случаях, например, для телевизионных антени, не так важно обеспечить максимально широкую полосу с посредственным согласованием, как важно то, чтобы в полосе шириной около ±15% рассогласование антенны с кабелем было ничтожно малым. Это можно путем компенсации обеспечить частотного изменения входного сопротивления широкополосного вибратора, применяя для этой цели соответствующие схемы из сосредоточенных или распределенных элементов.

Резонанс вибратора соответствует обращению в нуль реактивной компоненты его входного сопротивления. Геометрическая длина цилиндрического вибратора, при которой наступает Резонанс, всегда меньше целого числа полуволн, причем укорочение тем больше, чем толще вибратор. Укорочение, необходимое для обеспечения резонанса, может быть определено по крнвым рис. 9-83. Кривые построены по экспериментальным данным. заимствованным из работ [Л. 7, 24]. Из рис. 9-83 видно, что ускорение полуволновых и волновых вибраторов различно и зависнт от расстояния S между внутренними торцами плеч вибратора. Следует заметить, что частоты, соответствующие обращению реактивного сопротивления вибратора в нуль и максимуму активного сопротивления, не совпадают а разнесены тем больше, чем толще вибратор.

Входное сопротивление цилиндрического широкополосного вибратора можно определить из рис. 9-55. Следует только указанные на рисунке значения сопротивлений умножать на 2.

Несколько хуже по электрическим параметрам, но зато конструктивно намного проще плоские широкополосные вибраторы. Ряд практически проверенных конструкций изображен на рис. 9-84. Оптимальный угол 20 при вершине треугольного вибратора равен ~ 50° [Л. 25]. Диаграммы направленности плосиих вибраторов не одинаковы во всех плоскостях. Широкополосна лишь диаграмма в плоскости антенны.

На рис. 9-85 на одном примере показано устройство, предложенное Бушбеком для компенсации реактивного сопротивления широкополосного вибратора, представляющее собой две разомкнутые на конце реактивные линии длиной $\lambda/4$, включелиые последовательно с ви-



Рис. 9-85. Волновой вибратор с компенсацией вмонтированным разомкнутым четвертьволновым отрезком линии (а) и эквивалентная схема (б).

братором. Эти реактивные линии смонтированы внутри плеч вибратора в виде отрезков коаксиальной линии.

Компенсация обеспечивается благодаря тому, что вибратор, например, на частоте выше резонаноной имеет емкостное реактивиое сопротивление, в то время как сопротивления вмонтированных реактивных линий индуктивны.



Рис. 9-86. Различные варизиты выполнения вертикальных широкополосных вибраторов. а — цилиндрический вибратор с питанием сбоку двухпроводной линией; б — двойной конический вибратор с осевым питанием; в — цилиндро-конический вибратор с осевым питанием; г — лиско-цилиндро-коническая антенна с осевым питанием.

Более удачны конструкции, в которых вместо поперечного подключения питающей применены линии, соосные линии с вибратором (обычно вертикальным). Коаксиальный кабель питания антенны в этом поле ее излучения не лежит в случае (рис. 9-86). Для обеспечения широкополосности антенны необходим кабель со значибольшими поперечными тельно размерами, чем при несимметричной широкополосной антенне, т. е. кабель с меньшим сопротивлением. Конструктивно более просты по сравнению с вибратором, изображенным на рис. 9-86,6, вибраторы компромиссных форм (рис. 9-86, в иг).

Диаграммы направленности подобных широкополосных вибраторов соответствуют примерно рис. 9-58, если его дополнить зеркальным изображением.

9-23. МНОГОВИБРАТОРНЫЕ АНТЕННЫ. Двумерные поперечно Излучающие решетки

Для широковещания применяются антенвозможно равномерным излучением ΗЫ в горизонтальной плоскости. При связи же между двумя стационарными радиостанциями. как, например, при коммерческой дальней радиосвязи или при радиотелефонной связи внутри страны, ставится протизоположная задача. Для последних целей используют в первом случае преимущественно короткие волны, во втором — ультракороткие (метровые) волны и дециметровые волны. Требования, предъявляемые в эгих случаях к направленности излучения антенн, могут быть осуществлены в указанных диапазонах волн при умеренных затратах. Главным преимуществом направленного излучения является повышение напряженности поля в направлении главного излучения и снижение помех от радиостанций, расположенных вне главного лепестка диаграммы направленности антенны.

Возможный метод осуществления направленности излучения заключается в применении систем, состоящих из большего или меньшего числа горизонтальных или вертикальных полуволновых вибраторов. Одной из основных систем является линейная решетка вибраторов (рис. 9-87), образованная вибраторами, расположенными вдоль прямой линим.



Рис. 9-87. Основные варианты вибраторных лииейчых решеток. а — решетка продольных вибраторов; б — решетка поперечных вибраторов.

Возможны два варианта расположения вибраторов в такой решетке: вдоль оси решетки и поперек ее. Располагая параллельно несколько линейных решеток вибраторов, получим двумерную вибраторную решетку. В зависимости от расстояний между отдельными вибраторами и сдвига фаз между их токами можно получить совершенно разные диаграмизлучения. Наиболее распространены мы продольно и поперечно излучающие антенны. В последнем случае направление главного излучения перпендикулярно плоскости антенны. Передняя и задняя стороны плоскости физически неразличимы, т. е. антенна излучает в двух противоположных направлениях. Идеальное одностороннее направленное излучение может быть обеспечено с помощью двумерной рефлекторной решетки, расположен-ной на расстоянии $\lambda/4$ от антенны и питаемой с опережением по фазе в 90° относительно тока в антенной решетке, расположенной в направлении излучения. Рефлекторную решетку не обязательно питать активно, ее можно возбуждать пассивно за счет излучения антенны. При этом требуемое соотноАнтенны

шение фаз обеспечивается путем настройки рефлекторной системы. Подавление обратного излучения будет при этом все же не столь совершенным, как при активном рефлекторе. Тем не менее на практике предпочитают пассивный рефлектор, так как это дает возможность избежать затруднений с согласованием главного питающего фидера. Теоретически наивыгоднейшее расстояние до рефлектора равно 0,1—0,15 λ. Однако при этом из-за сильной связи через излучение между антенной и рефлектором значительно уменьшилось бы сопротивление излучения отдельных вибраторов и одновременно возросла бы частотная чувствительность антенны. Поэтому на практике выбирают по большей части расстояния от 0,2 до 0,25 λ. Если рефлектор представляет собой металлический лист достаточно больших размеров, как это, например, имеет место в антенных решетках дециметрового диапазона, то с точки зрения широкополосных свойств наиболее благоприятно расстояние, равное примерно 0,3—0,35 λ.

В соответствии с практически выбранными соотношениями в дальнейшем всегда предполагается, что вибраторы одной решетки одинаковы и одинаково ориентированы, а расстояния между соседними вибраторами равны. Далее, пусть токи в вибраторах равны, а разность фаз между токами в соседних вибраторах равна нулю или по крайней мере Влияние поверхности земли на постоянна. распределение излучения пока не будем принимать во внимание; тем не менее следует для наглядности с самого начала установить ориентацию вибраторных решеток (рис. 9-87) в пространстве относительно поверхности земли. Применяемые обозначения для случая решетки поперечных вибраторов показаны на рис. 9-88. Обозначения для вертикально расположенной решетки вибраторов ясны ИЗ рис. 9-89. Для решетки одинаковых элементов справедливо общее правило:

Диаграмма направленности решетки равна днаграмме одиночного элемента, умноженной на множитель решетки.

Элемент решетки может быть либо одиночной антенной (вибратором), либо может в свою очередь представлять собой некото-



Рис. 9-88. Обозначения для горизонтальной решетки поперечных вибраторов. Рис. 9-89. Обозначения для вертикальной решетки поперечных вибраторов.

рую решетку, диаграмма направленности которой может быть найдена также согласно приведенному выше правилу.

Множитель линейной решетки из *п* вибраторов равен:

$$G(\phi, \varphi) = \frac{\sin n\Theta}{\sin \Theta}.$$
 (9-184)

Следует различать горизонтальные (рис. 9-88) и вертикальные (рис. 9-89) решетки. При этом безразлично, как расположены сами вибраторы в решетках — горизонтально или вертикально.

Введенная с целью сокращения записи величина О обозначает в случае горизонтальной решетки вибраторов

$$\Theta = -\frac{\delta + \beta d \cos \psi \cos \varphi}{2}, \qquad (9-185)$$

а в случае вертикальной решетки вибраторов

$$\Theta = \frac{\delta + \beta d \sin \varphi}{2}; \qquad (9-186)$$

здесь д — разность фаз; *d* — расстояние между соседними вибраторами;

 $\beta = 2\pi/\lambda$.

Диаграмма направленности в свободном пространстве решетки возбуждаемых с одинаковыми амплитудами и фазами полуволно-



Рис. 9-90. Диаграммы направленности горизонтальной решетки поперечных вибраторов в горизонтальной плоскости (см. рис. 9-88) и вертикальной решетки поперечных вибраторов в вертикальной плоскости,

$\psi = 90^{\circ}$.

а — два λ/2-вибратора;
 6 — четыре λ/2-вибратора;
 6 — восемь λ/2-вибратора;
 в — восемь λ/2-вибраторов;
 во всех случаях расстояния между вибраторами λ/2 [Л. 26].

вых вибраторов выражается следующими уравненияями: горизонтальная решетка горизонтальных вибраторов:

$$D(\phi, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\phi\cos\varphi\right)}{\underbrace{\sqrt{1-\cos^{2}\psi\cos^{2}\varphi}}_{\text{горизонтальный полу-волновый вибратор}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi}{4}nd\cos\psi\cos\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}d\cos\psi\cos\varphi\right)}; \qquad (9-187)$$

вертикальная решетка вертикальных вибратороз:

$$D(\psi, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{\sum_{\substack{\text{вертикальный по- луволиовый вибратор}} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}ns\sin\varphi\right)}{n \text{ вибраторов друг}}, \qquad (9-188)$$

горизонтальная решетка вертикальных вибраторов:

$$D(\psi, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{\underbrace{\cos\varphi}_{\text{вертикальный}}} \underbrace{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} nd\cos\psi\cos\varphi\right)}_{n \text{ вибраторов друг над другом}};$$
(9-189)

вертикальная решетка горизонтальных вибраторов:

$$D(\psi, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\phi\cos\varphi\right)}{\underbrace{\sqrt{1-\cos^2\psi\cos^2\varphi}}_{\text{горнзоитальный полувол-}} \underbrace{\frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}ns\sin\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}s\sin\varphi\right)}}_{n \text{ вибраторов друг}} \underbrace{\frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}s\sin\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}s\sin\varphi\right)}}_{\text{над другом}}$$
(9.190)

Диаграммы направленности в горизонтальной плоскости горизонтальной решетки вертикальных вибраторов при $d = \lambda/2$ изображены на рис. 9-90. Понятно, что такая же диаграмма направленности, но в вертикальной плоскости $\psi = 90^\circ$, будет у вертикальной решетки горизонтальных вибраторов.

На рис. 9-91 приведены диаграммы направленности в горизонтальной плоскости горизонтальной решетки горизонтальных вибраторов. Точно такая диаграмма направленности в любой вертикальной плоскости будет у вертикальной решетки вертикальных вибраторов. Главный лепесток решетки продольных вибраторов всегда уже, чем в случае решетки поперечных вибраторов. Это обусловлено тем, что одиночный вибратор в плоскостях, проходящих через его ось, уже обеспечивает некоторую направленность. На рисунках 9-90 и 9-91 изображены только половины диаграмм. В действительности их следует дополнить зеркальным отображением относительно вертикали. Односторонняя направленность излучения может быть обеспечена путем применения решетки — рефлектора. Формулы (9-187) — (9-190) следует при этом дополнить множителем, учитывающим действия рефлектора.

Множитель рефлектора равен

$$2\cos -\frac{\delta - \beta d \sin \phi \cos \varphi}{2} \quad . \qquad (9-191)$$

Если
$$\delta = \frac{\pi}{2}$$
и $d = \frac{\lambda}{4}$, то правая часть (9-191)

принимает вид:

$$2\cos\left[\frac{\pi}{4}(1-\sin\psi\cos\varphi)\right].$$
 (9-192)



Рис. 9-91. Диаграммы направленности горизонтальной решетки продольных вибраторов в горизонтальной плоскости и вертикальной решетки продольных вибраторов в вертикальной плоскости.

 $u - два \lambda$ /-вибратора; $b - четыре \lambda/2$ -вибратора; во всех случаях расстояние между вибраторами $\lambda/2$ [Л. 26].



Рис. 9-93. Линейная решетка из четырех полуволиовых вибраторов (а) и эквивалентная ей система из двух волновых вибраторов (б).

Влияние поверхности земли может быть учтено с помощью зеркального множителя, который при идеально проводящей земной поверхности равен:

в случае горизонтальных вибраторов

$$2\sin\left(2\pi\frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right);\qquad(9-193)$$

в случае вертикальных вибраторов

$$2\cos\left(2\pi\,\frac{h}{\lambda}\,\sin\,\varphi\right),\qquad(9-194)$$

где *h* — высота центра тяжести решетки вибраторов.



рис. 9-92. Дизграммы направл нности двумерной решетки из 16 сиифазно возбуждаемых λ/2-вибраторов.

При горизонтально расположенных вибраторах: *а* — диаграмма в горизонтальной плоскости; *б* — диаграмма в вертикальной плоскости. При вертикально расположенных вибраторах: *а* — диаграмма в вертикальной плоскости;

б - днаграмма в горизонтальной плоскости [Л. 26].



Рис. 9-94. Питание синфазной решетки поперечных вибраторов. а — узкополосное. б — широкополосное.

Множитель двумерной решетки получим, как уже упоминалось выше, перемножая множители двух линейных решеток. При синфазном возбуждении диаграмма направленности двумерной решетки с рефлектором, установленной на высоте *b* над землей, дается следующим выражением: двумерная решетка горизонтальных вибраторов:

$$D(\psi, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\cos\varphi\right)}{\underbrace{\sqrt{1-\cos^{2}\psi\cos^{2}\varphi}}_{\text{горизонтальный вибратор}}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}nd\cos\varphi\cos\psi\right)}{\underbrace{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}d\cos\varphi\cos\psi\right)}_{\text{горизонтальный ряд}}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}s\sin\varphi\right)}{\underbrace{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}s\sin\varphi\right)}_{\text{горизонтальный ряд}}} \times \frac{\left(\frac{\pi}{\lambda}s\sin\varphi\right)}{\underbrace{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda}s\sin\varphi\right)}_{\text{другом}}} \times \frac{2\cos\left[\frac{\pi}{4}\left(1-\sin\psi\cos\varphi\right)\right]}{\underbrace{\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\varphi\right)}_{\text{множитель рефлектора}}} \cdot \frac{2\sin\left(2\pi\frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right)}{\underbrace{\cos\left(2\pi\frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right)};}$$
(9.195)

двумерная решетка вертикальных вибраторов:

$$D(\psi, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{\underbrace{\cos\varphi}_{\text{Bepthkarbhult}}} \cdot \underbrace{\frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} nd\cos\psi\cos\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d\cos\psi\cos\varphi\right)}}_{\text{горизонтальный ряд}} \cdot \underbrace{\frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} ms\sin\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} s\sin\varphi\right)}}_{\text{прядов друг над}} \times \frac{\left(\frac{\pi}{\lambda} s\sin\varphi\right)}{\exp\left(\frac{\pi}{\lambda} s\sin\varphi\right)} \times \frac{2\cos\left[\frac{\pi}{4}\left(1-\sin\psi\cos\varphi\right)\right]}{\exp\left(\frac{\pi}{\lambda} s\cos\varphi\right)} \cdot \underbrace{\frac{2\cos\left(2\pi\frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right)}{\exp\left(\frac{\pi}{\lambda} s\sin\varphi\right)}}_{\text{ножитель рефлектора}} \cdot \underbrace{\frac{2\cos\left(2\pi\frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right)}{\exp\left(\frac{\pi}{\lambda} s\sin\varphi\right)}}_{\text{ножитель вибраться в соверать и выбраться в совераться в соверать выбраться в совераться в$$

Диаграмма направленности антенны в виде двумерной решетки, состоящей из 4×4_вибраторов, показана на рис. 9-92.

Питание линейной системы продольных вибраторов может осуществляться в пучности тока каждого вибратора, как показано на рис. 9-93. Но так как активное сопротивление вибраторов почти на порядох меньше колнового сопротивления обычных фидеров питания, то рекомендуется соединять два вибратора в один волновой и возбуждать последний в центре (рис. 9-93,6). Выбирая отношения L/D, можно менять входное сопротивление в широких пределах.

На рис. 9-94 показаны два возможных способа синфазного питания линейной системы поперечных вибраторов.

Так как фаза напряжения в питаюшей линии через каждую полуволну меняется на 180°, то необхолимо перекрещивать проводники линии при подключении их к вибратору с целью обеспечить синфазность питания (рис. 9-94, a). При частоте, отличной от расчетной, синфазность питания вдоль линии прогрессивно нарушается (узкополосное питание). При использовании широкополосного питания, изображенного на рис. 9-94, с, синфазность сохраняется и при изменении частоты. При узкополосном питании сопротивление, отнесенное к точке подключения нижне-

го вибратора, равно 1/п сопротивления одиночного вибратора. При широкополосном питании благодаря использованию четвертьволновых отрезков имеются возможности для трансформации и, следовательно, COгласования. Широкополосность одиночного вибратора улучшает частотные характеристики всего устройства. Сопротивление излучения вибратора зависит как от общего количества элементов, так и от его расположения в решетке [Л. 4, 24]. Из соображений упрощения питающей системы часто предлочитается расстояние между вибраторами вы-бирать равным $\lambda/2$. Но с точки зрения увеличения направленности и выигрыша антенны



Рис. 9-95. Конструкция двумерной вибраторной решетки.

более выгодным является несколько бо́льшее расстояние, как это показано иа рис. 9-12 и 9-13.

Основные варианты выполнения двумерных решеток на у. к. в. показаны на рис. 9-95 и 9-96. На рис. 9-97 изображена возможная схема питания системы из 28 вертикальных вибраторов. Влияние несинфазности возбуждения иллюстрируется рис. 9-98. Антенна возбуждется так, что между ее правой и левой половинами имеется разность фаз δ . Число элементов в основной решетке и ее половинах равно 2, так что множители решеток будут равны $G=2 \cos \Theta$, а диаграмма всей антенны может быть записана в виде



Типичные варианты выполнения направленных антени изображены на рис. 9-99. На рис. 9-100 показаны два других примера выполнения поперечных излучателей.



Рис. 9-96. Двумерная решетка из 32 горизонтальных //2-вибраторов є рефлектором (также в виде решетки вибраторов).

Они могут рассматриваться как двумерные решетки с вертикальными элементами, так как горизонтальные составляющие токов взаимно компенсируются. Боковые лепестки диаграммы излучения от поперечных излучателей могут быть полностью уничтожены путем применения неравномерных решеток, т. с. не одинакового по амплитуде возбуждения отдельных элементов [Л. 4].



рис. 9.97. Двумерная решетка из 28 вертикальных $\lambda/2$ -вибраторов. (1) — вид сперели (подобный рефлектор сзади); (2) — вид сбоку; (3) — горизонтальная двухпроводная линия; (4) — решетка рефлектора; (5) — решетка излучателей; (6) — фидер рефлектора; (7) — короткозамыкающая перемычка; (8) — тролитуловый изолятор (схематично); (9) — фидер питания антениы; (10) — питание вибратора антенны; (11) — плечо вибратора длииой l; (12) — проволочная петля; (18) — стержиевой изолятор; (14) — $\lambda/4$ трансформирующая линия; (15) — длина, произвольная.





9-24. РАМОЧНЫЕ И КОЛЬЦЕВЫЕ Антенны

Рамочная антенна представляет собой по существу плоскую катушку произвольного поперечного сечения. Обычно общая длина провода рамочной антенны мала по сравнению с длиной волны, т. е. nS<0,1λ, где n — числ• витков, а S — длина одного витка. На рис. 9-101 изображено несколько основных форм рамочных антенн. Рамочные антенны, состоящие всего из одного витка, называются кольцевыми антеннами. Длина их периметра может быть сравнима с длиной волны, и область применения таких антенн совершенно иная, чем обычных рамочных антенн. Расширительно кольцевыми антеннами называют устройства, выполненные из нескольких одиночных излучателей, расположенных окружности в одной плоскости.

Напряженность поля рамочной антенны, работающей на передачу в плоскости, перпендикулярной плоскости антенны равна:

$$E[s/M] = 120\tau^2 \frac{I[a]}{\lambda^2} \frac{nF}{\lambda^2} \cos \varphi,$$
 (9-198)

где *r* — расстояние;

- n число витков;
- F площадь;
- λ длина волны;
- É компонента напряженности поля, параллельная плоскости антенны;

I — ток в рамке.

При этом предполагается, что размеры рамки настолько малы по сравнению с λ ,что I приближенно можно считать постоянным вдоль рамки. В этом случае диаграмма направленности не зависит от формы поперечиого сечения рамки и имеет вид, изображенный на рис. 9-102, a. Она полностью совпадает



Рис. 9-101. Основные варианты рамочных антенн.



Рис. 9-102 Диаграммы направленностн. а — рамочная и кольцевая антенна; b — широкополоская кольцевая антенна, выполненная согласно рис. 9-104,6 с периметром кольца в 2%.

с диаграммой направленности вибратора длиной $L < \lambda/2$, ось которого перпендикулярна плоскости рамки.

Если рамочная антенна используется в качестве приемной антенны, то при тех же предположениях напряжение в рамке равно

$$\frac{nF}{\lambda} 2\pi \cos \varphi E[\theta/M]. \qquad (9-199)$$

Сопротивление излучения R_S обыкновенной рамочной антенны очень мало ($\ll 0,1$ *ом*), так что с учетом неизбежных потерь в проводе к. п. д. чрезвычайно низок. Поэтому рамочная антенна применяется практически лишь в качестве приемной. Можно показать что

$$R_{S}[om] \approx 31\ 200\left(\frac{nF}{\lambda^{2}}\right)^{2}.$$
 (9-20 a)

Для кольцевой рамки из одного или н скольких витков с периметром S форму. » (9-200а) принимает вид:

$$R_S[o_M] \approx 197 n^2 \left(\frac{S}{\lambda}\right)^4$$
. (9-2006)

Из формулы видно, что увеличение отношения S/λ значительно эффективнее увеличения числа витков *n*. Кольцевая антенна, у которой n=1, но зато сравнительно велико отношение S/λ , оказывается намного выгоднее обычной рамочной антенны. Однако, из понятных конструктивных соображений, применение таких антенн ограничено более короткими волнами.

Для сопротивления излучения кольцевой антенны в предположении постоянства тока вдоль окружности кольца справедливы следующие приближенные формулы:

при S < 1,5λ

$$R_S[om] \approx 197 \left(\frac{S}{\lambda}\right)^4;$$
 (9-201a)

при S > 1,5X

$$R_S[om] \approx 592 \frac{S}{\lambda}$$
. (9-2016)

Более точные формулы и дальнейшие подробности имеются в [Л. 1].

Диаграмма направленности в плоскости антенны имеет примерно форму окружности, если ток вдоль витка почти постоянен по амплитуде и обязательно синфазен; последнее означает, что ток в течение полупериода пробегает кольцо антенны, не меняя знака. Это требование может быть выполнено, если длина окружности кольца невелика по сравнению с λ. На рис. 9-103 показаны различные варианты выполнения кольцевых антенн и соответ-ствующие распределения тока. Кольцевая антенна может при этом рассматриваться как двухпроводная линия. При короткозамкнутом кольце (a) S_{макс} ≈0,25λ. При нагруженном емкостном кольце (б) распределение тока более симметрично, так что $S_{\text{макс}} \approx 0,5\lambda$. Квадратная форма (в) является лишь видоизменением формы (б); диаграмма направленности



рис. 9-103. Кольцевая антенна с одной точкой питання. U — периметр (длина окружности) (в тексте обозначен буквой S).

при этом меняется несущественно. Все эги системы относятся к группе кольцевых антенн с питанием в одной точке. Сопротивление излучения у них равно примерно 0,8—12 ом.

Сопротивление излучения можно значительно повысить путем применения кольцевых антени с питанием в нескольких точках. Для примера на рис. 9-104 изображены варианты выполнения кольцевых антенн с питанием в двух точках и соответствующие распределения токов. Вследствие удвоения числа точек питания допустимая длина окружности в слу-чаях (а) и (б) примерно в 2 раза больше, чем в соответствующих вариантах на рис. 9-103. Горизонтально проведенные линии, соединяющие точки питания на рис. 9-104, на практике могут иметь любую длину. Важно лишь то, чтобы точка разветвления фидера находилась на равном расстоянии от двух точек питания антенны.

Особенно эффективной является ненагруженная кольцевая антенна (рис. 9-104, в). Ее



Рис. 9-104. Кольцевая антенна с двумя точками питаиня. U — периметр (длина окружности) (в тексте обозначен буквой S).

применение, однако, ограничено случаем $S \approx 2\lambda$, так как при значительном отличии периметра от этой величины диаграмма направленности в плоскости антенны заметно отклоняется от круга (рис. 9-107).

Особенно широкополосна кольцевая антенна, нагруженная на два активных сопротивления (рис. 9-104, г). Однако ее к. п. д. при $S < S_{\rm Make}$ ограничен [Л. 27].

С учетом обозначений на рис. 9-105 ниже приведены выражения для диаграмм направленности кольцевых антенн. В них E_{ψ} обозначает ψ -комп ненту напряженности электрического поля, параллельную плоскости антенны, $E_{\psi} - \varphi$ -компоненту, лежащую в пло



Рис. 9-105. Обозначения для кольцевой антенны с питанием в двух точках.

скости, перпендикулярной илоскости антенны. Для сокращения принято: $S/\lambda = S_{\lambda}$ и $S_{\lambda} \cos \varphi = \epsilon$. Далее, $J_n(\epsilon) - \phi$ ункция Бесселя *n*-го порядка аргумента ϵ . Для кольцевой антенны в свободном пространстве имеем:

относительная напряженность поля равна

$$(S_{\lambda})^{2} D(\phi, \phi).$$
 (9-202)

Короткозамкнутая кольцевая антенна (рис. 9-104,*a*):

$$D_{\psi}(\psi, \psi) = \sin\left(S_{\lambda}\frac{\pi}{2}\right) \times \left(\frac{J_{1}(\varepsilon)}{S_{\lambda}^{2}} + \frac{J_{1}(\varepsilon) - J_{3}(\varepsilon)}{2^{2} - S_{\lambda}^{2}}\cos 2\psi + \frac{J_{3}(\varepsilon) - J_{5}(\varepsilon)}{4^{2} - S_{\lambda}^{2}}\cos 4\psi + \dots\right); \quad (9-202a)$$

$$D_{\psi}(\psi, \psi) = \sin\left(S_{\lambda}\frac{\pi}{2}\right)\sin\psi \times \left[\left(\frac{J_{1}(\varepsilon)}{-S_{\lambda}^{2}} + \frac{J_{3}(\varepsilon)}{4^{2} - S_{\lambda}^{2}}\right) \times \left(\frac{J_{2}(\varepsilon)}{2^{2} - S_{\lambda}^{2}} + \frac{J_{5}(\varepsilon)}{6^{2} - S_{\lambda}^{2}}\right) \times \sin 2\psi + \left(\frac{J_{3}(\varepsilon)}{2^{2} - S_{\lambda}^{2}} + \frac{J_{5}(\varepsilon)}{6^{2} - S_{\lambda}^{2}}\right) \times \sin 4\psi + \dots\right]. \quad (9-2026)$$

Разомкнутая кольцевая антенна (рис. 9-104,в):

$$D_{\psi}(\psi, \varphi) = 2\left(-J_{1}(\varepsilon)\frac{\sin^{2}\left(S_{\lambda}\frac{\pi}{4}\right)}{S_{\lambda}^{-}} + \left[J_{1}(\varepsilon)-J_{3}(\varepsilon)\right]\cdot\frac{\cos^{2}\left(S_{\lambda}\frac{\pi}{4}\right)}{2^{2}-S_{\lambda}^{2}}\cos 2\psi - \left[J_{3}(\varepsilon)-J_{3}(\varepsilon)\right]\cdot\frac{\sin^{2}\left(S_{\lambda}\frac{\pi}{4}\right)}{4^{2}-S_{\lambda}^{2}}\cos 4\psi + \left[J_{5}(\varepsilon)-J_{1}(\varepsilon)\right]\frac{\cos^{2}\left(S_{\lambda}\frac{\pi}{4}\right)}{6^{2}-S_{\lambda}^{2}}\cdot\cos 6\psi - \dots\right]$$

(9-203a)

$$D_{\varphi}(\psi, \tau) = 2 \sin \varphi \left[\left(\frac{J_{1}(\varepsilon)}{-S_{\lambda}^{2}} + \frac{J_{s}(\varepsilon)}{4^{2} - S_{\lambda}^{2}} \right) \times \frac{S_{\lambda}(\varepsilon)}{2^{2} - S_{\lambda}^{2}} + \frac{J_{5}(\varepsilon)}{6^{2} - S_{\lambda}^{2}} \right] \cos^{2}\left(\frac{S_{\lambda} - \frac{\pi}{4}}{4} \right) \times \frac{S_{\lambda}(\varepsilon)}{2^{2} - S_{\lambda}^{2}} + \frac{J_{5}(\varepsilon)}{6^{2} - S_{\lambda}^{2}} \right] \cos^{2}\left(\frac{S_{\lambda} - \frac{\pi}{4}}{4} \right) \times \frac{S_{\lambda}(\varepsilon)}{2^{2} - S_{\lambda}^{2}} + \frac{J_{5}(\varepsilon)}{6^{2} - S_{\lambda}^{2}} + \frac{J_{7}(\varepsilon)}{8^{2} - S_{\lambda}^{2}} \times \frac{S_{\lambda}(\varepsilon)}{2^{2} - S_{\lambda}^{2}} + \frac{S_{\lambda}(\varepsilon)}{8^{2} - S_{\lambda}^{2}} + \frac{S$$



Рис. 9-106. Днаграммы направленности в плоскости короткозамкнутой кольцевой антенны, изо-й на рис. 9-104,а. U — периметр кольца антенны, браженной (в тексте обозначен буквой S).



Рис. 9-107. Диаграммы направленности в плоскости аптенны разомкнутой кольцевой антенны, изображен-ной на рис. 9-104,8. U — периметр кольца (в тексте обозначен буквой S).

Примеры диаграмм направленности D коротко замкнутой кольцевой антенны с питанием в двух точках приведены на рис. 9-106. Диаграммы направленности D_ψ разомкнутой кольцевой антенны с питанием в двух точках изображены на рис. 9-107.

Широкополосная кольцевая антенна (рис. 9-104,2):

$$\mathbf{D}_{\psi}(\psi, \mathbf{\varphi}) = \begin{pmatrix} JS_{\lambda} \frac{\pi}{2} \\ e & -1 \end{pmatrix} J_{1}(\varepsilon) + \\ + \begin{pmatrix} JS_{\lambda} \frac{\pi}{2} \\ e & +1 \end{pmatrix} \cdot \frac{J_{1}(\varepsilon) - J_{3}(\varepsilon)}{2^{2} - S_{\lambda}^{2}} \cos 2\psi + \\ + \begin{pmatrix} JS_{\lambda} \frac{\pi}{2} \\ e & -1 \end{pmatrix} \frac{J_{3}(\cdot) - J_{5}(\varepsilon)}{4^{2} - S_{\lambda}^{2}} \cdot \cos 4\psi + \dots$$
(9-204)

Здесь $D_{\psi} = |\mathbf{D}_{\psi}|$. Диаграмма в горизонталь. ной плоскости имеет при S < 2,2 форму круга; диаграмма в вертикальной плоскости при малых значенаях S/A сходна с диаграммой рамочной антенны. Для $S = 2\lambda$ она изображена на рис. 9-102,а.

Сопротивление излучения кольцевых антенн, изображенных на рис. 9-104, лежит при-



Рис. 9-108. Кольцевые антенны коротковолнового диапазона.

 -квадрат из вибраторов; б – антенна Альфорда. в — широкополосная кольцевая антенна.



Рис. 9-109. Кольцевые антенны из отдельных 9лементов. – квадратная форма; б — треуГольная Ффрма. в — антенна типа "клеверны, лист."
мерно в пределах 12—1 000 ом в зависимости от длины окружности и способа питания.

Вместо строго круговой формы антенны можно применять и квадратную, при этом диаграмма направленности не меняется сушественно. На рис. 9-108 изображены три варианта выполнения таких антенн, применяющихся, например, и в коротковолновом диапазоне. На рис. 9-108,а изображен квадрат, длина стороны которого равна $\lambda/2$. Если направление $\psi=0$ совмещено с любой из сторон квадрата, то диаграмма направленности выражается формулой

$$D_{\psi}(\frac{1}{2}, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\psi\right)}{\cos\psi} \times \\ \times \sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\varphi\cos\psi\right) + \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\psi\right)}{\sin\psi} \times \\ \times \sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\varphi\sin\psi\right). \qquad (9-205)$$

Антенна, изображенная на рис. 9-108,6, изве<u>с</u>тна как антенна Альфорда [Л. 28].

В электрическом отношений кольцевым антеннам равноценны антенны, представляющие собой систему синфазных вибраторов, расположенных по окружности и лежащих большей частью в плосхости этой окружности. На рис. 9-109 изображено несколько конструкций таких систем.

Независимо от конструкции все кольцевые или кольцеобразные антенны имеют примерно такой же коэффициент направленного действия, как и полуволновый вибратор.

Для увеличения к. н. д. за счет сужения диаграммы в вертикальной плоскости обыкновенно используют несколько колец, установленных друг над другом. Диаграммы направленности в вертикальной плоскости систем колец различного диаметра рассмотрены в [Л. 29].

9-25. АНТЕННЫ, УМЕНЬШАЮЩИЕ Замирания (антифединговые антенны)

Излучение передающей антенны может достигнуть точки приема двояким путем: кратчайшим, вдоль земли (поверхностная волна) или после отражения от ионосферы (пространственная волна). Затухание для двух путей распространения различно. Вблизи передающей антенны напряженность поля поверхностной волны больше, чем пространственной; на больших расстояниях получим обратную картину. В промежуточной области напряженности обеих полей сравнимы. Их взаимодействие приводит к появлениям так называемого ближнего замирания (фединга). Эти явления быть значительно уменьшены, если в диаграмме направленности передающей антенны совершенно отсутствует излучение под большими углами места или оно по крайней мере незначительно. Начало зоны замирания при этом перемещается на большие расстояния и тем значительнее, чем полнее уничтожено излучение под определенным углом места, так называемым нулевым углом. Его величина зависит от высоты отражающего слоя (для диапазона средних волн это преимущественно слой D, расположенный на высоте порядка 110 км) и условий распространения поверхностной волны, следовательно, по существу от длины волны и проводимости почвы. Для диапазона средних волн целесообразно выбирать нулевой угол, равным примерно 55-75°. Чем короче волна и чем ниже проводимость почвы, тем больше нулевой угол. Основные соотношения можно проследить на примере рис. 9-110.

Диаграммы направленности, уменьшающие замирания, могут быть получены с антеннами различных видов. Основными видами являются вертикальные одиночные антенны и системы вертикальных антенн, большей частью представляющие собой так называемые горизонтальные круговыс решетки с центральным излучателем или без него. Последние антенны требуют довольно большую площадь и сложную систему питания, вследствие чего они применяются только в отдельных случаях, но для длинноволновых диапазонов они представляют собой единственную возможность.

Простейшей антифединговой антенной является вертикальная несимметричная антенна длиной несколько более $\lambda/2$. Она является одной из первых антифединговых антенн и широко применяется еще сегодня, несмотря на то, что разработаны и осуществлены другие системы со значительно улучшенными антифединговыми свойствами. Как пример антифединговыма антенны длиной $l=4\lambda/7$, прижить диаграмма налучения может служить диаграмма рис. 9-41.

Построенная на этом рисунке диаграмма направленности имеет четко выраженный нулевой угол Ф, примерно равный 48°, и соответствует идеализированному случаю бесконечно тонкой вертикальной антенны, распределение



Рис. 9-110. Относительная напряженность поля пространственной волны обыкновенной антенны и антенны, уменьшающей замирания (антифелинговой), а также напряженность поля поверхностной волны (при Данной проводимости земли).



тока в которой может считаться чисто Синусоидальным. При этом ток в узле, расположенном вблизи нижнего конца антенны, равен нулю. Однако для антенн конечной толщины ток в узле никогда не равен нулю, а имеет всегда конечное значение, возрастающее *R_b/Z* (см. § 9-17). с увеличением отношения Чем больше ток в узле, тем менее выражен угол нулевого излучения, столь важный для антифединговых свойств, как это следует из теории [Л. 9]. Чтобы получить минимальное отношение Rb/Z, необходимо Z сделать как можно больше, а R_b — как можно меньше. Антенна, следовательно, должна быть очень тонкой, а сопротивление излучения в пучности тока должно быть с помощью специальных мер сделано как можно меньшим. Это может быть достигнуто уменьшением высоты антенны, если одновременно с целью компенсации антенна электрически удлиняется за счет емкостной нагрузки так, чтобы центр тяжести распределения тока остался на прежней высоте. Конструктивно выгодно одновременно



Рис. 9-112. Верхнее питание без трансформатора в месте раздела.





Рис. 9-113. Способы питання антенны, уменьшающей замирання (антифединговой). а — питание в основанин; б — верхиее питание; в — смещанное питание.

или скачкообразно изменять волновое сопротивление антенны [Л. 30]. Самые низкие антифединговые вертикальные антенны имеют высоту примерно 0,35 λ .

свойства Антифединговые вертикальной аптенны могут быть значительно улучшены. если точка питания расположена выше узла тока, а не в основании антенны, т. е. ниже узла тока. Физическое различие между питанием в основании и так называемым верхним питанием заключается в том, что в первом случае через узел тока протекает практически весь поток энергии, компенсирующий потери энергии, вызванные излучением, в то время как во втором случае через узел протекает лишь малый поток энергии, необходимый для питания очень короткой части антенны, расположенной ниже узла тока.

На рис. 9-111 изображена схема верхнего литания с помощью кабеля. Такая схема верхнего питания не могла получить широкого распространения, так как при больших мощностях излучения трудно разместить и обеспечить надзор за антенным трансформатором, предназначенным для настройки и согласования антенны с кабелем на большой высоте над землей (практически от 100 до 150 м). В более поздней конструкции (рис. 9-112) питание осуществляется с помощью коаксиальной линии большого поперечного сечения, расположенной внутри мачты антенны. При этом не возникает необходимости в размещении на мачте антенны трансформатора в точке питания [Л. 31]. Еще один способ питания - так



Рис. 9-114. Измеренная при помочин самолета дна грамма направленности в вертикальной плоскости антифедингокой вертикальной антенны высотой 100 м. *а* — антенна запитывается у основания; *б* — верхнее питанне.





Рис. 9-115. Диаграммы направлениости в вертикальной плоскости синфазно возбужденной круговой решетки.

называемое смешанное питание, дает возможность обеспечить четко выраженный узел тока применением суперпозиции двух распределений токов, имеющих необходимые амплитуды и фазы [Л. 32]. Смешанное питание, требуюшее по сравнению с верхним питанием значительно бо́льших затрат, дает возможность обеспечить более четко выраженный узел тока, чем при одном верхнем питании, если только иулевой угол сравнительно мал ($\phi < 50^\circ$).

Различные способы питания схематически изображены на рис. 9-113. Значительное различие в диаграммах направленности при питании у основания и верхнем питании вндно из рис. 9-114.

Вместо одиночной антенны длиною несколько больше $\lambda/2$ может быть использована круговая решетка из низких антенн. Множитель такой решетки при синфазном питании имеет вид:

$$G(\psi, \varphi) = 2 \sum_{k=1}^{k=n/2} \cos\left(2\pi \frac{R}{\lambda} \cos\varphi \cos\left[\psi - \psi_0(k-1)\right]\right),$$

где обозначения ясны из рис. 9-115. Комбинируя эту решетку с низким центральным излучателем, возбуждаемым в противофазе, можно существенно уменьшить излучение под большими углами места [Л. 33].

Более подробно это рассматривается в § 9-31.

9-26. АНТЕННЫ В ВИДЕ ДЛИННЫХ ПРОВОДОВ

Простейшей передающей антенной такого типа является прямой провод длиной в несколько длин волн, натянутый параллельно земной поверхности на высоте 0,5—1,0λ (рис. 9-116). Она применяется главным образом в коротковолновом диапазоне.



Рв., 9-116. Антенна в виде длинного прозода.



Рис. 9-117. Распределение тока вдоль антенны в виде ллинного провода. а — стоячая волна; б — бегущая волна в отсутствие и при наличии затухания.

Если антенна на конце не нагружена, то в проводе установятся стоячие волны и будут иметь место симметричные диаграммы направленности, имеющие два главных лепестка, направленных в разные стороны (рис. 9-120,а). Если же антенна нагружена на активное сопротивление, равное волновому сопротивле-нию провода относительно земли, как показано на рис. 9-117, то ток в ней имеет вид бегущей волны, а диаграмма направленности имеет один главный лепесток (рис. 9-120,6). Соответствующие этим двум случаям распреантенне показаны деления токов в иа рис. 9-117. Строго говоря, в антенне имеется затухание, вызванное излучением. При расчете диаграмм направленности, с целью упрощения, влияние затухания, как второстепенное, большей частью не учитывается. Антенна в виде нагруженного на сопротивление, провода, широкополосна по входному сопротивлению. На практике невозможно осуществить чисто бегущие или чисто стоячие волны: с одной стороны, трудно подобрать соответствующую

нагрузку, а с другой стороны, вследствие затухания из-за излучения всегда имеет место более или менее резко выраженная бегущая волна. Поэтому целесообразно изучать диаграммы направленности как при бегущих, так и при стоячих волнах.

Если провод антенны подвешен очень низко, то получается антенна Бевереджа, которая из-за малого к. п. д. применима только для целей приема. Она возбуждается горизонтальной составляющей электрического вектора, который всегда немного наклонен относительно горизонтальной плоскости из-за потерь в земле.

Другими вариантами антенны, выполняемой из длинных проводов, являются горизонтальная, симметрично питаемая V-образная



Рис. 9-118. Горизонтальная V-антенна. а - со стоячей волной; б и в - с бегущей волной.



Рис. 9-119. Обозначения пространственных углов.

антенна (рис. 9-118) и ромбическая антенна. На практике применяются различные разновидности V-образных антенн, как, например, V-образная антенна с рефлектором или решетка расположенных рядом или друг над другом V-образных антенн [Л. 5]. Наклонная проволочная антенна над землей представляет собой как бы половину вертикальной V-образной антенны.

Антенна в внде провода со стоячей волной тока может рассматриваться как решетка, состоящая из расположенных последовательно друг за другом полуволновых вибраторов, возбуждаемых противофазе в (рис. 9-117, а). В ф-ле (9-184) для множителя решетки следует при этом положить δ=180°. Введем систему координат так, как это показано на рис 9-119, с осью ох, совмещенной с проводом антенны. При этом можно считать, что с полярной осью сферической системы координат совпадают либо ось ох, либо ось ог. В зависимости от этого мы получим Два различных по записи выражения для дчаграммы направленности в свободном пространстве антенны в виде провода со стоячей волной тока:

а) полярная ось совмещена с осью ог

$$D(\psi, \varphi) = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2}n\cos\psi\cos\varphi\right)}{\sqrt{1-\cos^2\psi\cos^2\varphi}};$$

$$n - \operatorname{qethoe}; \qquad (9-206a)$$

$$D(\psi, \varphi) = \frac{\cos\left(-\frac{\pi}{2} n \cos\psi \cos\varphi\right)}{\sqrt{1 - \cos^2\psi \cos^2\varphi}};$$

$$n - \text{ нечетное;} \qquad (9-2066)$$

б) полярная ось совмещена с осью ох (осью антенны)

$$D(\vartheta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} n \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta}; n - \text{четное};$$

(9-207a)

$$D(\vartheta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} n \cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta}; n - \text{нечетное.}$$
(9-2076)

Выражения (9-206) совпадают с (9-207) при ψ=0. Диаграмма направленности в свободном пространстве антенны в виде длинного провода обладает симметрией вращения относительно оси антенны. Кривые на рис. 9-120,а представляют собой сечения пространственной диаграммы направленности при стоячей волне тока в проводе; для простоты ныжняя половина диаграмм не нарисована.



Рис. 9-120. Диаграммы направленности антенны в виде длинного провода в своболном пространстве. а — при стоячей волне; б — при бегущей волне.

Антенна в виде длинного провода с бегущей волной тока имеет следующие диаграммы:

а) полярная ось совмещена с осью ог

$$\sum_{i=1}^{n} D(\psi, \varphi) = (1 + \cos \psi \cos \varphi) \times \frac{\sin \left(\pi \frac{l}{\lambda} (1 - \cos \psi \cos \varphi)\right)}{V 1 - \cos^2 \psi \cos^2 \varphi}; \quad (9-208)$$

б) полярная ось совмещена с осью ох (осью антенны)

$$D(\vartheta) = (1 + \cos \vartheta) \times \frac{\sin\left(\pi \frac{l}{\lambda}(1 - \cos \vartheta)\right)}{\sin \vartheta}.$$
 (9-209)

-31

При 4 == 0 формула (9-208) совпадает с формулой (9-209). Примеры днаграмм направленности в свободном пространстве провода с бегущей волной приведены на рис. 9-120, б. Нижняя половина пространственной диаграммы не нарисована.

Диаграмма направленности, вычисленная

с учетом затухания тока ($I = I_a e^{\lambda}$) в бегущей волне, определяется не ф-лой (9-209), а имеет следующий вид:

$$D(\vartheta) = \frac{\sin \vartheta}{\sqrt{(1 - \cos \vartheta)^2 + \sigma^2/4\pi^2}} \times \sqrt{1 + e^{-2\sigma l/\lambda} - 2e^{-\sigma l/\lambda} \cos\left[2\pi \frac{l}{\lambda}(1 - \cos \vartheta)\right]}.$$
(9-210)



Рис. 9-121. Расчетные диаграммы направленности антенны в виде провола с бегущей волной длиной $l = 3\lambda$ в свободном пространстве. Влияние затухания (за счет излучения) на днаграмму [Л. 34].



Рис. 9-122. Угол наклона главного максимума излучения к оси провода антенны с бегущей волной.

Влияние затухания на длаграмму излучения на примере антенны длиной $l = 3\lambda$ иллютрируют кривые на рис. 9-121. На рис. 9-122 построена кривая угла наклона главного лепестка ϑ к оси антенны в зависимости от l/λ . Высота антенны выбирается так, чтобы зеркальный множитель

$$2\sin\left(2\pi h/\lambda\sin\varphi\right) \qquad (9-211)$$

достигал наибольшего значения по возможности при $\varphi = \langle t \rangle$.

Диаграмму направленности с учетом влияния земли получим перемножением выражений (9-206) или (9-208) и зеркального множнтеля.

Сопротивление излучения R_s длинного провода, подвешенного на большой высоте над землей, равно:

$$R_{s} [om] = 60 \left[\ln \left(4\pi \frac{l}{\lambda} \right) - 0,423 \right]. \tag{9-212}$$

Метод расчета R_s при конечном расстоянии от поверхности земли изложен в [Л. 34]. Коэффициент полезного действия антенны в виде длинного провода равен:

$$\eta = 1 - e^{-R_s/Z} \,. \tag{9-213}$$

Ниже приведены выражения для диаграммы направленности горизонтальной V-о5разной антенны с углом раствора 2 α , вычисленные с учетом обозначений на рис. 9-123.





V-образная антенна со стоячей волной: а) Диаграмма в горизонтальной плоскости

$$\varphi = 0 \qquad D(:, \varphi = 0) =$$

$$= \sqrt{D_1^2 + D_2^2 - 2D_1D_2\cos\left(2\pi \frac{l}{\lambda}\sin\alpha\sin\psi\right)};$$
(9-214)

 D_1 и D_2 — значения диаграмм двух плеч антенны для направления ψ . Их можно найти по ф-ле (9-206).

б) Диаграмма в главной вертикальной плоскостн $\phi = 0$

$$D(\psi = 0, \varphi) = \frac{\int \frac{\sin \left\{ \frac{\pi}{\cos \theta} \right\} \left(\frac{\pi}{2} n \cos \alpha \cos \varphi \right)}{\sqrt{1 - \cos^2 \alpha \cos^2 \varphi}} \sin \alpha}$$

(sin-при *n* четном и соя-при *n* нечетном). (9-215)

V-образная антенна с бегущей волной:

$$= \sqrt{\frac{D(\phi, \phi = 0)}{D_1^2 + D_2^2 - 2D_1D_2\cos\left(2\pi \frac{l}{\lambda}\sin\alpha\sin\phi\right)}};$$
(9-216)

 D_1 и D_2 находятся по формуле (9-208).

б) Диаграмма в главной вертикальной плоскости $\phi = 0$

$$D\left(\frac{1}{2} = 0, \varphi\right) = (1 + \cos \alpha \cos \varphi) \times \frac{\sin \left(\pi l/\lambda \left(1 - \cos \alpha \cos \varphi\right)\right)}{V - \cos^2 \alpha \cos^2 \varphi} \sin \alpha.$$
(9-217)

Размеры антенны выбпрают так, что $\alpha \approx \vartheta$ в соответствии с рис. 9-122. Влияние поверхности земли учитывается с помощью ф-лы (9-211). V-аитенна имеет резко выражениую направленность. При стоячей волне тока диаграмма имеет два противоположно направленных, а при бегущей волне — один главный лепесток. Дополнительные данные приведены в [Л. 35]. Диаграммы направленности для наклонного провода над землей, рассматриваемого как половина V-антенны, получим из ф-л (9-214) и (9-217), переменив местами углы ф и ф. На рис. 9-124 построены диаграммы для $l=3,2\lambda$ н $\alpha=8,5^\circ$.



Рис. 9-124. Диаграммы в вертикальной и горизонтальной плоскостях антенны в виде наклонного провода с бегущей волной (Л. 34).

9-27. РОМБИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ

Горизонтальная ромбическая антенна является для коротковолнового диапазона, вероятно, наиболее распространенный направленной ангенной. Она может рассматриваться как разведенная двухпроводная линия, нагруженная на одном конце возможно менее огражающим сопротивлением, так что в ней имеют место преимущественно бегущие волны. Следует различать возможный рабочий диа-пазон антенны по входному сопротивленью и по диаграмме направленности. Коэффициент перекрытия первого составляет примерно 1:8-1:10, а второго — примерно 1:2 — 1: 2,5. Пространственная диаграмма направленности горизонтальной ромбической антенны, расположенной в свободном пространстве, опрелеляется выражением

$$E\left[\frac{\theta}{M}\right] = 240 \frac{I[a]}{r[M]} \times \left[\sin \alpha \frac{\sin (\pi l_{\lambda} K_{1}) \sin (\pi l_{\lambda} K_{2})}{\sqrt{K_{1} K_{2}}}\right] = 240 \frac{I[a]}{r[M]} D(\phi, \phi); \qquad (9-218)$$

здесь (см. также рис. 9-125)

- *I* сила тока;
- *г* расстояние;
- а половинный угол раствора ромба;
- ф азимутальный угол;
- $i_{\lambda} := i/\lambda$ относительная длина стороны ромба;

$$K_1 = 1 - \cos(\alpha - \psi) \cos \varphi;$$

$$K_2 = 1 - \cos(\alpha + \psi) \cos \varphi.$$

Выражение $D(\phi, \varphi)$ и представляет собой диаграмму направленности. Вектор электрического поля линейно поляризован и наклонен вообще к горизонтальной плоскости на угол ү. Если E_{φ} и E_{ψ} — компоненты поля в направлениях φ и ψ , то

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{E_{\varphi}}{E_{\psi}} = \frac{\sin \psi \sin \varphi}{\cos \psi - \cos \alpha \cos \varphi} \,. \quad (9-219)$$

Отсюда следует, что только для $\psi = 0$ (вертикальная плоскость, проведенная через большую диагональ ромба) и $\varphi = 0$ (горизонтальная плоскость антенны) поле излучения поляризовано чисто горизонтально. Рис. 9-126 должен облегчить представление о простран ственной диаграмме. Горизонтальная (E_{rop}) и вертикальная ($E_{верт}$) компоненты поля Eв любом направлении в пространстве даются формулами

$$E_{\rm rop} = E_{\rm d} = E \cos \gamma; \qquad (9-220a)$$

$$E_{\rm o} = E \sin \gamma; \qquad (9-2206)$$

$$E_{\text{Bedd}} = E_{\varphi} \cos \varphi = E \sin \gamma \cos \varphi.$$
 (9-220B)



Рис. 9-125. Обозначения для горизонтальной ромбической антенны.



Рис 9-126. К поляризации поля ромбической антенны.

Развернутые выражения для соз ү и sin ү имеют вид:

$$\cos \gamma = \frac{\cos \phi - \cos \alpha \cos \phi}{V \overline{K_1 K_2}};$$

$$\sin \gamma = \frac{\sin \phi \sin \phi}{V \overline{K_1 K_2}}.$$
 (9-221)

Для практической оценки достаточно в первом приближении знать диаграммы в горизонтальной и главной вертикальной плоскостях. Влияние земли можно учесть зеркальными множителями

$$2\sin\left(2\pi \frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right) \qquad (9-222a)$$

$$2\cos\left(2\pi\frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right),\qquad (\vartheta-222\delta)$$

где h — высота плоскости антенны.

Днаграмма в горизонтальной плоскости для горизонтальной поляризации имеет вид:

$$\sum_{\substack{k=1\\ K_1 \\ K_2 \\ K_1 \\ K_1 \\ K_1 \\ K_2 \\ K_1 \\$$

Диаграмма в горизонтальной плоскости для вертикальной поляризации равна:

$$D(\psi, \varphi = \text{const}) = \sin \alpha \frac{\sin (\pi l_{\lambda} K_{1}) \sin (\pi l_{\lambda} K_{2})}{K_{1} K_{2}} \times \\ \times \sin \psi \sin \varphi \cos \varphi \ 2 \cos \left(2\pi \frac{h}{h} \sin \varphi \right).$$
(9-2236)

Диаграмма в главной вертикальной плоскости выражается формулой

$$D(\psi = 0, \varphi) = \sin \alpha \frac{\sin^2(\pi l_\lambda K)}{K} \times 2\sin\left(2\pi \frac{h}{\lambda}\sin\varphi\right); \quad (9-224)$$

здесь $K = 1 - \cos \alpha \cos \varphi$.

При практическом проектнровании важно учитывать, что напряженность поля ромбической антенны над землей никогда не может превышать больше, чем вдвое, напряженность поля такой же антенны в свободном пространстве; из главного лепестка диаграммы антенны в свободном пространстве при умножении на ур. (9-222) как бы вырезается часть лепестка.

Практически параметры почвы лежат между двумя предельными значениями, соответствующими идеально проводящей и чисто диэлектрической земле.

При строгом рассмотрении следует применять не зеркальные множители ур. (9-222), а видоизмененные выражения, различные для горизонтальных и вертикальных компонент псля. Одиако для горизонтально поляризованной компоненты это практически можно и не делать, даже в предельном случае сухой песчаной почвы (максимальное изменение напряженности поля составляет примерно 15%). При расчете диаграммы в главной вертикальной плоскости для горизонтально поляризованной компоненты поля можно поэтому использовать с достаточной точностью ур. (9-222а). Диаграмма в горизонтальной плоскости может, однако, значительно отклоняться от приближенной; в основном это отклонение сводится к заполнению нулей. Более подробно об этом см. в {Л. 37].

Вышеприведенные выражения для Е и D найдены в предположении наличия в ромбической антенне бегущей незатухающей волны. что, строго говоря, не соответствует полностью ни практике, ни теории. Расчет с учетом затухания тока дан в [Л. 38]. Три величины а, l и h, характеризующие

Три величины а, *l* и *h*, характеризующие геометрию ромбической антенны, могут быть рассчитаны любым из методов, приведенным в табл. 9-7 [Л. 36].

Наиболее целесообразно применять расчеты по методам Б и В. Так, например, методом В можно привести к единому значению высоту бо́льшей антенны. Изменение высоты подвеса на 25% приводит к изменению напряженности поля максимум на 15%. Расчеты методами Г и Д применяются только в оссбых случаях, например при очень длинных волнах или при затруднениях, обусловленных рельефом местности.

Целесообразно расчет проводить на средней длине волны $\lambda = V \lambda_{\text{мин}} \lambda_{\text{макс}}$. При этом, чтобы главный лепесток диаграммы в вертикальной плоскости не стал слишком узким, следует обеспечить выполнение нерлвенства $l < 10\lambda_{\text{мин}}$. Очень тщательно следует выбирать средний угол места φ главного максимума, от которого в основном зависит эксплуатациовная пригодность ромбической антенны. При выборе можно руководствоваться тем, что для дневных связей и расстоянии до 2000 км главную роль играет слой *E*, в то время как для ночных передач и расстояний свыше 2000 км главную роль играет слой *F*.

Чтобы потери за счет отражений были минимальны, необходимо свести до минимума число отражений *п*. Взаимосвязь между *d* и у приближенно определяется выражением

$$tg \ \varphi = n \frac{2h}{r} , \qquad (9-225)$$

где ү — угол места, соответствующий главному максимуму излучения и

h — высота отражающего слоя.

Кривизна земной поверхности этой формулой не учитывается.

Расчет ромбической антенны облегчается, если вместо l и α даны большая и малая оси ромба D_1 и D_2 . При этом

$$D_1 = 2l \cos \alpha, D_2 = 2l \sin \alpha.$$
 (9-226)

Соответствующие размеры поддерживающих мачт целесообразио выбрать на $3-4 \ m$ больше, чем D_1 и D_2 .

Габлица 9-7

Расчет ромбической антенны

	Метод расчета	Расчетные формул ы				
Α.	Максимально достижимая величина <i>Е</i> в направлении, соответствующем углу места ¢; средний угол места главного лепестка при этом только приближенно со- впадает с ¢	$a = \varphi$ $l = \frac{0.5\lambda}{\sin^2 \varphi}$ $h = \frac{0.25\lambda}{\sin^2 \varphi}$				
Б.	Выраянивание главного лепестка диаграммы относи- тельно направления, соответствующего углу места ф	$a = \varphi$ $l = \frac{0.371\lambda}{\sin^2 \varphi}$ $h = \frac{0.25\lambda}{\sin \varphi}$				
в.	Измененная высота $h' = h \pm \Delta h$; выравнивание главного лепестка диаграммы относительно направления φ путем регулирования длины l	$\frac{\alpha = \varphi}{\text{равнения}}$ Величина <i>l</i> графическим путем определяется и уравнения $\frac{l}{\text{tg}[(\pi l/\lambda)\sin^2 \varphi]} = \frac{\lambda}{-\pi \sin^2 \varphi} - \frac{h'}{\text{tg}[(2\pi h'/\lambda)\sin \varphi]\sin \varphi}$ h'				
г.	Измененная дляна $l' = l \pm \Delta l$; выразнявание главного лепестка диаграммы относительно на ;; авлення φ путтем изменения а	$\alpha = \arccos \frac{l' - 0.371\lambda}{l' \cos \varphi}$ $h = \frac{0.25\lambda}{\sin z}$				
Д.	Измененные высота $h' = h \pm \Delta h$ и длина $l' = l \pm \Delta l$; выравнивание главного лецестка днаграммы относи- тельно направления φ путем изменения α	Величина а находится путем графического ре- шения: $(1 - K) \left(\frac{\lambda}{2\pi K} - \frac{l'}{\operatorname{tg} \left[(\pi l'/\lambda) K \right]} \right) = \frac{h' \cos^2 \alpha}{\operatorname{tg} \left[(2\pi h'/\lambda) \sin \varphi \right] \sin \varphi},$ где K = 1 - cos a cos φ				

Сопротивление излучения ромбической антенны при $l \ge \lambda$ можно вычислять по приближенной формуле

$$R_{s} [o_{\mathcal{M}}] = 240 \left\{ \ln \left[4\pi \left(\frac{l}{\lambda} \right) \sin^{2} \alpha \right] + 0.577 \right\}.$$
(9-227)

Коэффициент полезного действия η при чисто бегущей волне тока находится по формуле

$$\eta = 1 - e^{-R_s/2}, \qquad (9-228)$$

где Z — волновое сопротивление, которое вдоль антенны приближенно принимается постоянным.

Несмотря на то, что это предположение практически не выполнимо, формула вполне пригодна для оценки. Более подробные сведения приведены в [Л. 34 и 39]. Для ромбической антенны, которая ис-

Для ромбической антенны, которая используется в более широком диапазоне частот (по сравнению с антеннами других типов), к. п. д. η составляет 75—25%. Это значит, что всегда относительно большая часть подводимой или принимаемой мощности превращается в оконечном сопротивлении и частично в почве в тепло и таким образом безвозвратно теряется.

Малое отношение l/λ вообще не обязательно связано с малым к. п. д., так как при оптимальных размерах угол а соответственно увеличивается, что приводит согласно ур. (9-227) и к возрастанию R_s . Выигрыш ромбической антенны зависит не только от ее размеров, но отчасти и от проводимости почвы.

На рис. 9-127 приведены кривые выигрышей по мощности и напряженности поля (по сравнению с полуволновым вибратором) для идеализированной ромбической антенны без потерь в свободном пространстве. Эти данные соответствуют оптимальным размерам согласно формулам А табл. 9-7.

Для практического случая ромбической антенны с потерями, расположенной над землей, значения выигрыша по напряженности поля, найденные с помощью рис. 9-127, должны быть грубо приближенно умножены на 0,6, а значения выигрыша по мощности — соответственно на 0,6²=0,36. Более подробно об этом см. [Л. 37].



Рис. 9-127. Выигрыш по мощности и по напряженности поля ромбической антенны без потерь (идеализированной), имеющей оптимальные размеры согласно табл. 9-7 (*A*), в свободном пространстве, относительно полуволнового вибратора [Л. 37].



Рис. 9-128. К расчету полного сопротивления ромбической антенны (поперечный разрез трехпроволной ромбической антенны и ее зеркального изображения).

В случае передающей ромбической антенны следует прежде всего постараться обеслевходного чить постоянство сопротивления в диапазоне частот, так как это даст возможность сохранять согласование антенны с фидером питания. Для этого необходимо, чтобы отклонения локального волнового сопротивления ромбической антенны от расчетного значения не превышали определенной величины. Практически невозможно обеспечить постоянство волнового сопротивления вдоль ромбической антенны, но это и не являегся необходимым. Чтобы возрастание волнового сопротивления, связанное с увеличением рас-стояния между проводами, не выходило за границы допустимого, ромбические антенны выполняются, как правило, многопроводными. Вертикальный разнос *s* проводов (рис. 9-128) линейно возрастает вдоль стороны ромба и достигает своего максимального значения у тупого угла ромба. Мерой этого разноса является угол β (рис. 9-129), определенный ф-лой

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\mathbf{s}_{\operatorname{Makc}}}{(l-l_0)}.$$

Так как строгие формулы для расчета 2 очень неудобны, то вместо них применяют приближенные, справедливые с большой точностью (пока s>5r) при всегда выполняю-

щихся в случае ромбической антенны предположениях а ≫ s, b ≫ s, c ≈ b. Если r радиус провода и N — число проводов на каждой стороне ромба, то приближенно при N = 2

$$Z [o_{M}] = 120 \left[\ln \frac{ab}{c} - 3,5 \ln (rs) \right]; \quad (3-225)$$

np: $N = 3$
$$Z [o_{M}] = 120 \left(\ln \frac{ab}{c} - \ln r - C \right), \quad (9-230)$$

где

$$C = \frac{2\left(\ln\frac{s}{r}\right)^2}{\ln\frac{s^3}{2r^3}}.$$

На рис. 9-130 приведены кривые изменения Z, построенные по формуле (9-230). Впадина у кривой б иа рисунке обусловлена слишком большим значением tg β ; обратный случай имеет место у кривой a. Нанвыгоднейшее значение tg β можно найти из кривых на рыс. 9-131. Например, для кривой б на рис. 9-130 было бы наивыгоднейшим значением tg $\beta = 7.6 \cdot 10^{-3}$. Так как $s_{\rm MBKC} \approx l tg \beta$, то $s_{\rm MAKC} = 0.76$ м при длине стороны ромба l = 100 м.



Рис. 9-129. Угол раствора **в** трехпроводной ромбической антенны (плоскость проводов одной из четырех сторон ромба совмещена с плоскостью листа поворо том на 90°).



Рис. 9-130. Изменение волнового сопротивления влоль большой оси ромбической антенны, имеющей $\alpha = 17^{\circ}$ Кривля а: трехпроводная ромбическая антенна; $Z_q = 500$ ом; d = 4 мм; tg $\beta = 9,5 \cdot 10^{-3}$; кривая б: трехпроводная ромбическая антеина; $Z_q = 600$ ом; d = 4 мм; tg $\beta = 9,5 \cdot 10^{-3}$; кривая е: однопроводная ромбическая антеина антеина с любым Бачальным волновым сопротивлением Z_a ; d = 4 мм.



Рис. 9-131. Зависимость наивыгодиейшего угла раствора В трехпроводной ромбической антенны от начального волнового сопротивления Za. Параметр-половинный угол раствора ромба а.

Расчетная формула для волнового со-противления Z однопроводной ромбической однопроводной ромбической антенны имеет:

$$Z[om] = 120\left(\ln\frac{ab}{c} - \ln r\right). \quad (9-231)$$

Для максимального уменьшения разности между начальным и нанвысшим значениями Z однопроводного варланта ромба (см. кр.вую в на рис. 9-130), следует выбирать Z_а возможно большим.

Верхняя граница для допустимых значе-Z_a составляет примерно от 700 до ний 800 ом; при больших волновых сопротивлениях огрицательно сказывается чрезмерно большое расстояние между входными клем-Неизбежная мами. частотная зависимость входного сопротивления и его большое среднее значение ограничивают применение однопроводной ромбической антенны лишь целями приема. Наличие стоячих волн тока приводит к относительному ослаблению главного лепестка излучения и одновременному усилению боковых лепестков, так что отношение полезного сигнала к помехам уменьшается. Поэтому для целей приема многопроводная ромбическая антенна в общем случае презпочтительнее.

При мощности свыше 500 вт оконечное сопротивление уже не может быть выполнено в виде сосредоточенного сопротивления. Вместо этого применяется распределенное сопротивление в форме двухпроводной линии из провода с сильным затуханием (поглощающая линия). На рис. 9-132 приведены кривые затухания на 100 м длины для поглощающей линии с Z=500 ом в зависимости от частогы для проводов из различных материалов. Затухание измерялось очень точным специальным методом на коротких отрезках двухпроводных линий. Коэффициент стоячей волны К

в поглощающей линии, длина которой велика по сравнению с λ, равен согласно теории длинных линий

$$K = \frac{1}{\operatorname{th}\left(al\right)} \,. \tag{9-232}$$

Если К должно быть меньше 1.1, то общее затухание должно быть

$$al > 1.53$$
 Her = 13.3 db. (9-233)

Необходимая общая длина поглощающей линии может быть снижена составлением ее из отрезков, затухание в которых постепенно возрастает от начала лнний к ее концу. практике Оправдавшаяся на конструкция, пригодная для применения в полосе частот 3-30 Мгц и мощностей до 20 квт, состоит из 100-м отрезка провода .№ 5 (согласно рис. 9-132) и 200-м отрезка провода № 7, который коротко замкнут на конце и может быть заземлен. Максимальная температура в начале отрезков составляет примерно 300° C. За исключением провода № 4, сорта проводов, указанные на рис. 9-132, весьма устойчивы к атмосферным воздействиям.

С помощью рис. 9-132 можно определить затуханце α(Z) в поглощающей линии с любым волновым сопротивлением Z из равенства

$$\alpha(Z) = \alpha(500 \text{ om}) \frac{500}{Z[\text{om}]} .$$
 (9-234)

Это равенство неточно при очень малых значениях Z и непригодно для коаксиального кабеля, так как в этих случаях распределе-



Рис. 9-132. Измеренное затухание двухпроволных (по-глощающих) линий с волновым сопротивлением Z = -500 ом и проволов, выполненных из различных ма-териалов, Диаметр провола d = 3 мм = const. 1 — манганин (Mn+Ni+Cu); 2 — нироста (Mn+Ni+Cu); 3 — железо оцинкованное; 4 — железо обыкновенное; 5 — железо хромнестое (Fe+18%Cr); 6 — железо хроми-стое (Fe+14%Cr); 7 — кантал A-1 (Fe+20-25% Cr+5% Al+Co); 8 — кантал, прокаленный электрически; 8 — кан-тал, прокаленный в газовом пламеня. тал, прокаленный в газовом пламеня.



Рис. 9-133. План антенного поля коротковолнового передающего центра.

ние тока не соответствует предположениям, принятым на рис. 9-132.

Затухание $\alpha(d)$ поглощающей линии любого диаметра можно найти по формуле

$$a(d) = a(3 \text{ MM}) \frac{3}{d[\text{MM}]}$$
. (9-235)

Значение α (3 мм) следует брать из рис. 9-132. Для сравнения укажем, что затухание в линии из медного провода на одиндва порядка меньше, чем затухание в поглошающей линии. Для особенно часто применяемой фидерной линии Z=500 ом, d=4 мм справедливо следующее соотношение:

$$\alpha \left[\frac{\partial J}{100} \ \mathbf{M} \right] = 0.06 \ \mathbf{V} \ \overline{f} \left[M z u \right].$$
 (9-236)

Отсюда следует, что, например, для фидерной линии длиной 500 м и при f=30 Мги затухание составляет 1,64 ∂G . При этом ток уменьшается на 18%, а потери в линии составляют 32%. Соответствующие значения для 10 Мги равны 11 и 20%.

На рис. 9-133 изображен план антенного поля большого коротковолнового передающего центра.

9-28. МНОГОКРАТНЫЕ РОМБИЧЕСКИЕ Антенны

Используя комбинации из нескольких ромбических антенн, можно получить значи-

тельно лучшую диаграмму излучения, чем у одиночной антенны. Эти улучшения заключаются прежде всего в увеличении направленности главного лепестка диаграммы, затем в подавлении нежелательных боковых лепестков и, наконец, в обеспечении возможности произвольного качания главного максимума.

Более острая направленность в вертикальной плоскости может быть достигнута, например, путем расположения минимум двух ромбических антенн одна над другой (рис. 9-134).



Выражение для диаграммы направленности такой системы получается перемножением диаграммы одиночной антенны и множителя решетки. При одинаковых амплитудах возбуждения одиночных антенн последний можно найти из формул (9-184) — (9-186). Для диаграммы направленности в вертикальной плоскости, проходящей через большую ось ромба (главная вертикальная диаграмма), найдем, при эгом, используя ур. (9-224)



Ромбическая антенна над землей

(9-239)

- здесь α половина угла раствора ромба; ψ — азимутальный угол; φ — угол места;
 - l/λ относительная длина стороны ромба, $K = 1 \cos \alpha \cos \varphi$;
 - h средняя высота антенной решетки;
 - *п* число одиночных антенн;
 - *d* расстояние между соседними антеннами;
 - δ разность фаз возбуждения соседних антенн, $\beta = 2\pi/\lambda$.

Чтобы максимум главиого лепестка был ориентирован под желательным углом места ф, следует величины a, l и h выбирать по расчетиым формулам из табл. 9-7. Для того чтобы главный максимум множителя решетки [см. ф-лу (9-237)] был направлен под углом ф, следует выбрать величины d и d из условия выполнения равенства

$$\delta + \beta d \sin \varphi = 0. \qquad (9-238)$$

При умножении на множитель решетки из вертикальной диаграммы направленности одиночной антенны вырезается некоторая область. Если φ±Δφ — угловой сектор, в котором заключена диаграмма одиночной антенны, то можно прн помощи ф-лы (9-238) выбирать разность фаз δ так, чтобы главный максимум множителя решетки был ориентирован в направлении угла места, лежащего внутри углового сектора $\phi \pm \Delta \phi$. Изменяя δ , можно поэтому-качать результирующую диаграмму антенной решетки в вертикальной плоскости в пределах сектора углов, соответствующего главному лепестку диаграммы одиночной антенны (принцип, используемый в антеннах типа Musa).



Рис. 9-135. Ромбические антенны, расположенные одна за другой.

Большие направленность и качание главного лепестка в вертикальной плоскости можно обеспечить не только путем расположения ромбических антенн друг над другом, но и применением ромбических антенн, расположенных одна за другой (рис. 9-135). Общее выражение для диаграммы направленности горизонтальной составляющей поля получается в этом случае с помощью ур. (9-223)

$$D(\psi, \varphi) = \sin \alpha \frac{\sin (K_1 \pi l/\lambda) \sin (K_2 \pi l/\lambda)}{K_1 K_2} (\cos \psi - \cos \chi \cos \varphi) \times \frac{1}{K_1 K_2} (\cos \psi - \cos \chi \cos \varphi) \times \frac{1}{K_1 K_2} \times 2 \sin \left(2\pi \frac{h}{\lambda} \sin \varphi\right) \frac{\sin \left[\frac{n}{2} (\partial + \beta d \cos \psi \cos \varphi)\right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (\partial + \beta d \cos \psi \cos \varphi)\right]}.$$

Зеркальный множитель Множитель решетки для антенн, расположенных одна за другой

Обозначения величии здесь те же, что и в ур. (9-237). Кроме того:

 $K_1 = 1 - \cos(\alpha - \phi) \cos \varphi;$ $K_2 = 1 - \cos(\alpha + \phi) \cos \varphi.$ При $\phi = 0$ из ур. (9-239) получается главная вертикальная диаграмма в вертикальной плоскости, проходящей через продольную ось решетки,

$$D(\psi = 0, \varphi) = \sin \alpha \frac{\sin^2 (K\pi l/\lambda)}{K} 2 \sin \left(2\pi \frac{h}{\lambda} \sin \varphi \right) \frac{\sin \left[\frac{n}{2} (\delta + \beta d \cos z) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (\delta + \beta d \cos \varphi) \right]}.$$
(9-240)

Множитель рещетки для n антенн, расположенных одна за другой

Такого рода антенные системы из расположенных одна за другой ромбических антенн, при помощи которых достигаются довольно острые диаграммы направленности, применяются в приемной технике связи для максимально возможного увеличения отношения полезного сигнала к помехе. Угломестное направление приходящего сигнала нестабильно и подвержено временным колебаниям. Поэтому необходимо предусмотреть дополни-тельные устройства, обеспечивающие автома-тическое совпадение ориентации максимума диаграммы антенны с направлением приходящей волны; в противном случае прием временами ослабевает или вообще исчезает из-за значительной остроты приемного лепестка. Совпадение указанных направлений получается, если выходы антенн соединены так, что в соответствии с условием

$$\delta + \beta d \cos \varphi = 0$$

между соседними антейнами имеет место разность фаз б. Регулирование фаз осуществляется большей частью в каналах промежутсчной частоты приемников, присоединенных к отдельчым антеннам. При неравной длине антенных кабелей необходимо осуществить дополнительное выравнивание фаз. Эти приемные устройства, называемые «система Musa», более подробно описаны в [Л. 40 и 41].

Остронаправленную азимутальную диаграмму можно осуществить при помощи рядом расположенных ромбических антенн (рис. 9-136). Диаграмма направленности для



горизонтальной составляющей поля в направлениях, соответствующих углу места $\phi = = const$, выражается формулой обеспечить, располагая ромбические антенны друг над другом [Л. 42]. Смещая эти антенны друг относительно друга, можно, кроме того, уменьшить и боковые лепестки в горизонтальной плоскости. Достигаемое при этом улучшение диаграммы очисано в [Л. 5]. Нельзя все же не отметить, что как сооружение, так и согласование и питание подобных сложных антенных устройств представляет значительные трудности, особенно в случае передающих систем.

9-29. ПЕЛЕНГАТОРНЫЕ АНТЕННЫ

Простейшей пеленгаторной антенной для длинных и средних, преимущественно вертикально поляризованных волн является рамочная антенна (см. § 9-24) с вертикальной осью вращения. Ее диаграмма в горизонтальной плоскости дана на рис. 9-137. Пеленгование производится не по максимумам, а по минимумам диаграммы, так как при этом чувствительность напряжения, навеленного в рамке, к изменениям ее положения максимальна. По-



рис. 9-137. Зависимость напряжения в антенне от направления для идеальной рамочной антенны при электрическом векторе, параллельном оси вращения рамки.

казанные на рис. 9-137 четко выраженные нули практически неосуществимы. Из-за влияния так называемого антенного эрфекта они всегда более или менее сглаживаются. Это явление, называемое заплыванием минимума, возникает из-за того, что напряжение на клеммах рамочной антенны состоит из двух ком-



Главный лепесток результирующей диаграммы ориентирован в направлении 4, если удовлетворяет условию

$$\delta + \beta d \cos \varphi \sin \psi = 0.$$

Если желательно обеспечить $\psi = 0$, то разность фаз должна быть $\delta = 0$.

Диаграммы направленности без боковых лепестков в вертикальной плоскости можно понент — одной, зависящей от направления, и второй, от направления не зависящей, правда, намного меньшей и сдвинутой по фазе на 90°. Это напряжение может быть компенсировано при помощи противофазного напряжения, снимаемого с клемм линейной антенны, которую можно встроить в ось вращения рамки. Антенный эффект может быть уменьшен по возможности симметричной кон-



Рис. 9.138. Образование карлионлы (а) из диаграмм вертикальной рамочной антенны (б) и вертикального выбрагора (в).

струкцией всей системы, включая и приемники, и металлической экранировкой витков рамки. Металлическая труба, служащая для экранировки, должна при этом иметь в какомлибо месте кольцевой поперечный изолирующий разрез, чтобы она не действовала как короткозамкнутое кольцо.

Диаграмма направленности рамочной антенны с компенсированным антенным эффектом имеет, как видно из рис. 9-137, два противоположно направленных нулевых направле-Чтобы ния. устранить эту двузначность и создать возможность так называемого определения стороны, к клеммам рамки подводят синфазное или противофазное равное по величине и от направления не зависящее напрясоздаваемое вертикальной жение, линейчой антенной. При этом получается изображенная на рис. 9-138 пеленгаторная диаграмма, имеющая форму кардиоиды. Не зависящие от направления напряжения, которые служат для устранения заплывания минимумов и определения стороны, могут быть получены от одной и той же вертикальной вспомогательной антенны С помощью соответствующих схем включения.

Рамочная антенна имеет вредное для целей пеленгации и неустранимое свойство реагировать не только на вертикально поляриз >ванные но и на горизонтально поляризованные волны, если угол падения в вертикальной плоскости отличен от нуля. Этот факт сам по себе не имел бы значения, если бы диаграммы направленности для горизоптальной и вертиполяризаций были кальной идентичны. К сожалению, обе эти диаграммы в горизонтал:ной плоскости рамочной антенны с вертикальной осью вращения повернуты друг относительно друга на 90°, так что нули одной диаграммы совпадают с максимумами другой. Вследствие этого для волны, приходящей с направления ф (по углу места), если она имеет как вертикальную, так и горизонталь-ную сосгавляющие поля, будет иметь место ошибка пеленгации определенной величины. называемая поляризационной ошибкой рамочной антенны. Более подробно об этом см. [Л. 43].

Горизонтально поляризованная составляющая поля возникает, как правило, в тех случаях, когда волна, излученная передающей актенной, достигает пеленгаторной антенны не прямым путем, а после отражения от ионосферы. Так как в длинноволновом и средневолновом диапазонах пространственная волна особенно сильна в вечерние и ночные часы, то обусловленная ею ошибка пеленгации называется ночным эффектом. Возникающие благодаря этому эффекту поляризационные ошибки могут быть исключены, если применяется пеленгаторная антенна, не реагирующая на гсризонтально поляризованную составляющую поля. Наиболее известна антенна Эдкока.

На рис. 9-139 изображены две основные разновидности антенны Эдкока: Н-образияя и U-образная [Л. 44]. Отличительной чертой обеих антенн является применение двух параллельных вертикальных вибраторов, соединенных между собою горизонтальной линией, в середине которой снимается напряжение Антенна Эдкока может по своему действию рассматриваться как разновиднесть рамочной антенны, у которой отсутствуют горизонталь-ные части. Симметричная линия, соединяющая плечи Н-образной антенны, хотя и возбуждается горизонтальной составляющей поля, но напряжения, наведенные в ее обеих ветвях, одинаковы по амплитуде и фазе и взаимно компенсируются вследствие противофазного включения.

Даже при совершенно симметрнчной конструкции в антенне Эдкока на практике имеют место поляризационные ошнбки. У Н-образной антенны они, например, возникают из-за того, что емкость нижней половины антенны относительно земли больше емкости верхней половины. В U-образной антенне сказывается чскажающее влияние токов в земле. С помощью соответствующих мер все же удается в значительной степени устранить и эти источники ошибок. На примере рис. 9-140 видно, какие малые ошибки пеленгации достигнуты в современных системах Эдкока [Л. 45].

Можно избежать механического вращения рамочной антенны или антенны Эдкока, если вместо одиночной антенны применять две: плоскости антенны должны быть взаимно перпендикулярны, а выходы присоединены к приемнику через так называемый гониометр. Принципиальная схема показана на рис. 9-141. Вращением катушки-искателя S достигается такой же эффект, как и вращением одиночной рамочной антенны или антенны Эдкока. Гониометры обеспечивают чрезвычайно высокую угловую точность и перекрывают без переключения весьма широкую полосу частот. Современные достижения в этой области изложены в ∫Л 46].

Особенно перспективны устройства, в которых выходные напряжения двух скрещенных рамочных аптенн или антенн Эдкока через раздельные приемники подводятся к двум парам откленяющих пластин электронно-лучевой



Рис. 9-139. Н- и U-образные пеленгаторные антенны Эдкока.



Рис. 9-14Э. а — ошнбка пеленгации современной U-образной антенны Эдкока и рамочной антенны; б — лиапазон \$>80° с десятикратным увеличением; угол места приходящего пеленгуемсго луча 3,6° [Л. 45].

тоубки. На экране этого прибора, называемого визуальным пеленгатором, при неискаженном приеме появляется тонкая черта, которая образует с опорным радиусом такой же угол, как и приходящая волна с опорным направлением антенной системы [Л. 47].

Для частот, превышающих 50 Мгц, размеры антени становятся настолько малыми, что механическое вращение антенн оказываегся более выгодным, чем применение гониометра. Антенны можно вращать либо от руки (пеленгация по минимуму), либо от электромотора. Если антенна достаточно мала и соответственным образом сконструирована, го ес можно быстро вращать с постоянной скоростью электромотором. Это дает возможность применять оптический индикатор (пеленгация по максимуму). Напряжение, снимаемое с антенны, создает при этом на электронно-лучевой трубке индикаторного прибора изображение диаграммы антенны, повернутое относительно опорного направления на определенный угол, равный углу пеленгации. Для вертикально поляризованных волн предпочтительнее использовать вертикальную Н-образую антенну Эдкока, для горизонтально поляризованных волн — либо горизонтальный вибратор, либо горизонтальную Н-образную антенну Эдкока. Другая антенная система, которая принимает только горизонтально поляризованные волны и наиболее пригодна для моторного привола,



Рис. 9-141. Система скрещенных V образных антенн Эдкока (а) в соединении с гониометром (б).

представляет собой две горизонтальные рядом расположенные рамочные антенны. Такую систему можно применять и на самолете, заключив ее в соответствующий обтекатель. На высоких частотах, примерно выше 500 *Мги*, вполне допустимые габариты имеют все типы антенн с однонаправленной диаграммой, как, например, антенны с параболическими зеркалами или рупорные антенны. Подробное описаиие пеленгаторных антенн для частот, превышающих 50 *Мги*, приведено в [Л. 48].

9-30. ТУРНИКЕТНАЯ АНТЕННА

Турникетная антенна представляет собой частный случай антенны с вращающимся полем, которая в общем случае состоит из п расположенных в одной плоскости радиальных проводников. Фазы токов в проводниках соответствуют бегущей по кольцу волне. Ненаправленное излучение в плоскости антенны обеспечивается тем, что токи в проводниках равны по амплитуде, а фазы их меняются, опережая или отставая пропорционально азимутальному углу так, чтобы после полного обхода опять получилась исходная фаза. Наиболее часто турникетная антенна выполняется в виде двух взаимно-перпендикулярных вибра-90° торов, питаемых co сдвигом фаз в (n=4)

Диаграмма в горизонтальной плоскости горизонтальной антенны с вращающимся полем тем ближе по форме к окружности, чем больше число n радиальных элементов. Предельной формой антенны является диск с вращающимся полем ($n = \infty$), токи в котором текут радиально от центра к периферии диска (рис. 9-142). Фаза тока должна быть



Рис. 9-142. К расчету диаграммы направленности диска с вращающимся полем.

равна $m\phi$ (m=1, 2, 3, и т. д. равно числу полных периодов вдоль окружности). Если предположить, что распределение тока вдоль радиуса имеет синусоидальную форму, то для тока в круговом секторе шириною $d\phi$ в точке r, ϕ имеем:

$$I_{\mathbf{f}\varphi} = I_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{D}{2} - r \right) e^{jm\varphi}. \quad (9-242)$$

Составляющая напряженности поля в вертикальной плоскости (r, г) на расстоянии R при этом равна:

$$E_{v} = \frac{Z_{0}}{2R} i^{m+1} I_{0} \operatorname{tg} \alpha \left[\sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{D}{2} \right) J_{m} (0) - \frac{2\pi}{\lambda} \int_{0}^{D/2} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{D}{2} - \chi \right) J_{m} \left(\frac{2\pi}{\lambda} r \cos \alpha \right) dr \right],$$
(9-243)

а перпендикулярная к ней составляющая (параллельная ф)

$$\mathbf{E}_{\mathbf{c}} = \frac{Z_{\mathbf{0}}\pi}{2\lambda R} \, j^{m} I_{\mathbf{0}} \int_{0}^{D_{\mathbf{1}}} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{D}{2} - r\right) \times \\ \times \left[J_{m+1} \left(\frac{2\pi}{\lambda} r \cos \alpha\right) + \right. \\ \left. + J_{m-1} \left(\frac{2\pi}{\lambda} r \cos \alpha\right) \right] dr; \quad (9-244)$$

здесь $J_m(x)$ — функция Бесселя первого рода *m*-го порядка.

При равномерном распределении тока вдоль радиуса пригодны более простые выражения:

$$E_{\varphi} = -j^{m+1} \frac{Z_0}{2R} I_0 \operatorname{tg} \alpha \times \\ \times \left[J_m \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \right) - J_m (0) \right] e^{jm\varphi}; (9.245) \\ E_{\varphi} = j^m \frac{Z_0}{2R} I_0 \frac{1}{\cos \alpha} \left[J_m \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \right) - J_m (0) + 2 \sum_{\nu=0}^{\infty} J_{m+2\nu+2} \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \right) \right] e^{jm\varphi}; (9.246)$$

Ряд в уравнении (9-246) можно ограничить членами, для которых

$$m+2\nu+2 \leq \frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha = 2.$$

Излученное поле, таким образом, является в общем случае эллиптически поляризованным. В плоскости $\alpha = 0$, где E_v исчезает, поле поляризовано линейно, а в направлении $\alpha = 90^\circ$, где $E_v = E_\varphi$, поле поляризовано по кругу.

2



Рис. 9-143. Составляющие напряженности поля E_{U} и E_{Q} диска с вращающимся полем днаметром $D = \lambda$ для m = 1 α m = 2 в свободном пространстве.



Рис. 9-144. К расчету диаграммы направленности антенны с вращающимся полем, выполненной из радиальных проводов.

На рис. 9-143 показаны диаграммы направленности для обеих составляющих поля при $D/\lambda = 1$, m = 1 и m = 2. При m = 1 главная часть мощности излучается под большими углами места. При m = 2, наоборот, E_{φ} примерно пропорциональна соза и максимум излучения E_{φ} имеет место под углом 45°.

Если число *n* радиальных элементов конечно и четно, то при синусоидальном распределении тока $\left[I = I_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{D}{2} - r\right)\right]$ для напряженности поля справедливы следующие выражения при нечетном *m* и обозначениях рис. 9-144:

$$E_{v} = \frac{Z_{0}}{2\pi R} I_{0} \sin \alpha \sum_{\nu=0}^{n/2-1} \cos \left(\nu\varphi_{0} - \varphi\right) e^{j\boldsymbol{m}\varphi_{\nu}} \times \frac{\cos \left[\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \cos \left(\nu\varphi_{0} - \varphi\right)\right] - \cos \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}{1 - \cos^{2} \alpha \cos^{2} \left(\nu\varphi_{0} - \varphi\right)};$$
(9-247)

$$E_{\varphi} = \frac{Z_{0}}{2\pi R} I_{0} \sum_{\nu=0} \sin(\nu \varphi_{0} - \varphi) e^{jm\nu \varphi_{0}} \times \frac{\cos\left[\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \cos(\nu \varphi_{0} - \varphi)\right] - \cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}{1 - \cos^{2} \alpha \cos^{2}\left(\nu \varphi_{0} - \varphi\right)},$$
(9-248)

а при *m* четном

$$\mathbf{E}_{v} = \frac{Z_{0}}{2\pi R} I_{0} \sin \alpha \sum_{\mathbf{v}=0}^{n/2-1} \cos \left(\mathbf{v} \varphi_{0} - \varphi \right) e^{jm\mathbf{v} \varphi} \times$$

$$\times \frac{\sin\left[\frac{\pi D}{\lambda}\cos\left(\nu\varphi_{\theta}-\varphi\right)\cos\alpha\right] - \cos\left(\nu\varphi_{\theta}-\varphi\right)\cos\alpha\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}{1 - \cos^{2}\alpha\cos^{2}\left(\nu\varphi_{\theta}-\varphi\right)};$$
(9-249)

$$\mathbf{E}_{\varphi} = \frac{Z_{\mathbf{0}}}{2\pi R} I_{\mathbf{0}} \sum_{\mathbf{v}=0}^{n/2-1} \sin\left(\mathbf{v}\varphi_{\mathbf{0}} - \varphi\right) e^{im\mathbf{v}\varphi} \times \\ < \cdot \frac{\sin\left[\frac{\tau D}{\lambda}\cos\left(\mathbf{v}\varphi_{\mathbf{0}} - \varphi\right)\cos\alpha\right] - \cos\left(\mathbf{v}\varphi_{\mathbf{0}} - \varphi\right)\cos\tau\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}{1 - \cos^{2}\alpha\cos^{2}\left(\mathbf{v}\varphi_{\mathbf{0}} - \varphi\right)}.$$



В случае турникетного излучателя n = 4, m = 1 и $\varphi_0 = \pi/2$. Соответственно этому выражения для компонент напряжеиности поля упрощаются и принимают вид:

$$E_{v} = \frac{Z_{0}}{2\pi R} I_{0} \sin \alpha \times \\ \times \left[\cos \varphi \frac{\cos \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \cos \varphi \right) - \cos \left(\frac{\pi D}{\lambda} \right)}{1 - \cos^{2} \alpha \cos^{2} \varphi} + j \sin \varphi - \frac{\cos \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \sin \varphi \right) - \cos \left(\frac{\pi D}{\lambda} \right)}{1 - \cos^{2} \alpha \cos^{2} \varphi} \right];$$

$$E_{\varphi} = -\frac{Z_{0}}{2\pi R} I_{0} \times \left[\sin \varphi \frac{\cos\left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \cos \varphi\right) - \cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}{1 - \cos^{2} \alpha \cos^{2} \varphi} - j \cos \varphi \frac{\cos\left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \sin \varphi\right) - \cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}{1 - \cos^{2} \alpha \cos^{2} \varphi} \right].$$

(9-252)

Диаграмма в горизонтальной плоскости ($\alpha = 0$) приближается по форме к окружности. При $\alpha = 0$ Б = 0

$$E_{\varphi} = -\frac{Z_{\theta}}{2\pi R} I_{\theta} \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\cos\varphi\right) - \cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}{\sin\varphi} - \frac{\cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\sin\varphi\right) - \cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}{\cos\varphi} \right]. \quad (9-253)$$

Диаграмма в вертнкальной плоскости для $\varphi = 0$ или $\varphi = \frac{\pi}{2}$ выражается следующими формулами:

горизонтальная составляющая

$$\mathbf{E}_{\varphi} = \frac{\mathbf{Z}_{0}}{2\pi R} I_{0} \left(1 - \cos \frac{\pi D}{\lambda} \right)$$



Рис. 9-145. Диаграммы направленности турникетной антенны в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

перпендикулярная к ней составляющая

$$\mathbf{E}_{v} = \frac{\mathbf{Z}_{0}}{2\pi R} \mathbf{I}_{0} \frac{\cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\cos\alpha\right) - \cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}{\sin\alpha} \,.$$

Построенные по этим формулам диаграммы изображены на рис. 9-145. Из рисунка можно видеть, что длина элементарного излучателя (половины вибратора, равная $\frac{D}{2}$) не должна значительно превышать $\lambda/4$, так как в противном случае диаграмма в горизонтальной плоскости слишком сильно отличается от круга. Так же, как и в случае диска с вращающимся полем, при m=1 интенсивность излучения в направлениях вверх и вниз больше, чем в горизонтальной плоскости.

Комплексное сопротивление турникетной антенны вследствие отсутствия взаимодействия между двумя взаимно перпендикулярными вибраторами равно половине комплексного соп: отивления одиночного вибратора. Выигрыш в горизонтальной плоскости равен 1/2.

Необходимый для создания вращающегося поля 90-градусный сдвиг фаз токов в двух вибраторах обеспечивается большей частью за счет различия длин двух питающих линий на $\lambda/4$. Турникетные антенны имеют еще и то преимущество, что влияние рассогласования обеих антенн в точке разветвления линий питания снижается, если только изменения комплексного сопротивления невелики. В общем случае справедливо следующее правило: если коэффициенты отражения двух ветвях B разветвленной линии равны, а длины ветвей отличаются на нечетное число четвертей длины волны, то коэффициент отражения в главной линии равен квадрату коэффициента отражения в каждой из ветвей [Л. 49].

Турникетные антенны, не пригодные для применения в качестве одиночных излучателей для радиовещания в диапазоне у. к. в. из-за значительного излучения под большими углами места, используются как элементы антенных решеток, которые благодаря множителю решетки дают возможность обеспечить желательную направленность в вертикальной плоскости (см. § 9-34). В радиовещании на у. к. в. и в телевидении, как правило, стремятся к то-

$$\mathbf{E} = \frac{Z_0}{2\pi R} I_0 n L_0 (\varphi, \alpha) - \frac{2}{n} \sum_{\mathbf{v}=1}^{n/2} \cos\left[\frac{\pi D}{2} \cos \alpha \cos\left(\mathbf{v}\varphi_0 - \varphi\right)\right]. \tag{9-254}$$

му, чтобы весь используемый в каждом случае частотный диапазон, т. е. в радиовещании на у. к. в. диапазон, т. 87,5 до 100 *Мгч*, а в телевидении — диапазоны от 41 до 68 *Мгч* и от 174 до 216 *Мгч*, перекрывался бы без перестройки антенны.

Турникетиые антенны с цилиидрическими вибраторами работают без перестройки только в диапазоне частот ±2%; однако полоса частот может быть легко расширена до ±10% средней частоты при помощи компенсации реактивного сопротивления в точке питания. Вместо простых вибраторов можно применять элементы, обладающие направленностью, как, например, плоскостные вибраторы (см. § 9-35), у которых имеется бо́льшая направленность в вертикальной плоскости и которые, кроме того, более широкополосны, чем трубчатые вибраторы. Следует также отметить широкополосную турникетную антенну Линденблада [Л. 49], которая благодаря специальной конструкции излучателя (несимметричный вибратор эксперименально подобранной формы) обеспечивает ширину полосы ±30%. Олнако в качестве элемента антенных решеток эта антенна не применяется из-за высокой стоимости

Одно из основных преимуществ турникетной антенны заключается в том, что ее можно монтировать вместе с другими излучающими устройствами, например с кольцевой ангенной, так, что между ними не возникает взаимодействия; кроме того, вертикальная опорная мачта не влияет на ее излучение (см. § 9-36).

9-31. КРУГОВЫЕ РЕШЕТКИ. Всенаправленные антенны

Круговые решетки в отличие от систем с тантенциальными (кольцевые антенны) или радиальными элементами (дисковая антенна) представляют собой устройства с одинаково ориентированными, как правило вертикальными, одиночными излучателями, расположенными вдоль одной или нескольких концентрических окружностей. В зависимости от фазировки токов в отдельных элементах они могут применяться в качестве всенаправленных (т. е. ненаправленных в одной плоскости) или направленных антенн.

Всенаправленное излучение получается, если отдельные излучатели сами являются всенаправленными и если при одинаковых амплитудах токов в отдельных излучателях фазы токов симметричны относительно произвольного диаметра круга. Типичными устройствами такого типа являются круговая синфазная решетка и круговая решетка с вращающимся полем, в которой фазы токов в последовательно расположенных излучателях соответствует фазе волны, бегущей по кругу.

Синфазное возбуждение. Диаграмма излучения *n* одинаковых излучателей с одинаковыми по амплитуде и фазе токами при четчсм числе *n* имеет вид (рис. 9-146): При бесконечно большом числе излучателей это выражение переходит в следующее:

$$\mathbf{E} = \frac{Z_{\mathbf{0}}}{2\pi R} I_g L_{\mathbf{0}} \left(\varphi, \alpha \right) J_{\mathbf{0}} \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \right); \qquad (9-255)$$

здесь $L_{\bullet}(\varphi, \alpha)$ — диаграмма излучения отдельного излучателя;

- J₀ функция Бесселя первого рода нулевого порядка;
- I₀ ток в пучности тока отдельного излучателя;
- I_g общий ток круговой решетки, отнесенный к пучности тока.



Рис. 146. Круговая решетка.

Диаграмма в горизонтальной плоскости согласно формуле (9-255) имеет почти круговую форму, если

$$n \ge \frac{\pi D}{\lambda} + 2. \qquad (9-256)$$

Диаграмму в вертикальной плоскости можно менять в широких пределах путем выбора диаметра окружности D/λ. Из формулы (9-255) можно получить следующие соотношения:

1)
$$\frac{\pi D}{\lambda} < 2,41$$
 или $D/\lambda < 0,766.$

Излучение в горизонтальном направлении уменьшается с увеличением диаметра и обращается в нуль при $D/\lambda = 0.766$.

Таким образом, круговая решетка излучает преимущественно в направлениях больших углов места.

2)2,41
$$< \frac{\pi D}{\lambda} <$$
 3,85 или 0,76 $< \frac{D}{\lambda} <$ 1,22.

С увеличением радиуса излучение в горизонтальном направлении вновь возрастает, одновременно с этим появляется боковой лепесток. Нулевой и боковой лепестки перемещаются с увеличением D/λ в сторону больших углов места, одновременно с этим уменьщается величина бокового лепестка.

3)3,85
$$< rac{\pi D}{\lambda} <$$
5,52 или 1,22 $< rac{D}{\lambda} <$ 1,76

Излучение в горизонтальном направлении опять уменьшается и обращается при $D/\lambda = -1,76$ опять в нуль. Излучение имеет место в секторе между двумя нулями.

4)5,52
$$<\!\frac{\pi D}{\lambda}<$$
7,02 или 1,76 $<\!\frac{D}{\lambda}<$ 2,23.

Излучение в горизонтальном направлении опять увеличивается и достигает максимума при $D/\lambda = 2,23$. Возникают два боковых лепестка.

На рис. 9-147 эти соотношения проиллюстрированы на примере круговой решетки очень большого числа отдельных излучателей, у которых диаграмма в вертикальной плоскости описывается косинусоидальной функцией $[L_0(\alpha) \approx \cos \alpha]$. При комбинации круговой решетки с одиночным излучателем в ее центре или с одной или несколькими концентрическими круговыми решетками получается, новая возможность ослабления или полного устранения излучения в определенных угловых секторах. Направление нулевого излучения может регулироваться выбором диаметра круга или отношений токов в излучателях круговог∙ кольца к току в центральном излучателе и токам в излучателях остальных круговых колец, а также фаз этих токов (допустимы только синфазные или противофазные токи). Такие устройства пригодны для выполнения антифединговых антенн для радиовещания на длинных волнах, где высотные антенны неприменимы из конструктивных соображений. Однако до сих пор длинноволновые антепны в виде круговых решеток не строятся из-за высокой стоимости.

При конструировании антифединговых антенн выигрыш в горизонтальной плоскости не всегда является достаточным критерием, имеет значение и форма диаграммы. Для длинноволновых антенн желательны малые нулевые углы ($\alpha_0 = 30 - 40^\circ$), так как поверхностная волна имеет большой радиус действия.



Рис. 9-147. Днаграммы направленности в вертикальной плоскости синфазных круговых решеток.



Рис. 9-148. Днаграммы направленности в вертикальной нлоскости круговой решетки с центральным излучателем.

На рис. 9-148 изображены для примера диаграммы двух антенн в виде круговых решеток с излучателем в центре:

а) с диаметром круга $D = 0,766 \lambda$ и отношением токов $I_m/n = 0,241 I_a$ (противофазные токи); n = 6;

б) с диаметром круга $D = 1,766 \lambda$ и отношением токов $I_m/n = 0,316 I_a$ (синфазные токи); n = 8.

Обе диаграммы имеют минимум излучения прн $\alpha_0 = 35^\circ$, однако в диаграмме антенны а боковой максимум при 60° почти достигает значения главного максимума, в то время как в диаграмме антенны б имеются два боковых лепестка, из которых бо́льший к тому же направлен под бо́льшими углами места и таким образом меньше мешает. Эффективное уменьшение замирания можно ожидать только у антенны б.

Возбуждение вращающимся полем [Л. 50]. Всенаправленное излучение может быть получено, если сдвиг фаз δ между токами в отдельных излучателях, установленных по окружности, соответствует бегущей волне, причем величина сдвига фаз выбрана так, что после обхода окружности получается фаза, отличающаяся от начальной на целое число 2π , т. е. фактически равная ей:

$$n\delta = 2\pi m \ (m = 1, 2, 3, и т. д.).$$
 (9-257)

Если токи во всех *п* излучателях равны, то для диаграммы излучения получим следующее выражение:

$$\mathbf{E} = \frac{Z_0}{2\pi R} I_0 n L_0 (\varphi, \alpha) \frac{1}{n} \times \\ \times \sum_{\mathbf{v}=0}^{n-1} e^{j \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \cos \left(\mathbf{v} \varphi_0 - \varphi\right) - \mathbf{v} m \varphi_0\right)} = \\ = \frac{Z_0}{2\pi R} I_0 n L_0(\varphi, \alpha) N.$$
(9.258)

Для бесконечно большого числа излучателей $(n = \infty)$ сумма переходит в интеграл:

$$N(\varphi, \alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} e^{j \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha \cos \varphi - m\varphi\right)} d\varphi =$$

= $-j^{m} e^{-jm\varphi J} m \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha\right);$
(9-259)

здесь $J_m(x)$ — функция Бесселя первого рода, то порядка.

Из-за симметрии устройства интенсивность излучения в горизонтальной плоскости во всех направлениях одинакова, фаза же напряженности поля зависит от ф и меняется пропорционально тф. При конечном числе излучателей диаграмма в горизонтальной плоскости уже не имеет форму окружности. Это можно учесть с помощью поправочного члена. Получим:

$$N(\varphi, \alpha) = e^{-jm\varphi} J_m \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha\right) + J_{n-m} \left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha\right) e^{-jn\varphi} .$$
(9-260)

Отклонением от окружности можно пренебречь, если $n-m \ge \frac{\pi D}{\lambda} + 2$. Однозначное вращающееся поле получается, если число n одиночных излучателей выбрано равным по крайней мере 4m.

Если комбинировать антенны вращающегося поля с центральным излучателем, то всенаправленность излучения нарушится, так как фаза поля, излучаемого круговой решеткой, зависит от направления.

Диаграмму в вертикальной плоскости можно изменять выбором отношения D/λ и числа *т.* У антенны вращающегося поля Ширекса также можно уменьшить излучение под большими углами места и увеличить излучение вдоль земли. Относительно связи формы диаграммы с D/λ и *т* можно сделать следующие замечания:

1. Излучение под большими углами места уменьшается тем больше, чем больше т при постоянном D/λ , а при постоянном m — чем меньше D/λ .

2. С увеличением D/λ необходимо увеличивать и т, если нужно, чтобы диаграмма оставалась подобной.

3. Боковой лепесток в вертикальной диа-грамме не возникает, пока $D/\lambda \leqslant \frac{m+1}{\pi}$.

4. Уменьшение излучения в пространстве происходит в основном за счет больших углов места.

5. Диаграммы с одним боковым максимумом получаются, если $\frac{\pi D}{\lambda}$

лежит между

$$1,1m+5-\frac{0,8}{m}$$
 M $m+5-\frac{2}{m}$

6. Два боковых максимума возникают, когда $\frac{\pi D}{\lambda}$ лежит между 7,1 и 8,53 при m = 1

и между 9 и 10 при m = 2.

На рис. 9-149 изображены диаграммы в вертикальной плоскости для различных значений D/λ и m.

При сравнении этих диаграмм с диаграммами синфазно возбужденных круговых решеток с центральным излучателем можно установить, что антенна с вращающимся полем менее пригодна для подавления излучения под малыми углами места. Например, чтобы получить такую же диаграмму, как и у синфазной круговой решетки с $D/\lambda = 0.766$ с нулем при угле 35°, необходимо применить антенну с вращающимся полем при m=1 днаметром $D=1,5\lambda$. Диаграмму направленности, столь же хорошую, как и у синфазной решетки с D/ λ = 1,766, невозможно получить при помощи антенны с вращающимся полем в виде одиночного кругового кольца. Необходимо применить комбинацию минимум двух круговых колец. На рис. 9-150 приведена диаграмма в вертикальной плоскости устройства из двух кругов при $D_1/\lambda = 1.62$ и $D_2/\lambda = 0.64$ и m=2. При этом число излучателей, необходимое для каждого кольца, равно 8 (4m).

Одной из осуществленных на практике антенн с вращающимся полем в виде круговой решетки является антенна французского длинноволнового широковещательного передатчика [Л. 51], состоящая из четырех вертикальных одиночных излучателей высотой 250 м; эти излучатели установлены по четырем углам квадрата с длиной стороны 400 м и питаются со сдвигом фаз 90°. В соответствии с малым диаметром (D/λ=0,35) излучение локализовано в довольно широком секторе по углу места. Эффективного уменьшения замирания при этом нельзя ожидать, несмотря на то, что напряженность поля увеличивается на 15%.

Круговые решетки используются в качестве элементов коротковолновых и ультра-



Рис. 9-149. Днаграммы направленности в вертикальной плоскости круговых решеток, возбуждаемых вращающимся полем.



Рис. 9-150. Диаграммы направленности в вертикальной плоскости системы двух концентрических антенн с вращающимся полем.

коротковолновых всенаправленных антенн с вертикальной поляризацией, более направленных в вертикальной плоскости (см. § 9-33). Наиболее употребительно устройство в виде четырех вертикальных вибраторов по углам квадрата. Возбуждение вращающимся полем имеет при этом то преимущество перед синфазным возбуждением, что два вибратора, установленных на одной диагонали, всегда колеблются в противофазе, так что они не возбуждают вертикальную опорную мачту. Отклоненнем диаграммы в горизонтальной плоскости от окружности можно пренебречь пока $D/\lambda \leq 0.32$; при $D/\lambda 0.5$ отклонение все же не превышает ±7%. Выигрыш по сравнению с одиночным вибратором составляет примерно 1,2 дб.

9-32. КРУГОВЫЕ РЕШЕТКИ. Направленные антенны

Если отдельные излучатели круговой решетки возбуждаются с различными фазами δ, то при соответственном выборе фаз можно получить направленное излучение в горизонтальной плоскости. Особым преимуществом этого устройства по сравнению с линейными решетками является возможность только за счет изменения фаз сравнительно легко поворачивать главный максимум излучения в любом направлении по азимуту без ухудшения направленности.

Если все токи одинаковы, а фазы д в двух диаметрально противоположных излучателях равны по величине и противополож-



Рис. 9-151. Диаграмма в горизонтальной плоскости круговой решетки из десяти одиночных излучателей с различными значениями D/A.

ны по знаку, то множитель решетки выражается формулой

$$N(\varphi, \alpha) = \frac{2}{n} \sum_{\nu=1}^{n/2} \cos \left[\delta_{\nu} - \frac{\pi D}{\lambda} \cos \left[\alpha \cos \left(\nu \varphi_0 - \varphi \right) \right].$$
(9-261)

Излучение максимально в направлении чт, чт, если

$$\delta_{\nu} = \frac{\pi D}{\lambda} \cos \alpha_m \cos (\nu \varphi_0 - \varphi_m). \quad (9-262)$$

При этом выражение (9-261) для множителя решетки можно привести к виду:

$$N(\varphi, \alpha) = \frac{2}{n} \sum_{\nu=1}^{n/2} \cos\left\{\frac{\pi}{\lambda} \left[f \sin\left(\nu\varphi_0 + \psi\right) \right] \right\}.$$
(9-263)

Здесь 4 определяется соотношениями

$$\sin \psi = \frac{\cos \varphi_m \cos \alpha_m - \cos \varphi \cos \alpha}{\sqrt{(\cos \varphi_m \cos \alpha_m - \cos \varphi \cos \alpha)^2 + (\sin \varphi_m \cos \alpha_m - \sin \varphi \cos \alpha)^2}};$$
$$\cos \psi = \frac{\sin \varphi_m \cos \alpha_m - \sin \varphi \cos \alpha}{\sqrt{(\cos \varphi_m \cos \alpha_m - \cos \varphi \cos \alpha)^2 + (\sin \varphi_m \cos \alpha_m - \sin \varphi \cos \alpha)^2}};$$
$$\pi f = D\sqrt{(\cos \varphi_m \cos \alpha_m - \cos \varphi \cos \alpha)^2 + (\sin \varphi_m \cos \alpha_m - \sin \varphi \cos \alpha)^2};$$

$$N(\varphi, \alpha) = J_0\left(\frac{\pi}{\lambda}f\right) + 2\sum_{p=1}^{\infty} (-1)^{p\frac{n}{2}} \times J_{pn}\left(\frac{\pi}{\lambda}f\right) \cos pn \psi.$$
(9-264)

Можно пренебречь членами, стоящими под знаком суммы, если члело отдельных излучателей

$$n \geqslant \frac{2\pi D}{\lambda} + 2.$$

При $\alpha_m = 0$, т. е. при максимуме излучения в горизонтальной плоскости, диаграмма в горизонтальной плоскости ($\alpha = 0$) имеет вид:

$$N(\varphi, \alpha) = J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda}D\sin\frac{\varphi_m-z}{2}\right). \qquad (9-265)$$

Если число излучателей меньше, чем $n = \frac{2\pi D}{\lambda} + 2$, то необходимо учитывать

остальные отброшенные члены в ф-ле (9-264). Примеры диаграмм в горизонтальной плоскости для круговых решеток из десяти одиночных излучателей при $D/\lambda = 1,0;$ 1,42 и 1,8 приведены на рис. 9-151. Направленность увеличивается с возрастанием диаметра круга, однако одновременно увеличиваются и боковые максимумы, если диаметр превышает D n-2

$$\overline{\lambda} = \overline{2\pi}$$

Можно уменьшить величину боковых лепестков в круговой решетке так же, как и в линейной решетке, если токи в отдельных элементах сделать различными, а фазы менять в соответствии с ф-лой (9-262). На рис. 9-152 изображена для примера рассчитанная диа-грамма в горизонтальной плоскости антенны из десяти одиночных излучателей с $D/\lambda = 1,0,$ амплитуды и фазы токов в которых получаются путем суперпозиции трех геометрически идентичных круговых решеток; при этом две третьей имеют уменьшенные относительно в отношении 0,325 : 1 амплитуды токов и повернутые на ±80° в пространстве направления главных максимумов излучения. Этим удается снизить боковые максимумы с 40 до 10%. Вполне возможно и дальнейшее снижение боковых максимумов с помощью подбора другого распределения токов и фаз.

В режиме передачи при фазовых углах, определенных формулой (9-262), из-за взаимодействия отдельных излучателей за счет излучения, мощность, излучаемая отдельными антеннами, оказывается неодинаковой, а в некоторых случаях отдельные антенны могут даже начать работать как приемные. Однако, изменяя фазовые соотношения, оказывается возможным обеспечить равенство мощностей, излучаемых всеми антеннами, конечно, за счет ухудшения диаграммы иаправленности. При



Рис. 9-152. Диаграмма в горизонтальной плоскости круговой решетки с $D/\lambda = 1/0$ с уменьшенными боковыми лепестками.

соответствующих параметрах антенны можно все же согласовать требования обеспечения приемлемой диаграммы направленности с равномерной нагрузкой всех антенн.

9-33. ВСЕНАПРАВЛЕННЫЕ АНТЕННЫ С ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ И ПОВЫШЕННОЙ НАПРАВЛЕННОСТЬЮ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ

У антенн с ненаправленной диаграммой в горизонтальной плоскости выигрыш может быть получен только за счет направленности излучения в вертикальной плоскости. В коротковолновом диапазоне при этом стремятся к таким вертикальным диаграммам, у которых максимум излучения находится в наивыгоднейшем по условиям распространения секторе углов места. В диапазоне у. к. в., напротив, желательна максимальная концентрация излучения в горизонтальной плоскости.

Наиболее эффективна для обеспечения направленности в вертикальной плоскости вертикальная линейная решетка, в которой отдельные элементы размещены друг над другом на общей оси. В качестве элементов с вертикальной поляризацией и с ненаправленной диаграммой излучения (в горизонтальной плоскости) используются вертикальные вибраторы и круговые решетки вертикальных вибраторов.

Свойства излучения. Если (рис. 9-153) d — расстояние по вертикали между средними точками n элементарных излучателей, I_0 ток в пучности, $L_0(\varphi, \alpha)$ — их диаграмма излучения и если все элементарные излучатели возбуждаются синфазно, то напряженность поля выражается формулой

$$\mathbf{E} = \frac{Z_0}{2\pi R} I_0 L_0 (\varphi, \alpha) \frac{\sin\left(n \frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha\right)}.$$
 (9-266)

Если центр тяжести антенны находится на высоте h над землей, то к выражению (9-266) следует добавить множитель

$$K = 2\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\,\boldsymbol{h}\,\sin\,\alpha\right). \qquad (3-267)$$

Если в качестве элементов используются симметричные вибраторы длиной l, то $L_0(\varphi, \alpha)$ следует взять в виде диаграммы направленности вибратора:

$$L_{0}(\varphi, \alpha) = L_{0D} = \frac{l_{\bullet}}{\cos \alpha} \left[\cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \sin \alpha\right) - \cos\left(\frac{\pi l}{\lambda}\right) \right].$$
(9-268)

Если элементарный излучатель состоит из круговой решетки четырех вибраторов, то в соответствии с формулой (9-258)

$$L_{0}(\boldsymbol{\varphi}, \boldsymbol{\alpha}) = 2L_{0D} \left[\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \boldsymbol{\alpha} \cos \boldsymbol{\varphi}\right) - j\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda} \cos \boldsymbol{\alpha} \sin \boldsymbol{\varphi}\right) \right].$$
(9-269)

Выигрыш линейной решетки *п* коротких продольных вибраторов в направлении главного максимума, т. е. перпендикулярно оси решетки, дается формулой [Л. 4, стр. 284]

$$\frac{H}{G_{DL}} = \frac{1}{n} \left\{ 1 - 6 \sum_{\nu=1}^{n-1} \left(1 - \frac{\nu}{n} \right) \left[\frac{\cos\left(\nu \frac{2\pi d}{\lambda}\right)}{\left(\nu \frac{2\pi d}{\lambda}\right)^2} - \frac{\sin\left(\nu \frac{2\pi d}{\lambda}\right)}{\left(\nu \frac{2\pi d}{\lambda}\right)^3} \right] \right\}.$$
(3-270)

При постоянной длине решетки nd/λ выигрыш практически не зависит от d/λ , пока его величина не превышает 1 (см. также § 9-9).

Так как расходы на строительство антенны зависят не только от ее общей высоты, но и от числа вибраторов и точек питания, то стараются получить наибольший выигрыш при минимальном числе элементов. Поэтому расстояние между ними в большинстве случаев выбирают примерно равным λ .

При увеличении относительного расстояния d/λ наряду с возрастанием направленности главного максимума растут и боковые лепестки. Это, однако, не имеет значения для применимости антенн в диапазоне у. к. в., так как в месте приема действует только излучение главного максимума.

Практические конструкции вертикальной решетки вибраторов отличаются главным об-



Рис. 9-154. Антенна Маркони — Франклина.

разом способами подводки энергии и методами подавления полуволн тока с нежелательной фазой.

Маркони — Франклина Антенна [Л. 53] представляет собой питаемую у основания линейную антенну, возбуждаемую на высшей гармонике, в которой противофазные полуволны подавляются с помощью катушек четвертьволновых отрезков линии или (рис. 9-154). У антенны, изображенной на рис. 9-154, так же как и у бивибратора, полуволновые участки с обратным направлением тока располагаются попеременно так, что излучение от этих участков складывается синфазно с излучением остальных частей антенны. При этом достигается более равномерное распределение тока вдоль антенны (равно-мерная антенна) [Л. 54]. Перечисленные антенны широко применяются в коротковолновом диапазоне.

Система, называемая частично экранированной гармониковой антенной, состоит, как видно из рис. 9-155, из концентрической трубчатой линии, разделенной на отрезки длиной $\lambda/2$, внешние и внутренние проводники которых в каждом сечении раздела соединены пере-



рис. 9-155. Цастично экранированная гармониковая антениа.



Рис. 9-156. Широкополосное питание вибраториых решеток.

крестно. Принцип действия такой антенны может быть пояснен с поэквивалентной мощыо схемы. Внутренний проводник и внутренняя поверхность трубы служат линией питания, к которой в точках а и б подключаются излучающие вибраторы в виде внешних поверхностей трубы 1 и 2 или 3 и 4. У основания эта антенна должна питаться снм-



Рис. 9-157. Всенаправленная антенна из бивибраторов с бертикальной поляризацией.

метрично, так как в противном случае половина вибраторов получит потенциал земли и ие будет излучать.

У всех антенных решеток, запитываемых с одного конца, ток, по мере приближения к другому концу антенны, спадает из-за затухания, обусловленного излучением, особенно у антечн с большими поперечными сечениями. Это приводит к расширению главного максимума и уменьшению боковых лепестков. Широкополосность таких антенн ограничена, так как правильная фазировка элементов определяется отношением длин l/λ подводки, зависящим от частоты.

Если антенна Маркони как проволочная антенна должна быть подвешена с помощью опор, то трубчатые антенны могут быть выполнены свободно стоящими, если между отрезками труб имеются соответствующие опорные изоляторы. В диапазоне у. к. в. и в примыкающих к нему коротковолновых диапазонах стремятся осуществить, как правило, свободно стоящие конструкции, так как элементы сооружения становятся сравнительно малыми и позволяют это.

При проектировании антенн с вертикальной поляризацией следует обратить внимание на взаимодействие между вертикальными излучателями и вертикально стоящей опорной мачтой. Желательная широкополосность может быть достигнута только в том случае, если, кроме применения элементов с необходимой широкополосностью, обеспечивается их возбуждение в правильной фазе в соответствующем частотном диапазоне. Это предполагает по возможности равные длины всех линий питания. Схемы питания, в которых это условие выполнено, изображены на рис. 9-156.

Выгодным оказалось применять в качестве элемеитов антенны бивибраторы, так как



рис. 9-158. Всенаправленная телевизионная -антенна, нмеющая -направленность в вертикальной плоскости (Маркони).

при этом уменьшается взаимодействие с мачтой по сравнению с простым вибратором, что было установлено в результате измерений. При выполнении антенной системы в виде расположенных друг над другом бивибраторов, закрепленных на мачте с одной стороны, влияние мачты приводит к появлению слабой направленности излучения в направлении мач-(1:70). Это однако, может та — вибратор быть устранено, если бивибраторы попеременно закреплять на противоположных сторонах мачты. У антенны Эндрю [Л. 55] бивибраторы прикреплены к опорной мачте одним плечом (рис. 9-157). Они питаются несимметричными фидерными линиями, расположенными вне мачты. Диаграмма в горизонтальной плоскости представляет собой практически окружность; выигрыш при восьми вибраторах равен примерно 5. В бивибраторной антенне Лоренца в каждом этаже имеется по два бивибратора, закрепленных на мачте по разные стороны. Главная фидерная линия приложена в виде коаксиального кабеля внутри мачты, в то время как линии ответвления расположены снаружи. Обе конструкции предназначены для стационарных станций и перекрывают в диапазоне 160 Мгц полосу частот в несколько мегагерц.

Особенно удачны в отнощении устранения влияния опорной мачты упомянутые выше антенны с вращающимся полем из четырех вертикальных вибраторов, питаемых со сдвигом фаз 90° между соседними вибраторами (см. § 9-31). Как пример выполнения такой аитенны на рис. 9-158 изображена вертикальиая антенна телевизионного передатчика, состоящая из двух, расположенных одна над другой, групп по четыре бивибратора в кажлой, возбуждаемых бегущей волной.

9-34. ВСЕНАПРАВЛЕННЫЕ АНТЕННЫ С ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ И ПОВЫШЕННОЙ НАПРАВЛЕННОСТЬЮ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ

Для увеличения направленности излучения в вертикальной плоскости в этом случае также применяются вертикальные линейные решетки с расположенными друг над другом всенаправленными элементами.

В качестве элементов с горизонтально поляризованным излучением пригодны прежде всего кольцевые антенны, турникетные антенны, а также так называемые U-образные и V-образные антенны. Антенны, в которых применяются элементы, уже имеющие довольно значительную направленность, как, например, трубы с прорезанными в них щелевыми излучателями и плоскостные излучатели, рассматриваются в § 9-35.

Диаграмму направленности можно получить, так же, как и в предыдущем случае, из ф-лы (9-266):

$$\mathbf{E} = \frac{Z_0}{2\pi R} I_0 L_0 \left(\varphi, \alpha\right) \frac{\sin\left(n \frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha\right)} \, .$$

Влияние земли учитывается с помощью множителя

$$K = 2 \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \sin\alpha\right). \qquad (9-271)$$

Рис. 9-159. Диаграммы в вертикальной плоскости различных элементов, ислюльзуемых для выполнения направленных в вертикальной и всенаправленных ь горизонтальной плоскости антепи с горизонтальной поляризацией. как и турникетиая антенна, излучают значительную часть энергии в направлениях вверх и вниз. Если это излучение желательно подавить с помощью множителя решетки, то расстояние между одиночными излучателями следует выбирать равным $\frac{d}{\lambda} = 1 - \frac{x}{n}$ (x = 1, 2, 3 и т. д.). Наибольшая величина d/λ будет тогда равна $1 - \frac{1}{n} = \frac{n-1}{n}$ [Л. 56]. Одиночный же излучатель в виде кольцевой антенны уже сам не излучает в направлении

оси. На рис. 9-160 изображены некоторые диаграммы излучения вертикальной решетки из

граммы излучения вертикальной решетки из шести элементов, причем в случае элементов в виде турникетного и U-образного излучате-

лей были взяты расстояния 0,833 $\lambda \left(\frac{d}{\lambda} = \right)$

 $=\frac{n-1}{n}$), а в случае элементов в виде коль-

цевых излучателей — расстояние 0,9λ.

Выигрыш в горизонтальной плоскости зависит от формы диаграммы одиночного излучателя. Для кольцевого излучателя, диаграмма направленности которого примерно соогветствует диаграмме вертикального вибратора, получаются практически те же выигрыши, как и согласно ф-лам (9-270) и (9-85), а также рис. 9-12. Наивыгоднейшее расстояние поэтому составляет примерно 0,95λ. Для кольцевых излучателей с большим диаметром это значение уменьшается примерно до 0,9λ.

Выигрыш решетки, составленной из турникетных излучателей, меньше, чем в случае кольцевых излучателей, и равен примерно половине выигрыша решетки поперечных вибраторов. Наивыгоднейшее расстояние зависит от числа *n* одиночных излучателей и находит-

ся из соотношения
$$\frac{a}{\lambda} = \frac{n}{n+1}$$
 [Л. 56]. Для



В качестве $L_0(\varphi, \alpha)$ следует взять днаграмму использованного в антенне элемента [для турникетной антенны — согласно ф.лам (9-245) и (9-252)]. На рис. 9-159 изображен и типичные диаграммы в вертикальной плоскости кольцевого турникетного и U-образного излучателей. U- и V-образные антенны, так же, U-образного излучателя малых размеров получаются аналогичные значения. Оптимальный выигрыш здесь соответствует $\frac{d}{\lambda}$ =

G

$$=\frac{n+1}{n+2}$$



Рис. 9-160. Диаграмма направленности в вертикальной плоскости решеток, составленных из турникетных (а), кольцевых (б) или U-образных (в) излучателей.

Кривые изменения выигрыша по мощности в зависимости от d/λ для различных *n* приведены на рис. 9-161.

Кольцевые антенны применяются как на коротких, так и на метровых волнах, а U-образные гурникетные аптенны — на метровых и дециметровых волнах.

Старейшая конструкция всенаправленной антенны с горизонтальной поляризацией и увеличенной направленностью в вертикальной плоскости [Л. 57] представляет собой несколько размещенных друг над другом вибраторных квадратов, смонтированных на деревянной мачте, на вершине которой прикреплен деревянный крест, служащий для закрепления тросов-растяжек и фидерных линий. KOHструкция вибраторов и фидерных линий схе-матично изображена на рис. 9-162. Вследствие применения запитывания с одного конца антенна этой конструкции узкополосна и применялась поэтому главным образом для коротковолнового радиовещания.

В диапазоне метровых волн применяются только такие конструкции, которые обеспечивают механическую прочность и удовлетворительную широкополосность. Так как у. к. в. антенны с горизонтальной поляризацией весьма важны для радиовещания и телевидения, то было разработано множество конструкций, в которых пытались совместить электрические требования с механико-конструктивными, такими, как прочность, легкость монтажа и поддержания в исправности, малая парусность, защита от обледенения.

Некоторые конструкции кольцевых излучателей показаны на рис. 9-163. В квадратной антенне [Л. 58] четыре полуволновых вибратора со своими симметрирующими шлейфами выполнены в виде единой конструкции. Оба проводника симметрирующего шлейфа, реактивное сопротивление которого может регулироваться с помощью подвижной короткозамыкающей перемычкой, служат одновременно как конструктивные элементы для закрепления вибраторов на мачте. Вместо обыкновенных вибраторов можно применить бивибраторы, размещаемые также по сторонам квадрата. В другом варианте кольцо образуется из трех бивибраторов, расположенных под углами 120°. Антенна типа «клеверный лист» состоит из четырех проволочных петель, повернутых на 90° каждая относительно соседней и питаемых синфазно при помощи коаксиальной линии, образованной из мачты (в виде фермы квадрат-

ного сечения), и расположенного внутри проводника. Так как в радиальных частях петлепроводников образных токи направлены в противололожные стороны, их излучение взаимно компенсируется и, следовательно, поле излучения обусловливается только теми частями петель, которые образуют кольцевой ток. Так как питание всех элементов осуществляется от одной линии, то необходимо, чтобы расстояние между отдельными излучателями было взято равным λ/2 или λ для обеспечения синфазности возбуждения. При расстоянии λ/2, кроме того, петли каждого последующего излучателя должны быть подключены к фидерной линии переменно-фазно [Л. 59, 60].

U-образная антенна (рис. 9-164) представляет собой трубчатый вибратор, оба конца которого изогнуты под прямым углом. Для крепления здесь также можно использовать свмметрирующий шлейф [Л. 56]. Антенна конструктивно проста, легко монтируется и поэтому находит широкое применение в радиовещании на у. к. в. и других областях.

V-образная антенна по своим электрическим свойствам аналогична U-образной антенне. На рис. 9-165 изображена широкополосная V-образная антенна. Оба плеча выполнены в виде конусов. У этой антенны имеется, правда, выраженная направленность в горизонтальной плоскости [Л. 61].

Турникетные антенны также выполняются из трубчатых вибраторов или бивибраторов. Сдвиг фаз в 90° между взаимно-перпендикулярными вибраторами обеспечивается с пемощью четвертьволнового фазирующего отрезка линии или с помощью конденсатора





Рис. 9-131. Вынгрыш решетки U-образных излучателей как функция d/λ.

Рис. 9-162. Схоматическое изображение всенаправленной антенны (Толефункен)



а) б) Рис. 9-164. Антенпа из U-образных вибраторов (Телефункен).





Рнс. 9.165. Антенна из V-образных вибраторов (Эндрю). Рис. 9-166. Антенны в виде решетки турникетных излучателей. а и б — турникетные антенны (Родэ — Шварц); в — комбинированная антенна для телевидения и радиовещания на у. к. в. (Телефункен).

и симметрирующие устройства помещены внутри трубы. Если мачта имеет ферменную конструкцию, вся фидерчая система может быть смонтирована внутри мачты (рис. 9-166).

Применяется также комбинация турникетной антенны, вибраторы которой изолированно закреплены на мачте-трубе, с щелевой антенной в виде щелей, прорезанных на поверхлости трубы. Вся фидерная система также размещается внутри трубы. Для лучшего приближения диаграммы к окружности нижняя половина элементов повернута относительно верхней на 45° [Л. 58].

Известна также турникетная антенна, выполненная из бивибраторов, укрепленных на квадратной мачте, внутри которой смонтированы фидерные линии и схемные элементы, необходимые для обеспечения иужных фазовых сдвигов.

Антенны, описанные в данном параграфе, применяются в основном как передающие антенны для радиовещания на у. к. в.

Хотя они и широкополосны, но не настолько, чтобы перекрыть без дополнительной подстройки весь частотный диапазон от 87,5 до 100 Мгц. В новейших разработках, однако, обеспечивается коэффициент бегущей волны ($U_{\rm MHH}/U_{\rm Makc}$) более 0,8 для всего радиовещательного диапазона на у. к. в.

9-35. ВСЕНАПРАВЛЕННЫЕ АНТЕННЫ ИЗ ЭЛЕМЕНТОВ, ИМЕЮЩИХ Направленность в вертикальной Плоскости

Если элементарные излучатели сами являются направленными, то расстояния между ними в решетке могут быть значительно больше, чем это следует из рис. 9-12 и 9-161. Так как диаграмма направленности элемента и множитель решетки перемножаются, то следует выбирать расстояние между элементами так, чтобы достаточно сильно уменьшить боковые лепестки решетки, которые при большом расстоянии между элементами могут достичь ве личины главного максимума диаграммы. Учитывая это, ниже можно ограничиться рассмотрением диаграммы лишь в пределах глав-





Рис. 9-167. Диаграмма в вертикальной плоскости щелевой антенны в виде щелей, прорезаиных по окружности цилиндра.

рис. 9-168. Диаграммы в горизонтальной плоскости щ:злевых антенн в виде двух и четырех щелей, прорезанных по окружности цилиндра.

ного лепестка диаграммы одиночного элемента. Если *D* — расстояние между элементами и *m* — число элементов, то для множителя решетки получим:

$$M = \frac{\sin\left(m\frac{\pi D}{\lambda}\sin\alpha\right)}{\sin\left(\frac{\pi D}{\lambda}\sin\alpha\right)}.$$
 (9-272)

Боковые максимумы величиной $M_r = m$ возникают при углах a_r , для которых

$$D/\lambda \sin \alpha_{\star} = 1, 2, 3$$
 и г. д. (9-273)

(9-274)

Между a = 0 и направлением первого из этих боковых максимумов ($a_r = \arcsin \lambda/D$) лежат еще боковые максимумы, которые соответствуют:

$$m\frac{D}{\lambda}\sin \alpha_{\mu} = \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots, \frac{2m-3}{2} = \frac{\mu}{2}$$

и равны по величине

$$M_{\mu/2} = \frac{1}{\sin\left(\frac{\mu\pi}{2m}\right)}$$

При m = 3 наибольший из этих максимумов равен 33%, при m = 4 - 27%, уменьшаясь с дальнейшим увеличением m. Суммарная диаграмма не будет иметь недопустимо больших боковых лепестков, если D/λ выбрать так, чтобы первый боковой максимум множителя решетки, равный $m(D/\lambda \sin \alpha_1 = 1)$, примерно совпал с первым нулем α_0 диаграммы одиночного элемента, т. е. $\alpha_1 = \alpha_0$. Если это условие применить к элементу, обладающему направленностью и в свою очередь состоящему из n ненаправленных элементов, расположенных на расстоянии d друг от друга, так что первый нуль его диаграммы определен формулой $\sin \alpha_0 = \frac{\lambda}{nd}$, то из условия $\alpha_1 = \alpha_0$ получим:

$$\frac{D}{\lambda} = \frac{1}{\sin \alpha_0} = \frac{nd}{\lambda} \,. \tag{9-275}$$

Это значит, что решетки, представляющие собой элементы основной антенны, пристраиваются друг к другу без скачков и образуют вместе однородную решетку из $n \cdot m$ элементов. Отсюда можно сделать вывод, что элементы, обладающие направленностью и имеющие такую же диаграмму, как и решетка nненаправленных излучателей, расположенных на расстоянии d друг от друга, независимо от того, какими техническими средствами эта диаграмма осуществляется, могут быть размещены на расстояниях D=nd между их центрами.

Как правило, величина бокового максимума в диаграмме решетки меньше, чем в диаграммах ее элементов. Если пренебречь этим уменьшением боковых максимумов, то можно будет допустить еще бо́льшие расстояния *D*, чем это следует из ф-лы (9-275).

Элементарные излучатели с диаграммой, направленной в вертикальной и ненаправленной в горизонтальной плоскостях, первоначально выполнялись на практике в виде прорезанных в трубе щелей и плоскостных излучателей.

Щелевой излучатель (см. § 9-39) при длине щели, равной примерно λ, и синусоидально распределенным вдоль щели напряжением имеет вертикальную диаграмму без нулей (рис. 9-167). Два щелевых излучателя, размещенные друг над другом, с расстоянием между центрами 1,4λ создают диаграмму с нулем при 20° и выигрышем, равным 3,1. При четырех излучателях первый нуль сдвигается до 10°, а выигрыш удваивается. Для радиовещания на у. к. в. и телевидения большей частью выполняются решетки из восьми излучателей с выигрышем, равным 12. Для радиовещания на у. к. в. применяются излучатели с одной или двумя щелями, а для телевидения — излучатели с четырьмя щелями. Диаграмма в горизонтальной плоскости отличается от круга (рис. 9-168). Для ее улучшения щели верхней половины антенны смещают относительно щелей нижней половины антенны на 90 или 45°. Периметр трубы в случае однощелевого излучателя равен приблизительно 1/2 расчетной длины, в случае двухщелевых излучателей он в 2 раза больше. Четырехщелевой излучатель в телевизионном диапазоне имеет тот же диаметр, как и двухщелевой излучатель в диапазоне радиовещания на у. к. в. Щели возбуждаются в центре синфазно, как правило, с помощью коаксиальной линии. Фидерные линии прокладываются внутри трубы и разводятся на группы, чтобы все отводы имели равные длины. Эта щелевая антенна в диапазоне радиовещания на у. к. в. имеет при однощелевых излучателях полосу шириной 3-4 Мгц, а при двухщелевых излучателях - 6 Мгц, в телевизионном диапазоне при четырехщелевых излучателях она может перекрывать полосу в 12 Мгц. Для остальных каналов соответствующих диапазонов щели должны быть подстроены при помощи передвижных коротко замыкающих перемычек, установленных на концах щелей.

Щелевой излучатель имеет хорошие механические свойства, прочен, имеет малую парусность и не подвергается обледенению. Диаметр двухщелевого и четырехщелевого излучателей достаточно велик для обеспечения возможности подъема вверх внутри трубы. Вследствие равенства диаметров возможно совместить антенны для у. к. в. и телевидения.

Антенна другого типа выполняется из турникетиых излучателей, элементами которых являются плоскостные вибраторы. Такой одиночный излучатель имеет менее направленную вертикальную диаграмму, чем у щелевого излучателя, и излучает, кроме того (правда незначительно), вверх и вниз (рис. 9-169). Поэтому расстояние по вертикали между излучателями должно быть выбрано меньшим, чем в случае щелевых излучателей. Оно составляет, как правило, D≈λ. При равной общей длине выигрыш почти такой же, как и у щелевой антенны. Но зато ширина полосы, в которой антенну можно использовать без подстройки, значительно больше; например в 3-м телевизионном диапазоне (174—216 Мгц) она перекрывает сразу все каналы.

Антенна с плоскостными излучателями применяется главным образом в качестве телевизионной антенны. Конструкция одной из таких антенн показана на рис. 9-170. Отдельные излучатели закреплены на тонкой трубчатой мачте, внутри которой размещается основная фидерная линия. Каждый плоскостной вибратор возбуждается отдельной коак-



Рис. 9-169. Диаграмма в вертикальной плоскости аитеины из плоскостных излучателей.

Рис. 9-170. Конструкция антенны из плоскостных излучателей, совмещенной с кольцевой антенной для у. к. в. (Телефункен).



сиальной линией, в остальном фидерная система сходна с фидером обыкновенной турникетной антенны.

9-36. ВСЕНАПРАВЛЕННЫЕ АНТЕННЫ С ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ, НАПРАВЛЕННЫМИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ И ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТЯХ

При относительно больших поперечниках спорных мачт уже невозможно обеспечить при помощи кольцевых или турникетных издиаграмму, достаточно лучателей близкую Удовлетворительные результаты к кругу. можно получить, применяя вместо этого однонаправленные излучатели, соответствующим образом размещенные вокруг мачты. Наиболее часто применяют расположение по сторонам квадрата. Но в качестве базы можно выбрать и любой иной многоугольник. При этом направленность излучателя в горизонтальной плоскости должна возрастать при увеличении числа сторон многоугольника.

Излучатели, образующие элемент решетки, могут возбуждаться синфазно или с соответствующими ограничениями бегущей покругу волной (вращающееся поле). Диаграмма в горизонтальной плоскости определяется путем наложения диаграмм направленности отдельных излучателей, причем следует учесть разность фаз полей, обусловленную разностью хода. Если излучатели согласно рис. 9-171 размещены по сторонам квадрата и обладают однотипными диаграммами в горизонтальной плоскости

$$[L(\varphi), L(\varphi + \pi/2), L(\varphi + \pi), L(\varphi - \pi/2)],$$

то суммарная диаграмма в горизонтальной плоскости при синфазном возбуждении будет иметь вид:

$$L_{\text{ofills}}(\varphi) = \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi\right) \left[L(\varphi) - L\left(\frac{\pi}{2} + \pi\right)\right] + \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi\right) \left[L\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) - L\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)\right] + j\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi\right) \left[L\left(\varphi\right) - L\left(\varphi + \pi\right)\right] + j\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi\right) \left[L\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) - L\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)\right],$$
(9-276)

а при возбуждении врашаюшимся полем

$$\begin{split} i_{OGILL}(\varphi) &= \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi\right)[L(\varphi) + L(\varphi + \pi)] - \\ &- \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi\right)\left[L\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) + L\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)\right] + \\ &+ j[\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi\right)[L(\varphi) + L(\varphi + \pi)] + \\ &+ j_s\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi\right)\left[L\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) + L\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)\right]. \end{split}$$

$$(9-277)$$

В направлении под углом 45° поля излучателей *I* и *2* имеют равные фазы. При большем φ поле излучателя *I* опережает по фазе поле излучателя *2* на величину $\pi \frac{d}{\lambda} \times (\sin \varphi - \cos \varphi)$, при меньшем φ имеет место соответствующее отставание по фазе. Это опережение или отставание равно 90° при $\sin \varphi - \cos \varphi = \frac{\lambda}{2d}$ и 180° при $\sin \varphi - \cos \varphi = = \lambda/d$. Отсюда можно вывестн условия, налагаемые на днаграммы излучателя и допусти-



Рис. 9-71. К расчету диаграммы всторизонтальной плоскости четырехугольной решетки. з

мую длину сторон четырехугольника, по заданному максимальному отклонению формы диаграммы в горизонтальной плоскости от круга. Оказывается, что при возбуждении вращающимся полем требуются более широкие диаграммы излучателей и меньшие поперечные сечения мачт, чем при синфазном возбуждении. На практике поэтому применяют преимущественно синфазное возбуждение излучателей.

На рис. 9-172 изображены диаграммы в горизонтальной плоскости всенаправленной антенны, состоящей из четырех направленных



— — — — 175 Мац, возбуждание врки, полем

Рис. 9-172. Дизграмма з горизонтальной плоскости всенаправленной антенны, выполненной из четырех направленных полотен элементов.



Рис. 9-173. Антенна с высокой направленностью в вертикальной плоскости (Американская радиокорпорация).

полотен элементов, расположенных вокруг мачты по сторонам квадрата; диаграммы приведены для случаев синфазного возбуждения и возбуждения вращающимся полем. Направленные полотна элементов представляют собой в горизонтальной проекции два полуволновых вибратора, расположенных ря-дом перед рефлекторной стенкой. Диаграмма антенны при возбуждении вращающимся полем имеет значительно бо́льшие колебания и несимметрична относительно направления 45°, как следовало ожидать согласно И **y**p. (9-277).

В случае многоэтажных антенн форма диаграммы может быть еще больше приближена к кругу путем поворота многоугольников отдельных излучателей друг относительно друга.

Часто стремятся обеспечить преобладающее излучение в том или ином направлении с учетом расположения области обслуживания. Этого можно добиться путем соответствующего расположения направленных излучателей вокруг мачты; таким способом можно получить почти любую диаграмму в горизонтальной плоскости.

Выигрыш всенаправленной антенны, составленной из направленных полотен элементов, равен G_0/n , где G_0 — выигрыш направленного полотна, образующего одну сторону многоугольника, а n — число сторон многоугольника.

В практических конструкциях в качестве элементов применяются полуволновые вибраторы с рефлекторными стенками, как, напри-





мер, в антение, изображенной на рис. 9-173, или волновые вибраторы (два полуволновых, рядом расположенных), которые вместе с рефлекторными стенками сводятся в так называемые четырех- и восьмивибраторные групπы. являющиеся элементами полотна 9-174). Применение полотен снижает DHC. число соединительных кабелей и распределительных устройств. Так как эти системы легко могут быть укреплены на существующих мачтах, то, монтируя достаточно большое число полотен друг над другом, можно создать более эффективную направленность в вертикальной плоскости по сравнению с возможностями антенн других конструкций.

Четырехвибраторная группа имеет то преимущество, что ее диаграммы направленности в двух главных плоскостях почти одинаковы, так что она может быть применена как при горизонтальной, так и при вертикальной поляризациях. Если между четырехвибраторными группами с горизонтально ориентированными вибраторами помещать группы вертикальных вибраторов и запитывать их со сдвигом фаз 90°, то получается антенна с круговой поляризацией [Л. 58]. Важным преимуществом такой антенны является се широкополосность. Четырех- и восьмивибраторные группы позволяют без дополнительной подстройки перекрыть полосу частот шириной свыше 90 Мгц; при этом коэффициент отражения в диапазоне 174-250 Иги будет меньше 4%.

Комбинированные антенны. В диапазоне у. к. в. часто оказывается необходимым смонтировать па одной мачте несколько антенн, например антенну для телевидения и антенну для радиовещания на у. к. в. Так как рабочие частоты этих антенн относятся как 2:1, то при определенных условиях оказывается возможным обе эти антенны территориально совместить так, чтобы для формирования диаграммы в вертикальной плоскости использовать всю высоту антенной системы. Для этой цели можно применять только такие конструкции, при которых обеспечивается полная раз-



Рис. 9-175. Развязка излучателей и 'групп излучателей.

вязка обеих антенн. На рис. 9-175 для ряда типов антени схематически показаны положения нейтральных плоскостей или нейтральные оси, в которых могут быть расположены какой-либо проводник или плоская антенна без появления взаимодействия с основной антенной [Л. 58]. Из рис. 9-175, в и г видно, что, например, турникетная или кольцевая антенны полностью развязаны между собой. Точно также в случае турникетных и кольцевых излучателей можно пренебречь связью с вертикальной мачтой, если поперечное сечение мачты мало. На рис. 9-176 показано несколько примеров пространственного совмещения радновещательных и телевизионных у. к. в. антенн с целью уменьшения объема, занимаемого ансистемой. В качестве телевизионных тенной антенн применены антенны с плоскостными, щелевыми и четырехвибраторными излучателями. а в качестве антенн для радиовещания на у. к. в. - кольцевые и турникетные излучатели.



рис. 9-176. Комбинированные антенны для телевидения д радновещания на у. к. в., совмещенные для уменьщения занимаемого объема.

9-37. ПРОДОЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩИЕ Антенны с активными элементами

Продольно излучающими называются антенны, излучающие в направлении своей продольной оси. Они могут выполняться в виде длинного провода, диэлектрического стержня, а также из активных или пассивных излучателей. Продольно излучающие антенны с активными элементами выполняются, как правило, из одинаковых излучателей, размещенных на равных расстояниях друг за другом и возбуждаемых с одинаковыми по величине сдвигами фаз. Токи одиночных излучателей могут быть равны или по определенному закону уменьшаться к концу.

Если расстояние и сдвиг фаз между соседними излучателями равны соответственно d и δ , а α и ψ — углы места и азимута (рис. 9-177), то при равенстве токов во всех n излучателях для множителя решетки получим:

$$N(\varphi, \alpha) = \frac{\sin\left[\frac{n\pi}{\lambda} d\cos\alpha\cos\varphi + \frac{n}{2}\delta\right]}{\sin\left[\frac{\pi}{\lambda} d\cos\alpha\cos\varphi + \frac{\partial}{2}\right]}.$$
(9-276)

Если $\delta = \beta \frac{2\pi}{\lambda} d$ и $d < \frac{\lambda}{2}$, то максимум

излучения направлен вдоль оси антенны при выполнении условия

$$\frac{nd}{\lambda}$$
 (β – 1) \leq 0,5 али β \leq 1 + $\frac{0,5\lambda}{nd}$. (9-279)

Максим⁴м лежит в направлении, соответствующем запаздыванию фаз токов в последовательных элементах.

При $\beta > 1$ (т. е. при замедленин фазовой скорости вдоль антенны по сравнению со скоростью в свободном пространстве) главный лепесток сужается, но зато боковые лепестки возрастают (рис. 9-178) [.1. 63]. Согласно ф-ле (9-279) β должно тем меньше отличаться от единицы, чем больше *nd*, т. е. чем длиннее антенна. Если выполнить антенну так, чтобы токи в элементах уменьшались от середины симметрично в обе стороны, а запаздывание фазы δ увеличивалось больше, чем требуется по ф-ле (9-279), то возможно будет улучшить диаграмму, в частности возможно значитель-



Рис. 9-177. К расчету множителя решетки продольно излучающих антенн.

Рис. 9-178. Множитель продольно излучающей решетки из *п* активных элементов при $\beta = 1$ и $\beta > 1$. но уменьшить боковые лепестки [Л. 64 и 65]. При этом, правда, придется примириться довольно значительным увеличением токов. Это связано также с уменьшением ширины полосы, сопротивления излучения и к.п. д. антенны. Неизбежные при эксплуатации отклонения амплитуд и фаз токов от заданных приводят к увеличению боковых лепестков по сравнению с оптимальными значениями. Все же на практике возможно поддерживать боковые лепестки на уровне, не превышающем минус 20 дб относительно главного максимума. В табл. 9-8 приведены данные по амплитудно-фазовым характеристикам для различных вариантов выполнения продольно излучающих антенн из семи элементов и достижимые при точном осуществлении указанных величин б и In значения ширииы диаграммы и уровня боковых лепестков.

Так как соз φ и соз α в формуле (9-278) могут быть взаимно переставлены, то множители решстки, а следовательно, и направленности в вертикальной и горизонтальной плоскостях одинаковы, в отличие от случая поперечно излучающей антенны, выполненной из этих же элементов.

Напряженность поля антенны, выполненной из однотипных элементов (общая диаграмма излучения), находится по-прежнему по формуле

$$\mathbf{E} = \frac{Z_0}{2\pi R} I_0 L_0(\varphi, \alpha) N(\varphi, \alpha) K(\alpha);$$

здесь L₀ (φ, α) — диаграмма направленности одиночного излучателя;

К (α) — множитель, учитывающий отражение от земли. При идеально проводящей почве

$$K_v = 2\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}h\sin\alpha\right)$$
 для вертикальных излучателей;

 $K_h = 2 \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \sin \alpha\right)$ — для горизонтальных излучателей; h — высота центра одиночного

излучателя над землей: I₀ — амплитуда тока в пучности излучателя. Если антенна состоит из вертикальных полуволновых вибраторов, то

$$L_0(\varphi, \alpha) = \frac{\cos(\pi/2\sin\alpha)}{\cos\alpha};$$



	Ширина лиа- грамыг иа уровне 0,5 (по уощности)	Уровень бо- ковых лепест- ков, дб	ð. 2 pað	Относительные амплитуды токоз				
Вариант выполнения				Ι.	1 ₅ =1 ₃	1 ₆ =1 ₂	17=-11	Примечание
Нормальная равномерная (3=1) Равномерная с оптимально фазо-	±42	-13	90	1,0	1,0	1.0	1,0	Во всех случаях
вой скоростью по Хансену и Вудъярду Со спадаюцей амплитудої по Щелкунову Тожепо Дюгамелю, варнант 1 По Дюгамелю, варнант 3 По Дюгамелю, варнант 3 По Дюгамелю, варнант 4	± 21 ± 20 ± 16 ± 22 ± 25 ± 29	74 28 30 31 52 63	120 165 173,2 166,3 150,8 141,6	1,82 13,05 39,58 14,31 5,751 4,272	1,82 10,63 25,30 11,58 4,554 3,370	1,82 5,50 13,75 6,05 2,153 1,512	1,82 1,42 4,10 1,63 0,483 0,313	$d = \lambda/4$

в случае горизонтальных полуволновых вибраторов

$$L_{0}(\varphi, \alpha) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\cos\alpha\right)}{V \ 1 - \sin^{2}\varphi\cos^{2}\alpha} \ .$$

При вертикальных излучателях над хорошо проводящей землей направление главного максимума днаграммы направленности параллельно уровню земли, при горизонтальных излучателях главный максимум несколько отклонен кверху. Если в качестве элементов применяются направленные излучатели, например поперечные излучатели или антенны с рефлекторами, то расстояния, определенные из множителя решетки, можно варыровагь значительно сильнее, так как боковые максимумы множителя решетки при умножении на диаграмму направленности одиночного элемента уменьшаются.

Выигрыш пропорционален длине антенны и примерно до $d=3/8\lambda$ почти не зависит от расстояния между излучателями. При $\beta=1$ и одинаковых амплитудах токов в отдельных излучателях выигрыш равен [Л. 62]:

$$G \approx \frac{8}{3} \frac{nd}{\lambda} \,. \tag{9-280}$$

При расстоянии $d = \lambda/2$ выигрыш уменьшается вдвое, так как антенна излучает в обе стороны вдоль своей оси (рис. 9-178). С увеличением разности фаз между отдельными излучателями при постоянном отношении d/λ , т. е. при $\beta > 1$, выигрыш возрастает и достигает максимума при $n\delta = 2\pi \frac{nd}{\lambda} +$ $+ 0.94\pi$, т. е. $\beta = 1 + \frac{0.47\lambda}{nd}$, будучи приближенно равным, если $d < \frac{\lambda}{3}$,

$$G \approx 4.83 \, \frac{nd}{\lambda}$$
 (9-281)

Варианты выполнения продольно излучающих антени с активными элементами от-



Рис. 9-179. Продольно излучающая решетка активных вибраторов, выполненная по типу антенны Телефункен. а-с излучением в обе стороны; б-с излучением в одну сторону.

личаются в основном способом питания. Наряду с подведением энергии с помощью двухпроводной линии или кабеля при наличии фазовращателей и согласующих устройств или без них можно применять возбуждение высшими гармониками или бегущей волной проводе. В антенне, изображенной на рис. 9-179,а, п пар вибраторов присоединены к двухпроводной фидерной линии на расстояниях $\lambda/2$ друг от друга. Так как при этом вибраторы возбуждаются со сдвигом фаз $\delta = 180^\circ$, то антенна излучает в обе стороны здоль линии расположения вибраторов. Фидерная линия при этом нагружена так же, как и в синфазной антенне типа Телефункен, а входное сопротивление равно п-й части комплексного сопротивления одиночного излучателя. Одностороннюю направленность можно обеспечить согласно [Л. 67], применяя две такие системы, смещенные друг относительно друга на $\lambda/4$ вдоль оси и записываемые со сдвигом фаз 90° (рис. 9-170,6). В другой продольно излучающей антенне системы RCA (рис. 9-180,*a*) [Л. 68] расположенные на рас-



Рис. 9-180.

 а — продольно излучаю:цая аитенна с разведенной фидерной линией; 6 — антенна бегущей волны.



Рис. 9-181. Антенна в форме меандра.

стояниях λ/8 друг от друга полуволновые ьибраторы включены в две ветви двухпроводной фидерной линии длиной в несколько длин волн. Расстояние между ветвями фидерной лкнии уменьшается к коицу для того, чтобы обеспечить равномерное распределение нагрузкн. Антенна излучает в одну сторону вдоль фидерной линии. Антенна бегущей вол-ны (рис. 9-180,б) [Л. 69] состоит из ряда вибраторов (усов) длиной примерно λ/3, подключенных к фидерной линии через емкости; расстояние между вибраторами не превышает 1/12 оптимальной рабочей волны. Фидерная линия нагружена на оконечное согласованное сопротивление с целью обеспечения в ней бегущей волны. Антенна, обычно выполняемая длиной от 3 до 5λ, широкополосна и может применяться в качестве приемной в полосе частот 0,5-1,2 оптимальной частоты. B качестве примера продольно излучающей антенны, возбуждаемой на гармониках, можно привести антенну в виде меандра, т.е. прямоугольного изогнутого провода [Л. 70] (рис. 9-181). Если стороны меандра равны λ/2, то последующие вертикальные элементы воз-буждаются с разностью фаз 180°. Следовательно, антенна излучает с одинаковой интенсивностью в обоих направлениях вдоль оси. Кроме того, имеет место еще и излучение в направлении, перпендикулярном плоскости антенны, обусловленное горизонтальными элементами. В одном из практических вариантов антенны этого типа [Л. 71] (рис. 9-182,а) расстояние между вертикальными элементами, образованными одним из проводов фидерной линии, составляет попеременно $\lambda/4$ и 3/4, λ ; две системы излучателей, образованных обоими проводами фидерной линии, смещены друг относительно друга вдоль оси антенны на λ/2. На конце антенна замкнута на волновое сопротивление, так что в ней

 $\begin{array}{c} A/4 \ A/4$

а-антенна в форме меандра фирмы Стандарт; 6антенна в форме меандра фирмы Маркони.

имеет место бегушая волна. Определяя мгновсиные значения токов в различные моменты времени, можно видеть, что вдоль направления распространения волны последовательные вертикальные элементы колеблются с отставанием по фазе на 90°. Антенна поэтому излучает в одном направлении. У антенны Маркони [Л. 72] (рис. 9-182,6), также нагруженной на волновое сопротивление, отдельные шлейфы действуют как λ/4-излучатели, возбуждаемые с отставанием по фазе на 90° ог конца антенны к началу. Поэтому главный максимум излучения ориентирован в противоположном по сравнению с предыдущей антенной направленни, т. е. от конца антенны к началу.

9-38. ПРОДОЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩИЕ Антенны с пассивными Элементами

Амплитуды и фазы токов в элементах продольно излучающей антенны, необходимые для создания требуемой диаграммы направленности, могут быть обеспечены с помощью связи между элементами за счет излучения, когда один излучатель активный и возбуждает другие элементы. При небольшом числе элементов возможно еще определить наивыгоднейшие расстояния и комплексные сопротивления расчетным путем. При длинных антеннах быстрее и надежнее достигнуть цели экспериментальным путем.

Если антенная система состоит только из двух проводников, из которых только один проводник (1) — активный, то справедливы уравнения

$$U_{1} = I_{01}Z_{11} + I_{02}Z_{12};$$

$$0 = I_{01}Z_{12} + I_{02}Z_{22};$$
 (9-282)

здесь Z_{11} , Z_{12} — комплексные сопротивления проводников 1 и 2, а $Z_{12} = Z_{21}$ — сопротивление связи между двумя проводниками (наведенное или взаимное сопротивление). Отсюда найдем соотношение токов

$$\frac{\mathbf{I}_{02}}{\mathbf{I}_{01}} = -\frac{\mathbf{Z}_{12}}{\mathbf{Z}_{22}}.$$
 (9-283)



Рис. 9-183. Зависимость отношения прямо го и обратного излучений от настройки пассивной антенны.



рис. 9-184. Простейший вариант антенны «Яги» ("волновой канал").

Z₁₂ определяется расстоянием и размерами обоих проводников, Z₂₂ — настройкой и размерами второго проводника, связанного с пер-вым через поле излучения. Изменяя расстояние между проводниками и комплексное сопротивление 222, можно воздействовать на амплитуду и фазу отношения токов, а через них и на диаграмму направленности. Равенство амплитуд возможно только при малых расстояниях. Для двух полуволновых вибраторов, активного и пассивного, расположенных на расстоянии 0,12, иа рис. 9-183 приведена кривая отношения амплитуд полей, излученных в направлениях вперед и назад вдоль линии, соединяющей центры антенн, в зависимости от настройки пассивного вибратора. Как видно из рисунка, максимум излучения ориентирован в направлении 2-1, если комплексное сопротивление пассивного вибратора (2) имеет индуктивный характер, и в обратном направлении, если его комплексное сопротивление имеет емкостный характер. В первом случае антенна, возбужденная за счет излучения, называется рефлектором, а во втором - директором. В метровом и дециметреактивная компонента ровом диапазонах комплексного сопротивления регулируется изменением длины излучателя, а не с помощью специальных элементов настройки. В соответствии с равенством

$$\mathbf{Z}_{\mathbf{0}} = -jZ \operatorname{ctg} \frac{\pi}{\lambda} l$$

(l - полная длина излучателя) комплексное сопротивление имеет емкостный характер, если излучатель электрически короче $\lambda/2$, и индуктивный характер, если он длиннее $\lambda/2$. Поэтому рефлекторы должны быть сделаны длиннее, а директоры — короче половины собственной длины волны излучателя, соответствующей рабочей частоте.

Система, состоящая из активного вибратора, одного директора и одного рефлектора, представляет собой простейший вариант антенны Я г и («волновой канал») (рис. 9-184). Она дает выигрыш от З до 4, если расстояние между излучателем и рефлектором составляет 0,1—0,15 λ , а между излучателем и директором примерно равно 0,1 λ .

Добавляя несколько директоров друг за другом, можно значительно повысить направленность и выигрыш антенны Яги. В [Л. 73 и 74] рекомендуют как оптимальные расстояния между директорами ³/₈λ и длину директора 0,45λ. Наиболее удачна, по мнению Яги, конструкция антенны, которая, кроме трех директоров, имеет пять рефлекторов, разме-



3/82 3/82 3/8

в. 9-ис. 9-и85 а — антениа "волновой канал"; б — молнфицированная антениа "волновой канал".

щенных позади активного излучателя по дуге окружности или по сторонам тупого угла (рис. 9-185). Длина рефлекторов равна 0,55λ, расстояние директоров друг от друга и от активного излучателя равно 3/8Л. В [Л. 75] указано, что можно несколько увеличить выигрыш, если расстояние между активным излучателем и первым директором уменьшить до 1/8Л, а между директорами — до 1/3Л. Наиболее распространены на практике антенны «волновой канал» только с одним рефлектором и несколькими директорами.

Преимуществом антенны «волновой канал» является то, что она имеет только одну точку питания и поэтому конструктивно очень проста, особенно в диапазоне у. к. в. Однако она не может обеспечить такой же направленности, как у оптимальной продольно излучающей антенны с активными элементами.

9-39. ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ

Щель в проводящей плоскости, возбуждаемая посередине, имеет согласно принципу двойственности (см. § 9-16) такую же диаграмму излучения, как и ленточный вибратор, дополняющий плоскость с щелью до сплошной плоскости (рис. 9-186), если только заменить напряжение U на ток I, сопротивление Z на проводимость Y, электрический вектор E на магнитный вектор Н и наоборот. Таким образом, если в случае ленточного вибратора электрическое поле лежит в плоскостях, проходящих через ось вибратора, а линии магнитного поля имеют вид окружностей, охватывающих вибратор, то в случае щели, наоборот, линии электрического поля охватывают шель, а линии магнитного поля лежат в меридиональных плоскостях щели. Комплексные сопротивления Z, и Z, вибратора и щели связаны между собой простым соотношением

$$\mathbf{Z}_{s}\mathbf{Z}_{d} = \frac{Z_{0}^{2}}{4}$$
, (9-284)

где Z₀ обозначает волновое сопротивление свободиого пространства согласно ф-ле (10-18). Эти простейшие соотношения между диаграммами и сопротивлениями двух дополнительных антенн справедливы только в случае бескоиечно больших экранов. Если размеры


Рис. 9-186. λ/2-щель в дополняющий λ/2-вибратор.

экрана меньше примерно одной-двух волн, то имеют место большие отклонения.

На рис. 9-187 приведены экспериментальные кривые сопротивления щелевой антенны 70 см длиной в зависимости от частоты при различной ширине щели [Л. 77] (размеры экрана были подобраны так, чтобы отклонения от идеального случая бесконечно большого экрана были малы). Для сравнения в правых верхних углах рисунков приведены кривые активной и реактивной компонент проводимости тонкого линейного вибратора. При рас-



ширении щели сопротивление возрастает в противоположность случаю обыкновенного вибратора, но в соответствии с ф-лой (9-284). На ширину полосы и изменение сопротивления на частотах, отличных от резонансной, ширина щели имеет сравнительно малое влияние. Если шель с одной стороны экрана закрывается полым резонатором, имеющим бесконечно большое сопротивление (на клеммах питания щели), то комплексное сопротивление щели удваивается.

В диапазоне у. к. в. щелевая антенна, прорезанная на мачте-трубе, нашла широкое применение в качестве всенаправленного излучателя с горизонтальной поляризацией. Ос-НОВНЫМ элементом этой антенны является вертикально стоящая металлическая труба. вдоль образующей которой почти до конца трубы прорезана щель. Щель питается в середине при помощи коаксиального кабеля. Для диаграммы такой щелевой антенны в горизонтальной плоскости получено следующее выражение [Л. 78]:

$$\mathbf{E}_{\varphi} = k_1 \mathbf{E}_{0} e^{-j\beta \varphi} e^{-j\pi/4} \left(\frac{1}{2H_0^{(2)'} \left(\frac{\beta D}{2}\right)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j^n}{H_n^{(2)'} \left(\frac{\beta D}{2}\right)} \cos n\varphi \right); \quad (9\text{-}285)$$

здесь D — диаметр трубы; ρ — расстояние от точки наблюдения до оси трубы; $H_n^{(2)'}$ — первая производная функция Ханкеля второго рода;

 $k_1 = \frac{\varphi_0}{\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi \alpha \rho}}, \varphi_0$ — ширина щели в градусах.

На рис. 9-188 изображены зависимости амплитуды напряженности поля E_{φ} от ази-



Рис. 9-188. Днаграмма направленности (по напряженности поля компоненты E_g в горизонтальной плоскости) щелевой антенны, прорезаиной на цилиндре, для различных отношений D/λ.



Рис. 9-189. Активное и реактивное сопротивления двухщелевого излучателя на цилиидре в зависимостн от частоты.

мутального угла ф такой щелевой антенны для различных отношений D/λ . При $D < \lambda/8$ диаграмма в горизонтальной плоскости почти круг. При больших отношениях D/λ излучение имеет максимум с той стороны, где прорезана щель. Прорезая на поверхности трубы по окружности две или больше щелей и возбуждая их соответствующим образом, мсжно обеспечить любую диаграмму направленности. а также диаграмму, очень близкую к кругу. В антеннах этой конструкции весьма просто размещать по вертикали несколько этажей, благодаря чему легко обеспечить направленность в вертикальной плоскости. На 9-189 приведена рис. кривая сопротивления щелевой антенны в виде двух щелей на цилиндре [Л. 79]. Резонансная длина щелевой антенны на цилиндре больше λ/2. Типичные размеры антенны в виде щели на цилиндре следующие:

D=0,125λ; L = 0,75λ при ширине щели •0,02λ [Л. 1].







Рис. 9-191. Щели в волноводе. Поперечно излучающая азтенна.



Рис. 9-192. Щелевые антенны и их питание при помощи коакснального кабеля. в — вертикально поляризованияя щелевая антенија: г—

односторонне излучающая щелевая антенна. 2-



Рис. 9-193. Щель, возбуждаемая волноводом.

Антенну с плоскостными излучателями можно также рассматривать как разновидность щелевой антенны (рис. 9-190), у которой экран имеет небольшие поперечные размеры (порядка полуволны). Очевидно, что при таких размерах экран представляет собой плоскостной металлический излучатель. С целью уменьшения парусности его выполняют в виде трубчатой конструкции. Принцип действия антенны при этом не меняется. Две антенны этого типа могут быть объединены в виде турникетной антенны. Если такие системы установить в несколько этажей, то мы придем к распространенной всенаправленной телевизионной антенне (см. § 9-35).

В сантиметровом и дециметровом диапазонах применяются синфазные антенные решетки, выполняемые в виде волновода, на стенке которого прорезаны щели, размещенные на расстоянии полуволны друг от друга. На рис. 9-191 изображен прямоугольный волновод, в котором возбуждена волна Н₁₀ (см. § 5-12). На узких стенках волновода текут поперечные поверхностные токи, которые через λ_в/2 (λ_в-- длина волны в волноводе) меняют свои знаки. На пути этих токов, на расстоянии λ_в/2 друг от друга прорезаются встречно-наклонные щели; щели при этом возбуждаются синфазно, а интенсивность возбуждения зависит от наклона α щелей относительно направления тока. Отражения на входе волновода будут отсутствовать, если в волноводе на расстоянии λ/4 от последней шели поместить металлический короткозамыкатель и угол наклона а выбрать так, что

$$\sin^2 \alpha = \frac{1,22}{2n+1}$$
(9-286)

(п — число щелей).

На рис. 9-192 схематически изображены щелевые аитенны, возбуждаемые при помощи коаксиального кабеля. Точка подключения кабеля выбирается так, чтобы обеспечить согласование между кабелем и щелевым излучателем. На рис. 9-193 изображена щель, возбуждаемая волноводом. Наилучшее согласование в широкой полосе частот обеспечивается при L/w < 3.

9-40. РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ

Общие замечания к § 9-40-9-48. Антенны, рассматриваемые в § 9-40-9-48, применяются для однонаправленного излучения в диапазоне волн от 30 см до миллиметров. Ко всем антеннам этого диапазона предъявляются следующие основные требования: высокая направленность, малые боковые н задние лепестки, широкополосное согласование, не слишком жесткие допуски на изготовление, т. е. дешевизна выполнения. Одним из типов антенн, удовлетворяющим этим требованиям, являются рупорные антенны, изображенные на рис. 9-194 и 9-195. В зависимости от вида питающего волновода рупор выполняется с круговым или прямоугольным (квадратным) поперечным сечением. Угол раствора ф рупоров, применяющихся на практике, составляет 40-60°. При таких углах можно еще получить хорошую направленность и незначительные боковые лепестки при сравнительно небольшой длине рупора. В [Л. 6] рассчитано, что при угле раствора 0,5° (напримео, при $L=800\lambda$ и ширине раствора $d=40\lambda$) можно получить теоретически максимальный коэффициент использования площади раскрыва, равный 81%. При тех размерах рупорных антенн, которые они имеют на практике ($L \approx d$), коэффициент использования площади составляет примерно 30%, если не применяются специальные меры. Поэтому рупорные антенны почти всегда снабжают корректирующими линзами, помещенными в раскрыве, которые увеличивают коэффииспользования площади раскрыва до пиент 50-65%(см. § 9-45-÷- 9-47). В настоящее время наиболее часто применяют пирамидальные рупоры, т. е. рупоры почти квадратного сечения, возбуждаемые прямоугольным волноводом с волной Н₁₀, с помещенной в раскрыве диэлектрической или волноводной



Рис. 9-194. Рупорный излучатель прямоугольного поперечного сечення. а и *b* — размеры сторон раскрыва, равные *d*_g, при «вадратном поперечном сечении; *φ* — угол раствора (40 — 60⁹).



Рис. 9-195. Рупорный излучатель круглого поперечного сечения. D_g — геометрический диаметр раскрыва рупора; D —

 D_g — геометрический диаметр раскрыва рупора; D — действующий диаметр раскрыва рупора, равный WD_g ; φ — угол раствора (40 — 60°).

линзой. Коэффициент использования площади раскрыва у таких рупоров составляет примерно 55% [Л. 80-- 82].

Направленные свойства аитенны, излучающей (или принимающей) в направлении, перпендикулярном плоскости раскрыва, характеризуются ф-лой (9-104). Эффективная поглощающая поверхность *F* определяется формулой

$$F = WF_{g}, \tag{9-287}$$

- где W коэффициент использования поверхности раскрыва (в общем случае равный 0,5 -;- 0,65);
 - F_g геометрическая площадь раскрыва антенны. Коэффициент направленного действия (к. н. д.) G₀ антенны показывает, во сколько раз мощность, излучаемая антенной в главном направлении, больше, чем у антенны, излучающей во все стороны равномерно (гипотетический изотропиый излучатель).

К. н. д. вычисляется по следующим формулам:

$$G_{0} = \frac{4\pi F}{\lambda^{2}} = 10 (D/\lambda) - для$$
антенны с
круглым плоским рас-
крывом;

(9-258a)

$$G_0 = 4\pi \left(\frac{b}{\lambda}\right)^2 -$$
для антенны с квад-
ратным плоским рас-
крывом;

(9-288**6**)

$$G_{0} = 10 \frac{ab}{\lambda^{2}}$$
 — для антенны с прямо-
угольным плоским рас-
крывом,

(9-288в)

где D — действующий диаметр антенны с круглым раскрывом;

- *d* действующая сторона квадратного раскрыва;
- а, b геометрические размеры сторон прямоугольного раскрыва. В среднем:

(9-289a)

(9-2896)





α — ширина днаграммы по нулям; β — ширича днаграммы на урозне половинного значения напряженности поля; γ — ширина диаграммы на уровие половинного значения.

Пример расчета по формуле (9-2896). Излучатель—рупорная антенна при $d_g = 3$ м на $\lambda = 15$ см имеет W = 0.5, $G_0 = 2500$.

Углы направленности а, β, ү. Различают три вида углов направленности в диаграмме антенны, показанных на рис. 9-196. Углом направленности а обозначают ширину диа-

граммы по нулям. Половина его равна угловому расстоянию от главного максимума до первого нуля диаграммы направленности. Углом направленности в называют ширину диаграммы на уровне, при котором напряженность поля имеет половинное значение (или на уровне ниже максимума на 6 дб). Углом направленности у называют ширину диаграммы на уровне, при котором мощность излучения имеет половинное значение (или на уровне ниже максимума на 3 дб). На практике большей частью пользуются углом у. Его можно с достаточной точностью рассчитагь по следующим формулам:

для прямоугольного (квадратного) раскрыва в плоскости *Е*

$$\gamma_E^{\circ} = 51^{\circ} \frac{\lambda}{d_E}; \qquad (9-290a)$$

для прямоугольного (квадратного) раскрыва в плоскости Н

$$\gamma_H^\circ = 51^\circ \frac{\lambda}{d_H} \,. \tag{9-2906}$$

В этих формулах d_g — геометрическая шири-

на раскрыва антенны; d_E — действующая ширина раскрыва в плоскости *E*, равная $d_g w_E$; d_H — действующая ширина раскрыва в плоскостн *H*, равная $d_g w_H, w_E w_H = W$ (зависнт от характера облучения антенны).

Расчет коэффициента направленного действия G нз диаграммы направленности антенны. Если диаграмму из-



[Разд. 9

рнс. 9-197. Затухание вдоль пути распространения a_F и ширина диаграммы по половине мощности γ_H^{\prime} в зависимости от длины волны λ при различных расстояниях r [км] н диаметре антениы D = 3 мм ($D_{WH} = 2,4$ м, $D_{WE} = 1.92$ м).

лучения можно представить в виде эллипсас большой полуосью *а* и малой полуосью *b*, то согласно [Л. 83]

$$G = 4 \left(\frac{a}{b}\right)^2 \tag{9-291}$$

(относительно изотропного излучателя).

Предельные значения для углов направленности и выигрыша антенны.

С учетом искривления лучей в тропосфере [Л. 84] и колебания мачт теоретические предельные значения оказываются равными для вертикальной плоскости $\gamma^\circ = 1^\circ$ ($\pm 0,5^\circ$), для горизонтальной плоскости $\gamma^\circ = 0,1^\circ$. Таким образом, для теоретически оптимальной антенны коэффициент направленного действия равен:

$$G = \frac{4\pi F}{\lambda^2} = 4\pi \frac{d_E}{\lambda} \cdot \frac{d_H}{\lambda} = 3.1 \cdot 10^5,$$

а выигрыш антенны [см. также ф-лу (9-73)]

$$g = \frac{1}{2} \ln G = 6,3$$
 Her ≈ 55 d6.

При $\lambda = 3 \, cm$ такая антенна имеет следующие размеры:

$$d_{\underline{S}} = 50\lambda = 1.5 \text{ m; } d_{\underline{g}\underline{E}} = \frac{1}{w_{\underline{E}}} d_{\underline{E}}$$

(например, 2,5 *м* при $w_E = 60 \%$),

$$d_{H} = 500\lambda = 15$$
 m; $d_{gH} = \frac{1}{w_{H}} d_{H}$

(например, 16,7 *м* при $w_H = 90$ %).

Практически применяемые значения все же меньше, например, $d_{gE} = 2.5$ м; $d_{gH} = 5.6$ м. При этом g = 5.2 неп = 45 $d\delta$.

На рис. 9-197 представлены экспериментальные грарики, характеризующие связь, между затуханием вдоль луча и шириной диаграммы на уровне половинной мощности у в зависимости от длины волны λ для



Рис. 9-198. Номограмма для определения затухания элоктромагнитного поля a_F , кел или ∂G , при заданных длине волны λ , эффективной поглощающей поверхности антенны F_{eff} и расстоячии r.

различных расстояний r при диаметре антенны D = 3 м. Для измерения искривления лучей в тропос.рере и разделения между собой отдельных интерферирующих лучей были сконструированы рупорно-линзовые антенны, которые в одной плоскости имели диаграмму щириной 0,1° [Л. 85, 86].

Если известна эффективная поглощающая поверхность ангенны F_{eff} , то можно при помощи иомограммы рис. 9-198 легко определить затухание α_F для заданной длины волны

λи расстояния
$$r \left(a_F = \frac{r\lambda}{F} \right).$$

Рупорные антенны специальных конструкций. Для уменьшения задних лепестков в рупорных антеннах в [Л. 87] предложено поместить на небольшом расстоянии перед антенной изолированное кольцо определенной ширины. При этом задние лепестки полностью интерференции. **УНИЧТОЖАЮТСЯ** вследствие Правда, это возможно только на определенной волне и для некоторых направлений, соответствующих полной компенсации. Более общее решение, предложенное в [Л. 88], заключается в окантовке антенны поглощающим материалом, что приводит к уменьшению боковых и задних лепестков, а следовательно, и заднего излучения. Благодаря применению поглощающего материала устраняются сферические волны, излучаемые неодиородностью, которую представляет собой край раскрыва антенны. вследствие этого уменьшаются и боковые лепестки. Другие мероприятия, предназначенные для уменьшения задних и боковых лепестков, рассматриваются в § 9-44.

В [Л. 89] описаны три метода экспериментального определения выигрыша антенн с излучающим раскрывом.

1-й способ: две одинаковые и хорошо согласованные антенны устанавливаются на расстоянии $r \gg \lambda$ и направляются друг на друга. Выигрыш может быть тогда рассчитан по формуле

$$G_e = G_s = G = \frac{r4\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{P_e}{P_s}}.$$
 (9-292)

(см. также 9-11).

2-й способ: согласно [Л. 90] выигрыш по мощнести определятся при помощи плоского отражателя по формуле

$$G = \frac{4\pi r}{\lambda} \cdot \frac{1-m}{1+m}, \qquad (9-2)3)$$

где *т* — коэффициент стоячей волны в фидерной линии.

3-а способ: сравнением измеряемой антенныс эталонной антенной.

9-41. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ

В [Л. 91] показано, что при помощи диэлектрических материалов возможно осуществить не только передачу электрических волн [Л. 92], но и их излучение. Диэлектрическая антенна излучает в направлении своей оси так же, как и продольно излучающая вибраторная антенна. Так как излучение определяется не только протяженностью, но и поперечными размерами, то диэлектрическая антенна может быть названа продольно-поперечным излучателем. Диэлектрические антенны, исследованные Маллахом, выполнялись в виде стержней и труб. На рис. 9-199 изображены диэлектрические трубчатые стержневые излучатели, а также металлический волноводный нзлучатель со своими диаграммами на-Сравнение правленности. показывает, что стержневой и трубчатый излучатели примерно равных по сравнению с волноводом внешних габаритов обеспечивают значительно более направленные диаграммы.



Рис. 9-199. Излучение диэл∘ктрических направленных излучателей в сравиении с волноводом. а — волновод; б — диэлектрический трубчатый излу чатель: в — диэлектрический стержневой излучатель.

В качестве диэлектрика применялся тролитул (диэлектрическая постоянная его равна с, =2,5), вследствие того, что ему легко придавать любую форму. Для уменьшения внешних габаритов антенны в зависимости от длины рабочей волны можно применять материалы с более высокими диэлектрическими постоянными, как, например, стекло, калит, фреквента, керафар и конденса, имеющие є,, до-стигающие 64. Обработка керамических материалов все же затруднительна из-за их хрупкости, кроме того, прочность может оказаться недостаточной для некоторых применений. Поэтому для диапазона волн 30-60 см предпочтительны материалы с большей диэлектрической постоянной. Для волн короче 30 см вплоть до 3 см целесообразно применять материалы с меньшими є, (до 1,6). При этом габариты антенн удовлетворительны, а диапазонность - лучше. Ниже приводятся некоторые численные данные для стержневых излучателей.

Диэлектрические стержневые излучатели. С целью снижения боковых лепестков и отражения от конца антенны, поперечное сечение стержневого излучателя уменьшают в направлении распространения волны. Крайние значения размеров стержневых излучателей определяются по формулам

$$F_{\text{Makc}} = 0.2\lambda_0^2 \left(\varepsilon_r - \varepsilon_f\right)^{-1}; \qquad (9-294)$$

$$F_{\rm MBH} = 0,087\lambda_0^2 \,(e_r - e_f)^{-1}, \qquad (9-295)$$

- где F_{макс} площадь максимального поперечного сечения (в начале стержня);
 - F_{мнн} площадь минимального поперечного сечения (в конце стержня);
 - λ_о длина волны в вакууме;
 - λ_E длина волны в стержне, равная $\lambda_0 / V \overline{\epsilon_f} \approx 0.85 \lambda_0$ для оптимального излучения;
 - с, диэлектрическая проницаемость материала стержня;
 - ε_f зависящая от частоты эффективная диэлектрическая проницаемость, равная $f(D/\lambda_0)$;
 - D диаметр стержня.

При этом следует ε_f (т. е. отношение D/λ_o) выбирать так, чтобы его значение для



Рис. 5-200. Диаграмма нэлучения конического стержневого излучателя.



Рис. 9-201. Влияние постепенного уменьшения диаметра стержня на ширину диаграммы по половине поля н на уровень боковых лепестков.

максимального поперечного сечения $F_{\text{макс}}$ составляло примерно 1,4, а для минимального поперечного сечения $F_{\text{мин}}$ — примерно 1,0, чтобы обеспечить максимальный к. н. д. На рис. 9-200 изображена диаграмма направленности конического стержневого излучателя. На рис. 9-201 показано влияние уменьшения диаметра стержня на ширину диаграммы на уровне 0,5 по полю и на величину боковых лепестков.

Применяя решетки стержней. можно будет получить более остронаправленные диаграммы. Так, например, решеткаиз четырех стержней длиной $L = 3, 4\lambda_0$, расположенных в горизонтальной плоскости на расстояниях 1,5 λ_0 , имеет диаграмму в горизонтальной плоскости шириной на уровие 0,5 по напряженности поля (т. е. на уровие 6 $\partial \delta$) $\beta = 10,6^\circ$. С восемью стержнями обеспечивается направленность $\beta = 5^\circ$, с 64 стержнями — $\beta = 0,5^\circ$.

Стержневые излучатели обладают сравнительно хорошей широкополосностью. Последняя зависит от диэлектрической проницаемости материала. При г_r=1,6 приемлемые диаграммы направленности получаются в частотном диапазоне с перекрытием 1:2,7, а при с, = 16 — в днапазоне с перекрытием 1:1,6. Несмотря на эти сами по себе положительные качества, стержневые излучатели. до сих пор еще мало применяются. Они применялись в самолетных радиолокационных станциях, где важно использовать аитеины, обеспечивающие хорошую направленность в. широком диапазоне волн при минимальных, габаритах. Для целей связи, телевидения и т. п. они пока не применялись.

9-42. СПИРАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

В [Л. 93—96] описаны спиральные антенны, направление максимума излучения которых перпендикулярно оси спирали, если размеры спирали малы по сравнению с длиной: волны. Если длина витка спирали достигает длины волны, то максимум излучения будет ориентирован в направлении оси спирали. В соответствии с волной, распространяющейся вдоль спирали, два взанмно-перпендикуляр-



L 102 в горизонтальной в вертикальной Пл плоскости плоскости

ис 9-203 Семивитковая спарацыная антенна, установленная горизонтально.

ных вектора электрического поля, на которые разбивается поле каждого витка, вращаются вдоль спирали, т. е., как видно на рис. 9-202, возникает поле, поляризованное по кругу.

Диаграмма одного витка в плоскости его оси имеет некоторую направленность, но, помимо этого, имеет еще сравнительно большой задний лепесток. Спираль с семью витками имеет уже лучшую направленность согласно рис. 9-203. Преимуществом вращающейся поляризации является то, что при ее применении для передачи телевизионных сигналов уменьшается влняние отражений, обусловленных отражающими предметами, встречающимися на пути распространения. Это происходит потому, что при отражении изменяется на обратное направление вращения волны, поляризованной по кругу, и поэтому она уже слабо действует из приемную антенну (отраженный сигнал ослабляется по сравнению с прямым на 3—4 *неп*).

В [Л. 94] приведено несколько примеров спиральных антенн оптимальных размеров со своими характернстиками в диапазоне частот. Один пример был уже приведен на рис. 9-202. Для второго примера приводятся важнейшие численные характеристики:

 $S = 0,24\lambda$ — шаг витка; $L = 1,44\lambda$ — длина витка спирали; $D = 0,31\lambda$ — диаметр витка спирали; $d = 0,017\lambda$ — диаметр провода; $a = 14^{\circ}$ — угол подъема; n = 6 — число витков; $Z \approx 130$ ом — входное сопротивление; $f_2/f_1 = 1.67$: I = 500 Мгц; 300 Мгц — отношение граничных частот диапазона.

Спиральная антенна широкополосна и может быть применена на волнах вплоть до сантиметровых. В последнее время спиральные антенны все чаще применяются и исследуются. Возможно, что спиральная антенна найдет широкое применение в качестве облучателя параболического зеркала вследствие сильного уменьшения интерференционных помех и возможности вследствие этого увеличения дальности действия.

Спираль как элемент решетки или как возбудитель рупорных аитеин и параболиче-



Рис. 9-204. Система спиральных антени с повышенным выигрышем.

а — длинная спираль; 6 — спираль в зеркале; в — спираль в цилиндрическом волноводе с рупором; г — решетка спиралей.

ских зеркал. Так как направленность одиночной спиральной антениы в большинстве случаев недостаточна, то несколько спиральных антенн объединяют в решетку (рис. 9-204). Для обеспечения высокой направленности все же целесообразнее применять рупор или параболическое зеркало с возбудителем в виде спиральной антенны. Параболическое зеркало имеет преимущество перед рупором, так как необходнмые в последнем случае для уменьшения габаритов рупора линзы мало пригодны для волн, поляризованных по кругу. Используя в передающей и приемной антеннах возбуждающие спирали с противоположными направлениями вращения, можно обеспечить между ними развязку до 4 неп. Развязку можно еще повысить до величины, превышаю щей требуемое значение в 125 дб, применяя дополнительные мероприятия, как, например, окантовку антенны поглощающим материалом, и используя поглощающие экраны. Таким путем, по-видимому, окажется возможным осуществить усилители поля волны, не прибегая к изменению частоты.

9-43. ЗЕРКАЛЬНЫЕ АНТЕННЫ

Каждое зеркало, которое в оптике позволяет превращать излучение точки, линии или плоскости в почти плоский волновой фронт, может также быть использовано для фокусирования электрических волн. Наиболее часто применяемой зеркальной антенной является параболическое зеркало [Л. 97, 98]. При линейном возбудителе применяется цилиндрический параболоид, который фокусирует излучение в одной плоскости. При точечном или небольшом возбудителе в качестве зеркала применяется параболоид вращения. Подобного рода параболическое зеркало изображено на рис. 9-205 и 9-206. При несколько большей поверхности возбуждающего рефлектора в [Л. 97] было предложено применять двойное параболическое зеркало, которое получается вращением двух пересекающихся парабол вокруг общей линии, параллельной осям и проходящей через точку пересечения. Уравнение плоского сечения, проходящего через фокус и вершину параболонда вращения, имеет вид: $y^2 = 4Fx; F - фокусное расстояние. (9-296).$





Рис. 9-205. Длиннофокусное параболическое зеркало (q > 1), фИдер питания перед зеркалом. F - фокусное рассто $яиме <math>D_g$ - диа четр раскрыва зеркала (геометрический).

Рнс. 9-205 Параболическое зеркало, q = 1, фидер питания позади зеркала.

Глубина зеркала характеризуется числом q:

$$q = \frac{16F^2}{D^2},$$
 (9-297)

где D — диаметр зеркала.

При q=1 плоскость раскрыва параболонда проходит через фокус (D=4F), q>1 соответствует плоскому длиннофокусному, q<1 короткофокусному зеркалу.

Наивыгоднейшие размеры зеркала получаются при q=2 ÷ 3. При направленном облучателе, например рупорном, можно обеспечить сравнительно хороший коэффициент использования плошади раскрыва от 0,5 до 0,65, без чрезмерного увеличения боковых лепестков (~10% главного максимума). Облучение параболического зеркала может осуществляться различным образом, например при помощи вибратора. Мешающее прямое излучение вибратора в этом случае можно устранить, помещая позади вибратора контррефлектор. Параболическое зеркало может облучаться и при помощи волновода, который подводится через вершину зеркала. Для предотвращения прямого излучения и обеспечения равномерного облучения параболического зеркала используют, как показано на рис. 9-205, гиперболический отражатель, один из фокусов которого совпадает с фокусом параболы (Л. 99). Другой способ устранения прямого излучения облучателя заключается в выносе облучателя из поля зеркала, как это показано на рис. 9-207 [Л. 84].

В [Л. 97] описаны и другие варианты выполнения параболических зеркал, например параболическое зеркало, в вершиие. которого помещена согласующая пластина, величина и положение которой подбираются так, чтобы она компенсировала отраженное излучение от остальной части зеркала, попадающее в облучающий рупор. Этим значительно уменьшается коэффициент стоячей волны в фидерной линии.

Большие длиннофокусные параболические зеркала являются хорошими передающими антеннами, так как в этом случае широкополосны как диаграмма направленности, так и входное сопротивление возбуждающего вибратора,





Рис. 9-207. Антенна в виле параболического зеркала с вынесенным облучателем.

рис. 9-208 Взануолействие между двумя параболическими зеркалами, питаемыми спередн.

зависящее от реакции зеркала. Коэффициент использования площади раскрыва при правильном подборе направленности облучателя W=0,66, т. е. используется примерно $^{2}/_{3}$ геометрической площади раскрыва.

При установке длиннофокусных параболических зеркал для передачи и приема тыльными сторонами друг к другу с облучателями. помещенными перед зеркалами, будет иметь место, как показано на рис. 9-208, взаимодействие приемного и передающего параболических зеркал. Согласно [Л. 84] развязка между двумя антеннами должна быть не менее 125 дб (14,4 неп). До настоящего времени это можно получить только с рупорными антеннами.

9-44. СПЕЦИАЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ Зеркальных антенн и их диаграммы

Уменьшить боковые лепестки параболических зеркал можно различными путями. Вопервых, можно осуществить такое облучение зеркала, чтобы к краю зеркала оно спадало плавно до нуля. Сферические волны, возникающие за счет краевых эффектов, могут быть значительно уменьшены, если на контуре зеркала поместить плоское кольцо из поглошающего материала [Л. 88] (см. также § 9-40). Дальнейшее снижение боковых лепестков возможно за счет уменьшения обратного излучения облучателя, а также за счет применения поглощающих днафрагм или экранов [Л. 101].

Таким образом, в случае параболических зеркал возможно обеспечить требуемую развязку между передающей и приемной антеннами порядка 125 дб.

Диаграммы направленности и кривые согласования параболических зеркал. На телевизионной ретрънсляционной линии Гамбург-Кельн-Франкфурт (на Майне) применяются исключительно параболические зеркала диаметром 3 м, возбуждаемые через сершину. На рис. 9-209 изображены диаграммы направленности, снятые на различных частотах. Из приведенных диаграмм видно, что уровень боковых лепестков во всех случаях ниже главного максимума более, чем на 25 дб. При этом взаимодействие передающей и приемной антенн по боковым лепесткам будет вполне достаточно (слабее более, чем на 50 дб) по сравнению с взаимодействием по главным максимумам. Использование зигзагообразно про-







Рис. 9-209. Диаграммы направленности в плоскости Е параболического зеркала днаметром 3 м с выбратор-ным облучателем. Диаграммы записаны самописцем в логарифмическом

масштабе по вертикали. Масштаб записи по горизон-тали – 1мм= 1°



Рис. 9-211. Кривая согласования параболического зер-кала. Приведена часть трансформированной круговой лиаграммы. Ширина полосы 180 *Ма24*; *f*₀ = 1 905 *Ма24*; лиаграммы. Ширина полосы 180 М $f_u = 1.725 Me u$.

ложенной линии связи (рис. 9-210) позволило устранить мешающие влияния сверхдальнего действия главных ленестков. Благодаря хорошему широкополосному согласованию антен-



Рис. 9-210. Помехи за счет взаимодействия антени на дальностях, превышающих расчетную, при четырех последовательно размещенных ретрансляционных последовательно размещенных ретрансляционных станциях и устранение помех путем зигзагообразного размещения станций (случаи в). — — Лепестки диаграммы излучения передаю-щей антенны; — — лепестки лиаграмы

щей антенны; — — — лепестки диаграммы нзлучения приемной антенны; *Н* — главный лепесток; *N* боковой лепесток; I — первая волна; II — вторая волна.

ны с фидерной линией обеспечен малый коэффициент отражения в широком частотном диапазоне. В приведенном на рнс. 9-211 примере коэффициент отражения не превышает 2,5% в диапазоне волн 15,75-17,4 см (1900-1730 Мгц). Это обеспечило достаточное снижение «эффекта длинной линии».

9-45. ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ; ОБЩИЕ формулы

Следует различать два основных вида лиизовых антенн. Линзы, в которых сферический волновой фронт превращается в плоский благодаря замедлению средних лучей, называются замедляющими линзами. Эти линзы имеют выпуклую форму. Линзы другого типа ускоряют крайние лучи сферической волны так, что они приходят в плоскость рас- • крыва одновременно со средними лучами, несмотря на более длинный путь. Эти линзы называются ускоряющими линзами: они имеют вогнутую форму. На рис. 9-212 изображены линзы обоих типов, а также уравнения их поверхностей. Контур замедляющей линзы представляет собой гиперболу, описываемую уравнением

 $x^{2}(n^{2}-1) + 2Fx(n-1) - y^{2} = 0. \quad (9.298)$

Контур ускоряющей линзы представляет собой эллипс, описываемый уравнением

 $x^{2}(1-n^{2}) + 2Fx(1-n) + y^{2} = 0.$ (9-299)

Коэффициент преломления п замедляющей линзы больше 1. Он может быть рассчитан по формуле

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r}, \qquad (9-300)$$

2 -



Рис. 9-212. Геометрические формы радиолинз. а — замедляющая линза (выпуклая) (диэлектрические $\frac{\varepsilon}{1} > 1; F - \phi 0$ н металловоздушные линзы): $n = \frac{c}{v}$ *п* — коэффициент кусное расстояние; f - частота; преломления; с - скорость в свободном пространстве; v — скорость в материале линзы: є — диэлектричернала линзы; є_о — диэлек-воздуха; б — ускоряющая, ская проницаемость материала трическая проницаемость λ -) < 1; р — радиус 1 линза (вогнутая): n = 2a кривизны для y = 0 = F(1 - n); a - расстояние межλ ду пластинами в линзе; $\Delta f = f \frac{n}{1 - n^2} \cdot \frac{d}{4d}$ n — ширина полосы; d - толщина липзы.

 с — скорость света в вакууме; где

•v — скорость в материале линзы (v < c); с, — диэлектрическая проницаемость материала линзы.

Коэффициент преломления п ускоряющей линзы определяется по ф-лам (5-8) и (5-53):

$$n' = \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} < 1, \quad (9-301)$$

- где v фазовая скорость электромагнитной волны между двумя паралдельными пластинами, v > c;
 - а расстояние между параллельными пластинами линзы, $a > \Lambda/2$.

9-46. ЛИНЗЫ ДЛЯ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН

Металлопластиичатые линзы. Выполнение оптических линз из стекла наталкивается при больших диаметрах на трудности из-за слишком большого веса. В [Л. 80, 81] была описана металлопластинчатая линзовая система, значительно более легкая, чем стеклянная линза равного диаметра. Действие металлопластинчатой линзы основано на том, что фазовая скорость электромагнитной волны между двумя параллельными пластинами больше скорости распространения в свободном пространстве. Благодаря этому можно превращать сферический волновой фронт в плоский, как это было указано выше. Расстояние а между пластинами должно быть больше λ/2. При $a < \lambda/2$ линза не пропускает волну. Вектор Е в такой линзе должен быть параллелен пластинам. Чтобы линза большого диаметра не была слишком толстой, ее выполняют ступенчатой (зонированной). Такая зонированная





для устрэнения попадания

фокус для лучей, отра-женных от задней по-

Рис. 9-213. Металлопластинчатая зонированная **ЛННЗА**

отраженных воли в филерную линию. и фокус для лучей, от-раженных от передней передней поверхности линзы;

верхности линзы. линза изображена на рис. 9-213. Расстояние отдельными между зонами составляет $d = \lambda/(1-n)$. Для практически встречающегося коэффициента преломления n=0,6 расстояние между ступенями получается равным $d=2,5\lambda$. Незначительно накленяя линзу к оси симметрии, можно сместить фокус отраженных лучей за пределы облучающего рупора и устранить этим попадание отраженных волн в фидерную линию (рис. 9-214). Полоса частот, в которой можно использовать линзу, мала. У выполненной линзы с раскрывом 96х она составляет

примерно 5%. Ширина полосы металлопластинчатой линзы может быть рассчитана по формуле

$$\Delta f = \int \frac{n}{1 - n^2} \cdot \frac{\Lambda}{4d}, \qquad (9-302)$$

где f — частота;

n — коэффициент преломления;

d — толщина линзы.

Из формулы видно, что для обеспечения широкополосности линзы необходимо выбрать коэффициент преломления большим. а толщину линзы малой. Величина n=0,6 является компромиссной, так как в этом случае потери за счет отражения от двух поверхностей линзы меньше 0,1 дб, а толщина линзы еще не превышает допустимые пределы.

Замедляющая линза из металлодиэлектрика [Л. 102] имеет преимущество по сравнению с металлопластинчатой линзой, так как при одинаковых направленных свойствах первая имеет значительно большую полосу пропускания. Эта линза имеет преломляющий контур выпуклый, гиперболический. Как этовидно из рис. 9-215, число отдельных элементов в такой линзе очень велико. Действие линзы основано на том, что металлические полосы, вставленные в пенополистирол, имитируют молекулы обычного диэлектрика и приводят к увеличению диэлектрической постоянной. Практически достигнутое значение коэффициента преломления в такой замедляющей линзе составляет n = 1.5.

Для устранения отражений в фидерной. линии одну половину лицзы смещают относи-тельно другой на $\lambda/4$. При этом лучи, отраженные от одной половины линзы, получают



Рис. 9-215. Диэлектрическая замедляющая линза.

разность хода λ/2 относительно лучей, отраженных от второй половины линзы, и уничтожают друг друга.

Так как полная компенсация имеет место только на волнах определенной длины, то при таком выполнении линзы реакция на фидерную линию зависит от частоты. Благодаря незначительному наклону линзы удается сместить фокус отраженных волн за пределы возбудителя и этим устранить реакцию на фи-дерную линию. В окончательной конструкции применялись оба мероприятия, т. е. в одной плоскости антенна была наклонена, а во второй плоскости одна половина линзы была смещена относительно другой на λ/4. При этом обеспечена достаточная широкополосбыла ность антенны в отношении реакции на фидерную линию.

Область применения этой линзы простирается от 30 см до сантиметровых волн. Но так как она состоит из очень большого числа отдельных частей и ее изготовление сравнительно дорого, то была разработаща описанная ниже металловоздушная линза, основашная на уравнивании физических, а не оптических длин лучей.

Металловоздушная линза [Л. 102]. В металловоздушной линзе сферическая волна падает на систему металлических пластин, перпендикулярных вектору Е, расстояние между которыми меньше половины минимальной излучаемой волны ($s < \lambda_{\text{мин}}/2$). Так как в этом случае время прохождения волны через систе-



Рис. 9-216. Мегалловоздушные линзы. a — линза из наклонных пластин; $n = 1/\cos \vartheta; 6$ — линза из волнообразно изогнутых пластин; $n = 1/l_0;$ гиперболический профиль по формуле $(n^2 - 1) x^2 + 2Fx (n-1) - y^2 = 0$.

му тем меньше, чем короче путь электромайнитных волн между пластинами, линза работает как замедляющая и «преломляющий» контур линзы имеет выпуклую гиперболическую форму.

Изменение длины пути электромагнитных волн может быть осуществлено различными способами, например, при помощи наклона (рис. 9-216,*a*) или волнообразного изгиба пластин (рис. 9-216,*b*). Для системы из наклонных пластин коэффициент преломления равен:

$$n = \frac{1}{\cos \vartheta}, \qquad (9-303)$$

где 🕅 — угол наклона пластин к оси симметрии линзы.

Для системы волнообразно изогнутых пластин коэффициент преломления равен отношению длины пути *l* вдоль изгиба к длине пути *l*₀ по прямой:

$$n = \frac{l}{l_0}.$$
 (9-304)

Гиперболический профиль обеих линз имеет обычный вид:

$$(n^2-1)x^2 + 2Fx(n-1) - y^2 = 0.$$
 (9-305)

Оба варианта выполнения линзы весьма широкополосны н дешевы в изготовлении, так как число отдельных частей в них составляет примерно 6% по сравнению с диэлектрической замедляющей линзой. Область применения со стороны длинных волн ограничивается практической возможностью получения направленности примерно 30 см и доходит до сантнметровых волн.

Такого рода линзы применяются на ретрансляционной линии Нью-Йорк — Чикаго [Л. 100].

9-47. ЛИНЗЫ ДЛЯ ВОЛН, Поляризованных по кругу

Линза из шариков. В [Л. 102] наряду с диэлектрической замедляющей линзой из металлических полос была предложена линза из металлических шаров, расположенных в пенодиэлектрике. Так как шары образуют искусственный диэлектрик, то при этом получается более высокое ϵ , и увеличивается коэффициент преломления.

Линза из дисков. Дальнейшим усовершенствованием линзы из шариков является линза из дисков, которая меньше нарушает магнитное поле, чем линза из шаров [Л. 102].

Дырчатая линза состоит из нескольких пластин хорошо проводящего металла, в которых выполнена осеспимстричная система отверстий. Диаметр отверстий меньше минимальной применяемой волны. Отверстия превращают сферическую волну, излучаемую возбудителем, в плоскую волну, см. (Л. 106).

Зональная линза, называемая также линзой зон Френеля. Ее получим, экранируя зоны с отрицательной фазой с помощью металлических колец. Коэффициент полезного дсйствия такой линзы невелик. Линзы этих четырех типов фокусируют лучи любой поляризации и могут поэтому применяться и для волн с вращающейся поляризацией.

9-48. ПАССИВНЫЕ РЕТРАНСЛЯТОРЫ

Когда связываемые пункты лежат в долинах, возникает необходимость направлять луч с помощью одного или двух зеркал, установленных на горе. Но это возможно только в тех случаях, когда гора или высокий дом благоприятно расположены относительно конечной станции. При этом расстояние до пассивного зеркала является критическим. Оно в основном не должно существенно превышать 1 000 м, иначе добавочное затухание, обусловленное отражением, становится слишком большим.

На рис. 9-217 показан путь луча при острых углах, полученный при помощи одного пассивного зеркала. Благоприятные условия имеют место при угле падения меньше 45°. Затухание на участках путн может быть вычислено по формуле

$$a_{sg} = a_s + a_R = \ln \frac{r_1 \lambda}{F} + \ln \frac{r_2 \lambda}{F_R}$$

где a_{sg} — затухание на всем пути;

- $a_s 3$ атухание на длинном участке длиней $r_1;$
- *a_R* затухание на коротком участке длиной *r₂*;
 - λ длина волны;
- F эффективная поглощающая поверхность передающей и одинаковой с ней приемной антенн;
- F_R эффективная поглощающая поверхность плоского отражателя, $F_R = F_g \cos \varphi$, где F_g геометрическая поверхность плоского отражателя;
 - ф угол падения.

Для изображенного на рис. 9-218 примера при $\lambda = 12$ см, $r_2 = 1300$ м н $F_R = 36$ м² по-

лучается добавочное затухание $a_R = 12,9 \ \partial \delta$. Общее затухание составляет при этом 73 $\partial \delta$. Это значение лежит еще в пределах допустимого для одного участка радиолинии между ретранс-

Рис. 9-218. Дополнительное затухание u_R , обусловленное отражением (плоское зеркало), в зависимости от расстояния до рефлектора r_2 при различных ллинах волн. $F_{R'}$ - эффективная площадь рефлектора, равная 36 $\mathfrak{M}^4 = F_R \text{ геом} X$ $\times \cos \varphi$; S — передаюцая антенна (эффективная площадь F); E — приемная антенна (эффективная площаць F).



Рис. 9-217. Направленная связ, при помещи искусственного переизлучателя (заркало, пассивная ретрансляция) (d₁ = r₁; d₂ = r₂).

ляционными пунктами, если, учитывая ход лучей на основном участке пути, можно заключить, что предусмотренный на замирание резерв 20 дб будет фактически нспользоваться всего на 7 дб. При коротких радиолиниях, как в приведенном примере, это действнтельно имеет место.

Прн тупых углах можно изменнть направление луча при помощи двух пассивных зеркал, связанных между собой краксиальным кабелем или волноводом (рис. 9-217). Этот метод пригоден, однако, только для бөлее короткнх расстояний, так как в общем нельзя применять параболические зеркала диаметром выше 3 м ($F_w = 4,2$ м²). Дополнительное затухание составляет прн таком же расстоянии ($r_2 = 1$ 300 м):

$$a_R = \ln \frac{r_2 \lambda}{F_R} = 3.9$$
 Here = 34 db,

что слишком велико. При расстоянни $r_2 = 260$ м, если можно рассчитывать только на незначительные замирания, получится еще вполне допустимое значение $a_R = 2$ неп = = 17.4 d6.

В случае пассивных зеркал задача заключается в том, чтобы изготовлять их достаточно плоскими и достаточно механически прочными, так чтобы при сильном ветре отклоне-

đĥ 30 28 25 24 22 20 Пример 18 12см; г_z=1300м; ษั ¹⁶ Fr=36 M2 14 <u>1300 0,12</u>=14,9N=12,9 db 12 10 ≈25**м²** а_к повышается 8 $=\alpha_s \star \alpha_R$ HO 3.5 06 6 =16.м² а_к повышается ang Fa a=60+12,9~7.3 06 4 Например HQ 7,2 06 2 1111 0 3 4 5 6 7 8 103 2 3 4 5 6 7 8 104 2 3 4 5 6 7 8 10 3 4 5 8 78 10 2 Расстаяние до рефлектора гг., м

ния профиля зеркала не превышали заданных допусков (примерно λ/32), а колебания всего зеркала не превышалн величины, определяемой шириной диаграммы направленности (порядка $\Delta \phi \leq 0.5^{\circ}$).

Другой метод решения задачн об измене-

ЛИТЕРАТУРА

Kraus D., Antennas, New York, 1950.
 Jordan C., Electromagnetic waves and radiating systems, New Yorκ, 1950.
 Brückmann H., Antennen, ihre Theo-tic und Tophylik Leiner, 1920.

rie und Technik, Leipzig, 1939.

Zuhrt H., Elektromagnetische Strall-lungsfelder, Berlin, 1953.
 Laport E. A., Radio Antenna Engi-

neering, New York, 1952.

6. Schelkunoff S. A., Electromagnetic waves, New York, 1947.

7. Brown G. H., Woodward O. M., Radio at ultrahigh frequencies, 11, Princeton, 1948, 1-14.

8. Meinke H., Theorie der Hochfrequenzschaltungen, München, 1951.

9. Heilmann A., in: Vilbig., Zen-ek, Fortschritte der Hochfrequenztechnik, neck, Fortschritte 1, Leipzig, 1941, 235-308.

10. Hund A., Short-wave radiation phe-nomena, New York, 1959.

11. Labus J., Z. 1933, 41, 17—23. 12. Jahnke-Emde, J., Z. Hochfrequenztechn.

Funktionentafeln, Leipzig, 1933.

G. H., 13. Brown Proc. Inst. Rad. Engrs., 1937, 25, 78-145.

14. Schlayer K., Telefunken-Hausmitt., 1940, 21, № 83, 35-48. 15. Küpfmüller K., Einführung in die

theoretische Electrotechnik, 2. Berlin, Auf., 1939, 70, 80.

16. McPherson W. L., Electr. Commun. 1938, 16, 306-308.

17. Schelkunoff S. A., J. Appl. Phys. 1951, 22, 1330-1332.

18. Dorne A. in: Very high frequency techniques, 1, New York, 1947, 93-118.

19. Graziadei H., Felten & Guilleaume-Rdsch., 1935, 91-104.

20. Greif R., Rohde & Schwarz-Mitt. 1952, 1, 4—15. 21. Fräпz

K., Arch. Elektr. Übertrag., 1947, 1, 205—219.

25. Carter P. C., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1932, 20, 1004-1041.

23. Gürtler R., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1950, 38, 1042-1047.

24. Lamberts K., Pungs L., Fern-meldetech. Z. 1950, 3, 164-173.

25. Brown G. H., Woodward O. M., RCA-Review, 1952, 13, 425-452. 26. Gundlach F. W., Grundlagen der Höchsfrequenztechnik, Berlin, 1950.

27. Deutsch. Pat. 881811, 25.5.1944, Erf. H. Graziadei (C. Plath, Nautische Instrumente, Hamburg)

28. Alford A., Kandoian A. G. Trans. Amer. Inst. electr. Engrs, 1940, 59, 843-848.

нии направления луча при тупом угле состоит в применении двух плоских зеркал, которые так направлены друг к другу, что желаемое отклонение луча достнгается без ухудшения эффективной поглощающей поверхности их [Л. 103—105].

29. Moullin E. B., J. Instn. Engrs, III, 1946, 93, 345-351. 30. Berndt W., Telefunken-Ha electr.

Telefunken-Hausmitt., **1940, 21**. № 83, 8—19.

31. Graziadei H., Fernmeldtechn. Z. 1951, 4, 159-167.

32. Schweithal A., Techn. Hausmitt. des NWDR, 1952, 4, 52–57. 33. Bōhm O., Telefunkenztg., 1932, 13,

№ 60, 21.

34. Jachnow W., Telefunken-Hausmitt.,

1940, 21, № 83, 55—64. 35. Carter P. S., Напsell S. Lindenblad N. E., Proc. Inst. W., Rad.

Engrs., 1931, 19, 1773—1842. 36. Bruce, Beck, Lowry, Proc. Inst. Rad. Engrs, 1935, 23, 24-46.

37. Harper A. E., Rhombic antenna design, New York, 1941.

38. Cafferata H., Marconi Rev. 1946, **9**, № 80-82.

39. Lewin L., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1941, **29**, 523.

40. Friis H. T., Feldman C. R., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1937, 25, 841. 41. Kotowski P., Schüttlöffel E., Vogt G., Arch. elektr. Übertrag., 1950, 4, 247 - 254.

42. Christiansen W. N., Austr. Wireless Assoc. Techn. rev. 1946, 7, 33; 1947, **7**, 361.

43. Smith-Rose R. L., Proc. Inst. Rad.

Engrs., 1929, 17, 425. 44. Meyer W. E., Funkortung, Abschn. 11 von Feilenhauer W., Die Fernmeldetechnik, Giessen, 1952.

45. Troost A., Telefunkenztg., 1952, 25, № 94, 16-27.

46. Troost A., Jankovsky R., Tele-funkenztg. 1951, 24, № 91, 81—85. 47. Gabler H., Gresky G., Wächt-

ler M., Arch. elektr. Übertrag., 1952, 6, 507-513.

48. Reich H. J., Very high frequency techniques, New—Yorк 1947, 1, 218—271.

49. Lindenblad N. E., RCA—Rev., April 1939, 387-408.

50. Chireix H., Опde électr., 1936. 15, 440.

51. Chireix H., Bull. Soc. franç. Electr., 1941, 1, № 6. 52. Stenzel H., Elektr. Nachr.-Techn.,

1929, 6, 165.

53. Deutsch. pat. 427599, 2.6.1911, Marconi Wireless Tel. Comp. Ltd.

54. Deutsch. pat. 504005, 13.7.1929, Marconi Wireless Tel. Comp. Ltd.

55. Scheldorf M. W., FM/TV-J. ct Radio Communication, 1950, 10, № 9, 14—15.

56. Berndt W., Telefunkztg., 1951, 24, № 90.

- O., Z. Hochfrequenztechn., 57. Böhm 1923, 42, 137.
- 58. Berndt W., Telefunkenztg., 1952. № 96.
- 59. Greif R., Die Elektro-Post, 26 Aug. 1951.
- 60. Stepp W., Techn. Hausmitt. des NWDR 1950, 2, № 7/8. 61. Allison R. F., FM/TV-J. of Radio Communication 1952, 12, № 10, 14–18. 62. Fränz K., Telefunken-Hausm., 1940,
- 21, 49-54.
- 63. Hansen W. W., Wooodyard J.R., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1938, 26, 333-346.
- 64. Schelkunoff S. A., Bell Syst. techn. J. 1943. 22. 88-107.
- 65. Du Hamel R. H., Proc. Inst. Rad.
- Engrs., 1953, 41, 652–659. 66. Papas C. H., King R., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1948, 36, 736–741.
- 67. Deutsch. Pat. 618913, 26.4.1933, Erf. H. Koomans.
- 68. Deutsch. Pat. 540481, 30.3.1928, Radio Corp. America.
- 69. Terman F. E., Radio Engineers' Handbook, New York, 1943, 808-809 (перев.
- см. п. 80 литературы разд. 3). 70. Brit. Pat. 272117, 10.1.1927, Bell. La-
- bor. Inc., New York.
- 71. Deutsch. Pat. 561827, 25.1.1927, International Standard Inc., New York.
- 72. Deutsch. Pat. 618912, 2.7.1933, Marconi
- Wireless Tel. Comp. Ltd. 73. Yagi H., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1928, 16, 715-741.
- 74. Wheeler A., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1936, 24, 233.
- 75. Roth O. H., Z. Hochfrequenztechn. 1936, 48, 45.
- 76. Palmer L. S., Alson W., Bar-ker R. H., J. Instn. electr. Engrs., 1939, **83,** 45.
- 77. Crompton I. W., Proc. Inst. electr. Engrs., 111, 1950, 97, 39–44. 78. Bosse H., Fernmeldetechn. Z. 1953,

- 6, 123—127. 79. Epstein I., Peterson D. W., Woodward A. M., RCA—Rev., 1952, 13, 137. 80. Kock W. E., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1946, **34**, 828-836.
- 81. Kock W. E., Bell Syst. techn. J., 1948, 27, 58-82
- 82. Kock W. E., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1949, **37**, 852-855.
- 83. Saxton J. A., Wireless Engr. 1948, 25, 110—116. 84. Friis H. T., Bell Syst. techn. J., 1948,
- **27**, 183—246.
- 85. Sharpless W. M., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1946, 34, 837-845. 86. Crawford A.
- B., Sharpless W M., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1946, 34. 845-848.
- 87. Osken H., Das Elektron, 1949, 3, 149-152.

- 88. Deutsch. Pat. 806444, 17.I.1950, Erf. Schmidt K. O.
- 89. Lawson D., J. Inst. electr. Engrs., III, 1948, 95, 205-209.
- 90. Purcell, J. Inst. electr. Engrs., 111, 1948, 95, 206.
- 91. Mallach P., Fernmeldetechn. Z. 1949, **2**, 33—39.
- 92. Southworth G., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1937, 25, 807–822. 93. Kraus J. D., Electronics, 1947, 20,
- 109-11-1.
- 94. Kraus J. D., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1948, **36**, 1236—1242.
- 95. Кгаиз J. D., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1949, **37**, 263—272. 96. Wheeler H. A.,
- Proc. Inst. Rad. Engrs., 1947, 35, 1484—1488. 97. Cutler C. C. H
- Proc. Rad. Inst. Engrs., 1947, 35, 1284—1294.
- 98. Grote Reber, Proc. Inst. Rad. Engrs., 1947, 731—734.
- 99. Lamont H. R. L., Robertshaw G., Hammerton T. G., Wireless Engr. 47, 24, 323. R. 1947,
- 100. Clutts S. E., Bell Labor. Rec., 1950, 28, 442-447.
- 101. Deutsch. Pat. 872970, 17.6.1951, Erf. Schmidt K. O.
- 102. Kock W. E., Proc. Inst. Rad. Engrs., 1949, **37**, 852—855. 103. Chaux
- 103. Chaux R., Dascotte J., Ann. Radio électr., 1950, 5, 220-229.
- 104. Hugon J., Ann. Radio électr., 1949, 5, 157-160.
- 105. К l e i n W., Techn. Mitt. der schweiz. Telegr.-Teleph.-Verw., 1949, 27, 49—69. 106. Pat. С 3489, 30.11.1950, Ortusi A. J., S i mon 1. C., Comp. Général de Tólégraphie
- sans Fil. 107. Фельд Я. Н., Основы теории ще-
- левых антенн, Изд. «Советское радио», 1948. 108. Антенны сантиметровых волн, перев.
- с англ. под ред. Фельда Я. Н., Изд. Сов. радио, 1950, т. I и II.
- 109. Вольман И. И., Техника сантиметровых волн, Изд. Сов. радио, 1949.
- 110. Гольдштейн Л. Д. и Зернов Н. В., Электромагнитные поля и волны, Изд. «Советское радио», 1956.
- 111. Вайнштейн Л. А., Электромаг-нитные волны, Изд. Сов. радио, 1957.
- 112. Техника сверхвыс•ких част•т, ч. l, перев•д с англ., под ред. Я. Н. Фельда, изд. «Советское радио», 1954.
- 113. Пистолькорс А. А., Антенны, Связьиздат, 1947.
- 114. Антенны, перевод с англ., под ред. А. И. Шпунтова, изд. «Советское радио», 1951.
- 115. Айзенберг Г. З., Антенны ульт-ракөротких волн, Связьиздат, 1957.
- II6. Щелкунов С. и Фриис Г., Ан-тенны, перевод с англ., под ред. Л. Д. Бахраха, изд. «Советскее радио», 1955. 117. Фрадин А. З., Антенны сверхвысо-
- ких частот, изд. «Советское радно», 1957.

РАЗДЕЛ 10

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

10-1. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА ПЛОСКИЕ ВОЛНЫ

(Стрелки над буквами означают пространственные векторы.)

Первое уравнение Максвелла (закон полного тока, связывающий циркуляцию магнитного поля по контуру с током, охватываемым этим контуром) определяет электрический ток смещения как генератор магнитного поля:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\vec{\partial D}}{\partial t} = x \vec{E} + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\vec{\partial E}}{\partial t}, \quad (10\text{-}1)$$

где Л -- плотность тока;

Ď — электрическое смещение, равное є E. Второе уравнение Максвелла (закониндукции) нмеет вид:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (10-2)$$

где \vec{B} — магнитная индукция, равная $\mu \vec{H}$. Уравнение непрерывности:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \qquad (10-3)$$

в котором плотность заряда ρ определяет плотность источника поля вектора \overrightarrow{D} , и

 $\operatorname{div} \vec{B} = 0, \qquad (10-4)$

в котором вектор \vec{B} не имеет источника. На поверхности раздела различных сред (1 и 2) как тангенциальные составляющие \vec{E} и \vec{H} , так и нормальные составляющие \vec{D} и \vec{B} непрерывны:

$$E_{t1} = E_{t2}; H_{t1} = H_{t2};$$

$$\varepsilon_{r1} E_{n1} = \varepsilon_{r2} E_{n2}; \ \mu_{r1} H_{n1} = \mu_{r2} H_{n2}. \ (10-5)$$

Энергия поля и вектор излучения.

$$\operatorname{div} \vec{S} = \operatorname{div} \vec{E} \times \vec{H} = - \varkappa \vec{E}^{2} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} \vec{D} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{H} \vec{B}; \quad (10-6)$$

здесь х $\vec{E^2}$ — поглощение энергии в проводящей среде (с проводимостью х);

 $\frac{1}{2} \overrightarrow{ED}$ — плотность электрической энергии;

 $\frac{1}{2} \vec{H} \vec{B}$ — плотность магнитной энергии.

Вектор излучения Пойнтинга

C

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}.$$
 (10-7)

Его дивергенция определяет энергию, теряемую элементом объема в виде излучения.

Плоские волиы в однородной, изотропной среде [Л. 1—4].

Структура поля зависит только от направления распространения z, но не зависит от x и y. Координатные оси направлены так, что только E_x и H_y отличны от нуля. Закон полного тока для элементарного прямоугольника ABCD (рис. 10-1):

$$\oint \overrightarrow{Hd} \overrightarrow{s} = \mathbf{H}_{y}(z) \, dy - \mathbf{H}_{y}(z + dz) \, dy =$$
$$= -\frac{\partial \mathbf{H}_{y}}{\partial z} \, dz \, dy = (\mathbf{x} + j\omega\varepsilon_{0}\varepsilon_{r}) \, \mathbf{E}_{x} \, dz \, dy. \quad (10-8)$$

Закон индукции для прямоугольника MNDA:

$$\oint \vec{\mathbf{E}} d\vec{s} = -\mathbf{E}_{x}(z) dx + \mathbf{E}_{x}(z+dz) dx =$$
$$= \frac{\partial \mathbf{E}_{x}}{\partial z} dz dx = -j\omega\mu_{0}\mu_{r}\mathbf{H}_{y}dz dx. \quad (10-9)$$

Изменяющееся во времени E_x создает вокруг тока проведимости и тока смещения



Рис. 10-1. Прямоугольная система координаг.

[Разд. 10.



Рис. 10-2. Ток смещения и магнитиое поле.

$$\frac{d^{2}\mathbf{E}_{x}}{dz^{2}} + (\omega^{2}\mu_{0}\mu_{r}\varepsilon_{0}\varepsilon_{r} - I\omega\mu_{0}\mu_{r}x)\mathbf{E}_{x} = 0. \quad (10-10)$$

Коэффициент распространения ү:

$$\gamma^{2} = -\omega^{2}\mu_{0}\mu_{r}\varepsilon_{0}\varepsilon_{r} + j\omega\mu_{0}\mu_{r}. \quad (10-11)$$

изменяющееся во времени Н_у: последнее за счет ин-

дукции вызывает снова по-

явление Е_хит.д.; таким

образом, волна есть след-

ствие пронизывания магнит-

него контура током и ин-

дукции (рис. 10-2). Из ур.

(10-8) и (10-9) следует

Решение имеет вид волн, распространяюцихся в прямом и обратном направлениях,

$$\mathbf{E}_{\mathbf{x}} = \mathbf{A}e^{-\gamma z} + \mathbf{B}e^{\gamma z}; \qquad (10-12)$$

$$H_y = -\frac{1}{Z_F} (Ae^{-\gamma z} - Be^{\gamma z}),$$
 (10-13)

где А и В — произвольные постоя. нтегрирования;

Z_F — волновое сопротивление среды:

$$\mathbf{Z}_{F} = \sqrt{\frac{\mu_{0}\mu_{r}}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{r} - j \frac{\mathbf{x}}{\omega}}} \quad (10-14)$$

Для среды без потерь

$$\gamma = I\beta = j\omega \sqrt{\frac{\mu_{0}\mu_{r}\varepsilon_{0}\varepsilon_{r}}{\frac{\mu_{0}\mu_{r}}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{r}}}}.$$

$$Z_{F} = \sqrt{\frac{\frac{\mu_{0}\mu_{r}}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{r}}}{\frac{\mu_{0}\mu_{r}}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{r}}}}.$$
(10-15)

Общие сведения о волнах приведены в § 4-17 н 4-24. В вакууме ($\varepsilon_r = \mu_r = 1$) фазовая скорость равна:

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/cek} = c \qquad (10.16)$$

(т. е. скорости света).

Длина волны в вакууме обозначается через λ_0 :

$$\lambda_{0} = \frac{c}{f} . \qquad (10-17)$$



Волновое сопротивление свободного пространства

$$Z_{0} = \sqrt{\frac{\mu_{0}}{\epsilon_{0}}} = 377 \text{ om.} \qquad (10-18)$$

Мгновенное изображение волны показано на рнс. 10-3. Векторы \vec{E} и \vec{H} совпадают по фазе, волна чисто поперечная, т. е. в направленин распространения нет составляющих поля (это не имеет места у поверхностей раздела или при анизотропни).

Плоскость, в которой лежит \vec{E} (на рис. 10-3 плоскость xz), называется плоскостью поляризации. Большинство антенн создает линейно-поляризованные волны. При распространении (особенно в ионосфере) создается также круговая или эллиптическая поляризация. Прн эллиптической поляризации конец вектора \vec{E} описывает эллипс. В проводящей среде (x > 0) ү — комплексно [см. ур. (10-11)]

$$\gamma = \alpha + j\beta. \tag{10-19}$$

Амплитуда волны $e^{-\gamma z}$ уменьшается вдоль направления распространения z, как $e^{-\alpha z}$ (α — коэффициент затухания). Фазевая скорость при этом уменьшается

$$v = \frac{\omega}{\beta} < c. \tag{10-20}$$

Общее волновое уравнение в прямоугольных координатах. В случае отсутствия зарядов (div $\vec{E} = 0$) и зависимести от времени в виде $e^{j\omega t}$ ур. (10-10) сеответствует волновое уравнение для изотропной среды

$$\Delta \vec{E} - \gamma^2 \vec{E} = 0, \qquad (10-21)$$

где **Δ** — оператор Лапласа,

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$
 (10-22)

Ур. (10-21) действительно для каждой из трех компонент: E_x , E_y , E_z также и в случае неоднородных сред (но не анизотропных).

10-2. ВЕКТОР ГЕРЦА. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ И СФЕРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

Решение волнового ур. (10-21) затруднено тем, что имеются три составляющие вектора \vec{E} . Оно упрощается путем введения вектора Герца $\vec{\Pi}$, который в большинстве случаев может рассматриваться как скаляр, так как он имеет только одну составляющую, отличную от нуля

$$\vec{\mathbf{B}} = j\omega \text{ rot } \vec{\mathbf{II}}. \tag{10-23}$$

Тогда из ур. (10-2) следует (без учета электростатических полей):

$$\vec{E} = \omega^2 \vec{\Pi} - \left(\frac{\gamma}{\omega}\right)^2 \text{ grad div } \vec{\Pi}.$$
 (10-4)

С учетом ур. (10-1)

$$\Delta \vec{l} \vec{l} - \gamma^2 \vec{l} \vec{l} = 0. \qquad (10.25)$$

В цилиндрических координатах [Л. 1, 4] р, *q*, *z* (рис. 10-4) подставляют в ур. (10-21) вместо ур. (10-22);

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \quad \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \quad \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$
(10-26)

Для представления радиальных волн в однородной среде применяют цилиндрические функции [Л. 6], а именно функции Ханкеля для расходящихся волн:

$$\overrightarrow{\Pi}_{z} = H_{p}^{(2)} \left(\sqrt{-\gamma^{2} - k^{2}} \rho \right) e^{\pm j p \varphi} e^{\pm j k z}; \quad (10-27)$$

здесь p, k — постоянные "разделения"; источник излучения расположен в точке $\rho = 0$. В простейшем случае p = k = 0, волна распространяется радиально по направлению от центра:

$$\vec{\Pi}_{z} = H_{0}^{(2)} (-j\gamma \rho). \qquad (10-28)$$

На большом расстоянии р применимы асимптотические выражения:

$$\vec{\mathbf{E}} = \mathbf{E}_{z} \approx \omega^{2} \sqrt{\frac{2j}{\pi\gamma\rho}} \exp\left(-\gamma\rho + j\frac{\pi}{4}\right),$$

$$\vec{\mathbf{H}} = \mathbf{H}_{\varphi} \approx \frac{j\omega\gamma}{\mu_{0}\mu_{r}} \sqrt{\frac{2}{\pi\rho}} \exp\left(-\gamma\rho + j\frac{\pi}{4}\right).$$

(10-29)

В сферических координатах [Л. 4], r, φ, θ (рис. 10-5) вместо ур. (10-22) имеем:

$$\Delta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \right). \quad (10-30)$$



Рис. 10-4. Цилиндрические Рис. 10-5. Сферические координаты. координаты.

Решение для однородной среды:

$$\Pi_{r} = \sqrt{\frac{j}{\gamma r}} \mathbf{Z}_{l+\frac{1}{2}}(-j\gamma r) P_{l}^{p}(\cos \vartheta) e^{+p\varphi},$$
(10-31)

где $\mathbf{Z}_{l+\frac{1}{2}}$ — сферическая функция Бесселя;

Р^р — соответствующий полином Лежандра [Л. 7].

В простейшем случае *l* = *p* = 0 имеем решение Герца:

$$\Pi_r = \frac{e^{-\gamma r}}{-\gamma r}.$$
 (10-32)

О напряженности поля см. § 9-2. Полная сферическая симметрия имеет место только для Ц,, но не для полей. Рассматривая дифракцию на земном шаре (см. § 10-8), удобнее располагать начало координат в центре земного шара, а не в точке расположения передатчика.

Бреммер вводит при этом модифицированный вектор Герца гіі (П скаляр), направленный всегда радиально [Л. 8]. О других системах координат (эллиптическая, параболнческая и т. д.) см. [Л. 9].

10-3. ПЕРЕХОД К ЛУЧЕВОЙ ОПТИКЕ

Решение волнового ур. (10-21) или ур. (1. 25) дает в общем виде амплитуду и фазу всего волнового поля. Однако во многих случаях проще раздельное определение обеих величин. Если проследить путь одного участка волнового фронта (его называют «луч»), то можно определить ход изменения часто амплитуды только на основании учета влияний. действующих вдоль пути. В изотропной среде каждый луч ортогонален к плоскостям постоянной фазы и совпадает по направлению с вектором Пойнтинга [см. ур. (1-7)]. Лучевое представление можно применять только тогда, когда заметные изменения волнового фронта происходят лишь на участке длиной во много волн; расстояние между смежными лучами не должно существенно изменяться; диэлектри-ческая проницаемость (точнее lge,) также не должна существенно изменяться [Л. 10, 11]. Вблизи источника излучения или в очень неоднородных средах необходимо пользоваться волновым решением, так же как и при ди-фракции (см. § 10-8). В волновом уравнении (10-21) делают подстановку:

$$\vec{\mathbf{E}} \approx A (x, y, z) \exp \left[\gamma_0 S^* (x, y, z)\right];$$

$$\gamma_0 = j\omega \left[\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \right] (10-33)$$

S* (нельзя смешивать с вектором Пойнтинга →

S) называется эйконал, А-фактор амплитуды; оба должны изменяться медленно. Если при подстановке оставить в γ₀² только члены высшего порядка, то получим уравнение эйконала

$$\left(\frac{\partial S^*}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial S^*}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial S^*}{\partial z}\right)^2 = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^2 = n^2.$$
(10-34)

Показатель преломления

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \approx \sqrt{\epsilon_r}. \qquad (10-35)$$

На поверхностях $S^*(x, y, z) = \text{const}$ фаза неизменна, нормали к этим волновым поверхностям совпадают, следовательно, с направлением grad S^* .

Решая ур. (10-34) и определяя grad S*, находят направления лучей (в изотропной среде). Если у изменяется от точки к точке, то лучн искривляются; в однородной среде они прямые.

10-4. ПРАКТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ Расчета напряженности поля

При введении понятия лучей (§ 10-3) упрощается понимание и расчет явлений распространения. Каждый пучок лучей в известной степени есть «рукав», в котором протекает энергия луча. Пока применимо лучевое представление, для расчета напряженности поля достаточно рассмотреть влияния, действующие вдоль луча.

В общем случае плотность энергии вдоль «рукава» падает уже вследствие расхождения лучей; к этому добавляются потери за счет поглощения (превращения энергии в тепло) и рассеяния энергии (см. § 10-7). Вместо коэффициентов ослабления $p_1p_2...p_k$ при расчетах используются их логарнфмы (выраженные в децибелах), которые затем просто складывают для учета различных влияний. Если E_0 — напряженность поля в начале «рукава», а E — на его конце (эффективные значения), то

$$E = \rho_1 \rho_2 \dots \rho_k E_0 \text{ или } \lg E = \lg E_0 + \lg \rho_1 + + \lg \rho_2 + \dots + \lg \rho_k. \quad (10.36)$$

Выраженная в децибелах величина

$$\mathbf{\hat{e}}_{l} = -20 \lg \mathbf{e}_{l}$$
 (10-37)

называется декрементом соответствующего влияния, а величина

$$\boldsymbol{\delta} = \sum_{l=1}^{\kappa} \boldsymbol{\delta}_l \tag{10-38}$$

—декрементом распространения. Так как почти всегда $\rho_l < l$, то декременты положительны. Напряженность поля также измеряется в децибелах, причем ее значения выражаются отношением к единичной напряженности поля, равной l *мкв/м*; для обозначения этого в дальнейшем используются угловые скобки:

$$< E > = 20 \log E [m \kappa s/m].$$
 (10-39)

Ур. (10-36) тогда примет вид:

$$<\!E\!> = <\!\!E_{o}\!> - \sum_{l=1}^{k} \delta_{l}.$$
 (10-40)

Для практического учета условий распространения достаточно знать сумму декрементов.

Там, где лучевое представление неприменимо (см. § 10-8), нельзя суммировать декременты, учнтывающие различные влияния, так как имеет место взаимодействие между смежными «рукавами». Напряженность поля в точке приема зависит здесь сложным образом от всего волнового поля. При расчете поля следует снова вернуться к волновому уравнению — ур. (10-21), так как ур. (10-40) неприменимо. Однако если расчет выполнен, то результат может быть описан с помощью результирующего декремента распространения:

$$<\!\!E\!\!>=<\!\!E_0\!\!>-\delta.$$
 (10-41)

В качестве исходной напряженности поля E_0 обычно принимается поле без учета поглощения на расстоянии, равном 1 км от передающей антенны (в соответствуюцем направлении). Все последующие данные следует понимать именно таким образом. При распространении поверхностной волны за исходное направление принимают горизонталь. Учитывается при этом лишь излученная мощность и при расчетах «без учета поглощения» принимается, что уменьшение поля обратно пропорционально расстоянию D в децибелах:

$$\langle E_0(\mathbf{D}) \rangle = \langle E_0(1 \ \kappa m) \rangle - 20 \ \text{lg } D[\kappa m]$$

$$(10-42)$$

$$\langle E_0(1 \ m) \rangle = \langle E_0(1 \ \kappa m) \rangle + 60; \quad (10-43)$$

 E_0 — обозначает поле, излученное в соответствующем направлении. Практически исходят из мощности P_A , подведенной к антенне. Излучаемая мощность зависит от P_A , коэффициента полезного действия и направленных свойств антенны (ср. § 9-7 и 9-8). Последние параметры также целесообразно выражать в децибелах по отношению к гипотетической антенне без потерь, излучающей равномерно во всех направлениях ("изотропная антенне"). Для нее

или

$$\langle E_0 \rangle = 75 + 10 \log P_A [sm].$$
 (10-44)

Часто вместо этого за исходную величину принимают напряженность поля в экваториальной плоскости ди поля

 $E_0 [MK3/M] = 5470 \sqrt{P_A [Bm]}$

 $< E_0 > = 77 + 10 \log P_A [sm].$ (10.45)

Приведенные в § 9-9 н выраженные в децибелах поправки к величине излучаемой мощности, учитывающие коэффициент полез ного действия и направленность антенн, относятся всегда к ур. (10-44). В настоящее время МККР предлагает характеризовать излучение вместо мощности произведением $DE_0(\mathbf{D})$ («с н м о м о т и в н а я с и л а»). В точке приема величина принятой мощности имеет большое значение только на очень коротких волнах, на которых определяющим является уровень внутренних помех приемника. При расчете учитывается эффективная площадь антенны *F* (см. § 9-10); мощность, извлеченная из поля *S*, равна [ур. (10-7]:

$$\mathbf{P}_{e}[6m] = (FS)[8m] = \frac{10^{-12}}{377} (F[M^{2}]) (E[M cB/M])^{2}.$$
(10-46)

Целесообразно также измерять мощность в децибелах по отношению 1 пиковатт/м² (обозначение <...>):

$$< P_e > = 10 \lg (F[m^2]) + < E > -26.$$
 (10-47)

На частотах ниже 100 Мгц, на которых становится заметным уровень внешних помех, при хороших приемниках важно лишь отношение сигнала к помехе (наименьшие значения см. § 10-19).

10-5. ОТРАЖЕНИЕ

Плоские волны, отражение Френеля. Если плоские волны в среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r1}$ (проводимость $\varkappa_1 = 0$, магнитная проницаемость $\mu_{r1} = 1$) па-

дают на плоскую поверх-

ность раздела се средой

 $\varepsilon_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r2}, x_2, (\mu_{r2} = 1)$

под углом а1 по отно-

шению к перпендикуляру к поверхности раздела, то наряду с вол-

ной, проникающей во

вторую среду, образуется отраженная волна

лежит в плоскости па-

дения и вектор Н пер-

(вертикальная поляриза-

а) Если вектор Е

к ней

(рис. 10-б) [Л. 3, 12].

пендимулярен



Рис. 10-6. Отражение и преломление.

ция), то коэффициент отражения (отношение напряженностей полей по амплитуде н фазе)

$$\mathbf{r}_{E} = \frac{(\mathbf{x}_{2} + j\omega\varepsilon_{2})\gamma_{1}\cos\alpha_{1} + \omega\varepsilon_{1}\sqrt{\gamma_{1}^{2}\sin^{2}\alpha_{1} - \gamma_{2}^{2}}}{(\mathbf{x}_{2} + j\omega\varepsilon_{2})\gamma_{1}\cos\alpha_{1} - \omega\varepsilon_{1}\sqrt{\gamma_{1}^{2}\sin^{2}\alpha_{1} - \gamma_{2}^{2}}}.$$
(10-48)

б) Если вектор *Н* лежит в плоскости падения и вектор *Е* к ней перпендикулярен (горизонтальная поляризация), то

$$\mathbf{r}_{H} = \frac{\gamma_{1} \cos \alpha_{1} - j \sqrt{\gamma_{1}^{2} \sin^{2} \alpha_{1} - \gamma_{2}^{2}}}{\gamma_{1} \cos \alpha_{1} + j \sqrt{\gamma_{1}^{2} \sin^{2} \alpha_{1} - \gamma_{2}^{2}}}; \quad (10-49)$$

$$\gamma_{1} = j \omega \sqrt[]{\varepsilon_{0} \mu_{0} \varepsilon_{r1}}; \quad \gamma_{2} = \sqrt[]{j \omega \mu_{0} \varkappa_{2}} - \omega^{2} \varepsilon_{0} \mu_{0} \varepsilon_{r2}.$$
(10-50)

При этом по определению $\mathbf{r}_{E} = \mathbf{H}_{\text{отр}}:\mathbf{H}_{\text{пад}};$ $\mathbf{r}_{H} = \mathbf{E}_{\text{отр}}:\mathbf{E}_{\text{пад}}$ и при вертикальном падении $(\mathbf{a}_{1} = 0) \mathbf{r}_{E} = -\mathbf{r}_{H}.$

Целесообразно объединить є и х в комплексную величину η:

$$\eta = \eta_r - j\eta_j = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - j \frac{x}{\omega \varepsilon_0}. \qquad (10.51)$$

Таким образом, в комплексной диэлектрической проницаемости η проводимость уже учтена [Л. 13]; если в ур. (10-48) и (10-49) заменать $\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ на η и положить x = 0, то эти

формулы останутся неизменными.

Фактически в у входит не проводимость x, x

Влякая почва действует как диэлектрик на высоких частотах, а на низких — как хороший проводник.

Прн касательном падении ($a_1 = 9J^\circ$) всегда $\mathbf{r} = -1$. Если \vec{H} поляризован в плоскости падения (\vec{E} перпендикулярен к ней), то во всех практических случаях угол поворота фази примерно равен 180° (рис. 10-7 и 10-8) [Л. 14]. Напротив, если \vec{E} поляризован в плоскости падения (\vec{H} перпендикулярен к ней) и если $\mathbf{x}_2 = 0$, то коэффициент отражения обращается в нуль при так называемом угле Брюстера a_B ; угол поворота фазы $\approx 180^\circ$ для $a_1 < a_B$ и $\approx 0^\circ$ для $a_1 > a_B$ (рис. 10-7 и 10-8).

$$\operatorname{tg} a_B = \gamma_2 / \gamma_1. \tag{10-52}$$

Если η_2 комплексно (среда 2 обладает проводимостью, $x_2 > 0$), то a_B становится комплексным; при угле падения, который соответствует действительной части a_B . величина г имеет минимальное значение. Фаза при этом изменяется, хотя и медленнее, от 180° до малого угла вблизи 0°. Чем больше мнимая часть η , тем более размытым будет минимум и тем медленнее изменение фазы (имеет место при вертикальной поляризации, см. рис. 10-7 и 10-8).

Расходимость и сходимость. Если плоские волны падают на слегка изогнутую поверхность раздела, то лучи после отражения будут расходиться, если поверхность выпуклая, и сходиться — если она вогнутая. При расчете напряженности поля при расхождении увеличивают потери, а при схождении добавляют выигрыш.

При распространении с вертикальным падением эти влияния большей частью незначительны, однако при наклонном падении ими нельзя пренебрегать. Если над поверхностью земли лежит концентрический зеркально отражающий слой, то для скользящего излучения после отражения будет наблюдаться фокусирование при возвращении лучей к земле, т. е. лучи сойдутся на окружности, расположенной



Рис. 10-7. Величина | r | и фаза ф коэффициента отражения от земли.



Рис. 10-8. Величина и фаза коэффициента отражения от моря.



Рис. 10-9. Фокусирование при скользящем излучении.

вокруг точки передачи (рис. 10-9) [Л. 15] На этой окружности и вблизи нее напряженность поля теоретически будет очень большой.

Отражение от шероховатой поверхности. Когда шероховатость достигает величины порядка длины волны, эффективный коэффициент отражения уменьшается прежде всего для малых углов падения. Чем более наклонно падение, тем короче длина волны, при которой будет становиться заметным это влияние. При более сильной шероховатости отражение станет диффузным, т. е. оно будет происходить во всех направлениях. На дециметровых волнах земля является уже заметно шероховатой, сажтиметровые волны часто отражаются диффузно [Л. 14].

10-6. ПРЕЛОМЛЕНИЕ

Преломление в ионизированной среде [Л. 44]. Электроны и ионы колеблются пол влиянием падающей волны с той же частотой, но со сдвигом по фазе. Амплитуда легких электронов гораздо больше, и действие тяжелых ионов можно не учитывать. Колеблюшиеся электроны создают сдвинутое по фазе вторичное излучение, которое входит в результирующую волну. В итоге фазовая скорость увеличивается, так же как и длина волны; групповая скорость уменьшается.

Дисперсионная формула определяет действующую диэлектрическую проницаемость

$$\epsilon_r = n^2 = 1 - \left(\frac{e/m}{4\pi^2 \epsilon_0}\right) \frac{N}{f^2} = 1 - \frac{f_0^2}{f^2};$$
 (10-53)

$$(f_0[Mzy])^2 = 0,806 \cdot 10^{-10} (N[1/m^3]), (10-54)$$

- где *е* заряд электрона;
 - т масса электрона. Показатель преломления п тем меньше единицы, чем ниже частота f или чем больше электронная концентрация;
 - №f₀— частота плазмы.

Магнитное поле земли отклоняет электроны от направления, соответствующего направлению колебаний волны. Их траектория становнтся эллиптической. Вторичное излучение также изменяет поляризацию волны. В общем случае при распространении в связи с явлением двойного лучепреломления наблюдаются две поляризации соответственно двум лучам: обыкновенному (о-луч) и необыкновенному (х-луч). Комплексный показатель преломления, учитывающий преломление и поглощение, определяется формулой Апплетона — Xартри [Л. 16]:

$$\mathbf{n}^{2} = 1 - \frac{f_{0}^{2}}{U + jV} = 1 - \frac{f_{0}^{2}}{U^{2} + V^{2}} (U - jV); \quad (10-55)$$

$$U + jV = f^{2} - jf \frac{v}{2\pi} - \frac{\frac{1}{2} \sin^{2} \theta f_{H}^{2} f^{2}}{f^{2} - f_{0}^{2} - jf \frac{v}{2\pi}} \pm \frac{1}{f^{2} - f_{0}^{2} - jf \frac{v}{2\pi}} \pm \frac{1}{f^{2} - f_{0}^{2} - jf \frac{v}{2\pi}} + \frac{1}{f^{2}$$

В этой формуле перед корнем знак + для обыкновенного луча, знак — для необыкновенного луча; v — число столкновений электрона с молекулами газа в секунду; θ — угол между направлением распространения и магнитным полем.

$$\mathbf{f}_{II} = \frac{eB}{2\pi m} \tag{10-56}$$

есть собственная частота электронов в магполе В (гироскопическая частота; нитном B земном магнитном поле она равна $\theta = 0$ в ур. (10-55) ≈1,3 Мгц). определяет приближенно квазипродольное распространение, $\theta = 90^{\circ}$ — квазипоперечное распространение

Преломление в неионизированных средах. Заряды, «связанные» с молекулами, также приходят в колебательное движение под действием волны. Их собственные колебания лежат в диапазоне сантиметровых, миллиметровых или более коротких волн, дисперсионная формула обычно сложная.

Преломление в атмосфере. С увеличением высоты уменьшается плотность, а с нею — показатель преломления. Фазовая скорость волн внизу меньше, чем наверху, волновые фронты наклоняются вперед, лучи изгибаются книзу. При плоских слоях для каждого луча имеет место (рис. 10-10)

$$n \sin \alpha = \text{const} = n_0 \sin \alpha_0;$$
 (10-57)

при сферических слоях (радиуса r)

n

$$ar \sin \alpha = \text{const.}$$
 (10-58)



Рис. 10-11. Дальность действия при преломлении.

Рис. 10-10. Преломление,

Дальность оптической видимости за счет преломления увеличивается (рис. 10-11; см. § 10-12).

Отражение в преломляющих слоях. Кривизна лучей может быть такой большой, что они, как после отражения, направляются от слоя вниз (рис. 10-12).



Рис. 10-12. Преломление с поворотом траектории луча.

Условие отражения в вершине траектории:

$$n_r = n_0 \sin \alpha_0. \tag{10-59}$$

Отражение происходит легче при пологих лучах, чем при крутых. В тропосфере ($n \approx 1$) отражаются только очень пологие лучи (см. § 10-12), в ионосфере отражение зависит от частоты, иногда отражаются даже лучи, падающие вертикально (см. § 10-13).

Атмосферные волноводы. Если на некоторой высоте наблюдается максимум *n*, то выше и ниже этого максимума пологие лучи загибаются обратно и волнообразно скользят около него (рис. 10-13). Волновод ведет пологие лучи (см. § 10-12).



Рис. 10-13. Распроскранение лучей в волноводе (ε — диэлектрическая проницаемость).



Рис. 10-14. Идеализированный плоский волновод.

Также и между землей и областью резкого уменьшения є образуется волновод (Л. 14]. Пологие лучи отражаются от этой неоднородности (ур. (10-59)] и над волноводом образуется зона молчания (мертвая зона) (рис. 10-14). В волиовод проникает тем больше энергии, чем он выше и чем короче длина волны [Л. 8] (см. § 10-8 и 10-12, а также рис. 10-57).

10-7. ПОГЛОЩЕНИЕ

Потери энергии вызываются:

Проводимостью земли. Вихревые токи поглощают энергию, рис. 10-46.

Молекулярным поглощением в диэлектрике при собственной частоте в области сантиметровых и миллиметровых волн (рис. 10-47).

Рассеянием, прежде всего дождевыми каплями и каплями тумана. Чем больше капли по сравнению с длиной волны, тем больше потери за счет рассеяния во всех направлениях (рэлеевское рассеяние), которое возрастает пропорционально f^4 . Эффективное поперечное сечение σ рассеивающей сферы (радиуса $a \ll \lambda$) [Л. 10]

$$\sigma = 4\pi a^2 \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^4 \left(\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2}\right)^2. \quad (10-60)$$

Небольшое рассеяние происходит также тогда, когда наблюдается местное изменение показателя преломления, например, из-за турбулентности.

В ионизированных средах из-за столкновений колеблющихся электронов с молекулами. Потеря энергии возрастает с увеличением числа столкновений за период в соответствии с мнимой частью ур. (10-55). Уменьшение напряженности поля происходит по закону $e^{-\alpha z}$ с коэффициентом затухания

$$a = \frac{\pi f_0^2}{c f n_e} \cdot \frac{-V}{V^2 + V^2}, \qquad (10-61)$$

где с — скорость света. При определении затухания обычно применимо квазипродольное приближение (при числе столкновеный v ≪ j):

$$\alpha = -\frac{1,343 \cdot 10^{-13}}{|n|} \left(N \left[\frac{1}{m^3} \right] \right) \frac{v[Mzu]}{[(f \pm f_L)[Mzu]]^2};$$
$$f_L = \cos \theta f_H = \frac{eB}{2\pi m} \cos \theta. \qquad (10\text{-}62)$$

Затухание быстро уменьшается с возрастанием рабочей частоты. х-луч (см. § 10-6) поглощается значительно сильнее (нижний знак, т. е. минус), особенно вблизи гироскопической частоты f_H (\approx 1,3 *Мац*). Напряженность поля обычно рассчитывают для более выгодного *о*-луча.

Люксембургским эффектом называют взаимную модуляцию (перекрестную модуляцию) волн в ионосфере (при мощных передатчиках и в диапазоне гекто- и километровых волн). Большая амплитуда колебаний электронов повышает вероятность столкновений в соответствии с модуляцией, что вызывает модуляцию затуханием других волн [Л. 17, 18].

10-8. ДИФРАКЦИЯ

При препятствиях размером в небольшое число длин волн волны их огибают. При бо́льших препятствиях наблюдается тень с нерезкой границей. Горы являются заметными препятствиями уже для километровых волн, здания — для метровых волн, деревья для дециметровых волн. Чем короче длина волны, тем резче граница тени [Л. 12].

На земном шаре также наблюдается тень. За счет дифракции поле проникает, постепенно уменьшаясь, в область тени тем глубже, чем длиннее волна (рис. 10-15) [Л. 8], т. н. «поверхностная волна». Чем выше над землей расположены передатчик и приемник, тем больше напряженность поля (высотный множитель). Строгий расчет дифракции на земном шаре дан в [Л. 8, 19]. Для расчета поле в теневой области представляется в виде ряда волн, которые приближенно могут быть описаны так: в зависимости от г (по направлению вверх) они возрастают по сравнению с величинами, соответствующими границе тени; в зависимости от в они имеют вид [Л. 5]:

$$\Pi \sim \frac{1}{V \sin \vartheta} \exp\left(-\gamma_{0} r_{0} \vartheta\right) \times \\ \times \exp\left(-\vartheta^{3} \frac{\cos t}{\lambda} \vartheta\right), \qquad (10-63)$$

где r. — радиус Земли;

*г*₀^θ — расстояние между передатчиком и приемником по поверхности Земли.



Рис. 10-15. Зависимость дифракции от длины волны (для средней почвы).

С увеличением расстояния (Ф) поле в области тени уменьшается экспоненциально. В области прямой видимости приложима геометрическая оптика, т. е. сложение прямой волны от передатчика и волны, отраженной от земли; при точном расчете в величине коэффициента отражения нужно учитывать кривизну земли (см. § 10-10).

Атмосферные волиоводы (рис. 10-13 и 10-14) часто настолько узки, что лучевая оптика (см. § 10-6) неприложима. В волноводах существуют волны, энергия которых может быть значительной только на частотах, превышающих критическую частоту (см. § 5-4) [Л. 20]. Если верхняя граница волновода ограничена скачкообразным изменением значения ε_r на $\Delta \varepsilon_r$, происходящим на высоте h, то волновод действует при условии

$$\lambda < 4h \sqrt{\Delta \varepsilon_r}, \qquad (10-64)$$

На более коротких волнах напряженность поля очень медленно уменьшается пропорционально 1/V D, и в этом случае поле в волноводе намного превышает поля, наблюдаемые при всех других видах распространения [Л. 8].

10-9. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

Если излучение достигает какой-либо точки по двум различным путям, то усиление поля получается только при благоприятном соотношении фаз. При противоположных фазах поле ослабляется и, если обе амплитуды равны, — даже обращается в нуль.

ны, — даже обращается в пуль. Только при отражении от земли соотношеминимумов и максимумов сохраняются неизменными (см. § 10-10). Если в отражении участвуют атмосфера или ионосфера, то соотношение фаз постоянно изменяется и колебание результирующей напряженности поля называется замиранием [Л. 21]. Колебания тем быстрее, чем выше частота и чем больше разность хода (период замирания на средних волнах — минуты, на коротких волнах — секунды). При приеме пространственных воли нужно учитывать в среднем колебания на ± 6 дб; меры борьбы: регулировка усиления, разнесенный прием. Селективное замирание (выпадание только одной части передаваемой полосы частот), частое на коротких волнах, вызывает сильное искажение модуляции.

Интерференция волн, распространяющихся различными путями, весьма мешает приему на коротких и средних волнах в ночное время. Двойное лучепреломление в ионосфере [см. ур. (10-55)] вызывает как днем, так и ночью в ращение плоскости поляризации, которое приводит к замиранию, потому что приемная антенна принимает определенную поляризацию (часто наблюдается и селективное замирание). Поляризация пространственной волны практически никогда не сохраняется и в общем случае бывает эллиптической. Небольшие изменения параметров ионосферы оказывают большое влияние. Поляризация и фаза непрерывно изменяются, поэтому базирующиеся на них навигационные методы непригодны для пространственных волн (исключением являются волны Длиной более 10 000 м).

10-10. ПОВЕРХНОСТНАЯ ВОЛНА

Формирование диаграммы направленности антенны в зоне прямой видимости. На расстояниях, много больших λ, поле создается за счет интерференции прямого и отраженного от (рис. земной поверхности лучей 10-16) (см. § 10-9). К разности фаз обоих путей добавляется скачок фазы ф при отражении. Если антенна поднята более чем на 1/2 λ над землей, то в диаграмме за счет интерференции образуются нулевые направления. При большей высоте диаграмма в вертикальной плоско» сти состоит из лепестков; их число 2h/λ возрастает с высотой h (см. рис. 10-19).



Рис. 10-16. Пути лучей.

Из-за потерь в земле диаграмма в вертикальной плоскости изменяется с расстоянием *D*. Чем больше *D*, тем относительно слабее становится поле вблизи земли, убывающее пропорционально 1/*D*² вместо 1/*D* (рис. 10-17). Поэтому диаграмма, построенная по геометри-



Рис. 10-17. Зависимость вертикальной диаграммы от расстояния. 1 — малое: 2 — среднее; 3 — большое расстояние.

ческим соображениям, имеет нуль для касательного излучения на больших расстояниях (там остается только излучение, обусловленное дифракцией, см. § 10-8). Только при бесконеч-



Рис. 10-18. Диаграмма направленности вертикально антенны длиной λ/4 при различных параметрах земли (данные табл. 10-1) [Л. 21].

-

ной проводимости земли не наблюдалось бы изменения диаграммы вблизи поверхности земли (практически лишь на длинных волнах). Затрагиваемая область углов мала в случае большой проводимости или на низких частогах, т. е. когда | q | велико [ур. (10-51)]; при плохой проводимости почвы или на высоких частотах | ц | мало и эта область велика



Рис. 10-19. Диаграмма направленности в вертикальной плоскости вертикального диполя, поднятого на 10 λ над землей (ε_r = 10) [Л. 23].

(табл. 10-1 и рис. 10-18). Огибающая диаграммы имеет четкий минимум при угле Брюстера: при более высоком подъеме уже не наблюдается нулей между лепестками (рис. 10-19). При горизонтальной поляризации влияние земли еще сильнее, чем при вертикальной поляризации (к которой относится рис. 10-18).

Таблица 10-1

Зависимость параметров земли от частоты [Л. 21]

		L. L	la:тот а [Л	1гц] при	
№ п/п.	η	х=5.10-4 [1/ом.м]	5.10- ³ [1/ом-м]	5.10- ² [1/ом·м]	г НИМ _Ю
L 2 3 4 5	7-0,3 ; 7-3 j 7-30 j 7-300 j 7-∞ j	30 3 0,3 0,03 —	300 30 3 0,3	3 000 300 30 30 30	4° 4° 2,5° 1° 0°
b	80-31	(Пресная	вода при	30 Мгц)	2, 5°

' Для угла подъема луча меньше α_{МИН} диаграмма понижается более чем на 10 дб.

Напряженность поля в зоне прямой видимости при пологом излучении приближенно равна (рис. 10-16):

$$E = \frac{E_0}{D} \left\{ 1 + |\mathbf{r}| \cos \left[\varphi + \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda} \times \left(\frac{2}{D} - \frac{\Phi}{(h_1 + h_2) r_0} \right) \right] \right\}, \quad (10-65)$$

где | r | e^{iq} — комплексный коэффициент отражения; r_o =6 370 км — земной радиус.

10-11. ДИФРАКЦИЯ У ЗЕМЛИ (ПОВЕРХНОСТНАЯ ВОЛНА)

Для однородных земли и атмосферы Ван-дер-Польи Бреммер дали полные цифровые расчеты по ур. (10-63). В последнее время МККР [Л. 22] официально рекомендовал ряд кривых для различных параметров земной поверхности (см. § 10-15); часть этих кривых приведена на рис. 10-20 ÷ ÷ 10-24.

Ввлду высоких значений е, и х для морской воды наибольшал дальность действия



Рис. 10-20. Н пряженность поля поверхностной волны (МККР. 1951), мове (на меньших расстояниях злгухание очень мало; кривая для 10 Мгц над морем приблизительно совпадает с кривой для 500 кгц на рис. 10-22).



Рис. 10-21. Напряжениость поля поверхностиой волны (МККР, 1951), сравнительно хорошая почва.

морем. Разница имеет место нал по сравнению с землей очень велика для коротких волн и меньше для длинных волн. Так ур. (10-51) изменяется пропорцио-Kak n; В x , то эффективная проводимость для иально низких частот всегда велика, а для высоких частот — всегда мала. Таким образом, земля



Рис. 10-22. Напряженность поля поверхностной волны (МККР, 1951), сравнительно хорошая почва.

для длинных волн всегда хороший проводник, а для метровых волн — почти диэлектрик (см. табл. 10-1). За счет этого частотная зависимость дифракционного поля еще усиливается и дальность действия земной волны быстро уменьшается с увеличением частоты.

Возрастание напряженности поля с высотой особенио велико на высоких частотах (рис. 10-25 для метровых волн). Оно учитывается с помощью «высот-



Рис. 10-23. Напряженность поля поверхиостной волны (МККР, 1951), почва с плохой проводнмостью.



Рис. 10-24. Напряженность поля повержностной волны (МККР, 1951), почва с плохой проводимостью.

ного множителя»; соответствующие «выигрыши», т.е. поправкик величинам напряженности поля у поверхности земли, выра-



Рис. 10-25. Влияние высоты точки приема h₂ (передатчик на поверхности земли).

женные в децибелах, показаны на рис. 10-26 для моря и на рис. 10-27 для средней почвы (данные по Пфистеру); они уже учитывают умеренную тропосферную рефракцию, см. § 10-12 [Л. 23].

Поляризация поверхностной волны при дифракции не изменяется. Поэтому поверхностная волна вполне пригодна для различных навигационных методов. Однако, на высоте в несколько λ над землей сказывается поглощение энергии в земле. Только над водной поверхностью линии напряженности электрического поля направлены почти вертикальио. При чисто диэлектрической почве они наклонены вперед и линейны. Над обычной почвой образуются эллипсы вращающегося поля В меридиональной плоскости передатчика, большая ось которых иаклонена в направлении распространения (рис. 10-28). Вследствие этого образуется нерезкий минимум напряженности поля непосредственно у поверхности земли. На большой высоте поляризация снова становится вертикальной.



Fис. 10-26. Высотные поправки напряженности поля. море [Л. 23].

Практическое применение рис. 10-20 ÷ 10-24 затрудняется тем, что параметры земли обычно известны не точно. Карты проводимости земли до сих пор только единичны. Измерение параметров эллипса вращаю-



Рис. 10-27. Высотные поправки напряженности поля, суша [Л. 23].



Рис. 10-28. Линии напряженности электрического поля над землей.

I — для бесконечной проводниости: 2 — для очень малой проводимости; 3 — для средней проводимости.

щегося поля дает возможность определить параметры земли [Л. 24]. Изменение климатических условий (влажность, мороз, растительный покров) могут значительно изменить данные (см. § 10-15).

случая распространения над сме-Для шанной поверхностью, в частности для случая пересечения морского берега, ие имеется пока вполне удовлетворительной теории [Л. 25]; применяются полуэмпирические методы. Наиболее близкие к опытным данным результаты дает метод «эквивалентного расстояния»: начиная с перехода к новой среде, используются кривые распространения для новой среды и той же мощности; при этом нулевая точка шкалы расстояний смещается так, чтобы напряженность поля сохранила свою величину (фактически при переходе земля — море наблюдается даже некоторое увеличение напряженности поля) [Л. 26].

10-12. ПРЕЛОМЛЕНИЕ В ТРОПОСФЕРЕ

Данные, приведенные в § 10-10 и 10-11, изменяются для пологих лучей за счет преломления в тропосфере (если угол подъема меньше 1,5°). Причиной этого является уменьшение плотности воздуха н содержания водяных паров с увеличением высоты, вследствие чего коэффициент преломления n уменьшается. В противоположность иоиосфере (см. § 10-13) n > 1, хотя очень мало отличается от 1; преломление невелико.

Нормальное преломление. Пользуясь уравгеометрической оптики (10-58).нением Экарт и Плендль [Л. 27] вычислили для средией влажности воздуха по ур. (10-92) траектории лучей, выходящих горизонтально на различных высотах h_{мин} (рис. 10-29). Данные охватывают все случаи, так как каждый луч идет где-либо горизонтально, а именно там, где его расстояние до центра земли минимально. (Условно включены также отрицательные значения h_{мин}; они относятся к восзодящим лучам). Рис. 10-30 показывает углы подъема, соответствующие различным высогам (по отношению к горизонтали, для тех же лучей). Если, например, надо найти луч, который имеет на высоте 4 км угол подъема 0,9°, то находят на рис. 10-30 точку а на кривой для h_{мин} = 3 000 м. Соответствующая траектория луча на рис. 10-29 имеет обозначение «3 000» и точка выхода лежит на этой траектории в а (высота 4 км).

Так как поверхность земли и лучи изогнуты в одинаковом направлении, то проще вести расчеты для прямого луча над менее изогнутой землей или даже для плоской земли и криволинейного луча. В первом случае преломление учитывается тем, что вместо радиуса земли ro вводится «эквивалентный»





Рис. 10-29. Траектории лучей для различных h_{МИН} [Л. 27].

(фиктивный) увеличенный радиус земли г, причем

$$\frac{1}{r_i} = \frac{1}{r_0} + \frac{dn}{dh}.$$
 (10-66)

Вертикальный градиент коэффициента преломления $\frac{dn}{dh}$ в общем случае отрицателен, откуда $r_f > r_{\bullet}$. Иногда в расчетах принимается среднее увеличение

$$\mathbf{r}_i = k r_0 \tag{10-67}$$

и при $k = \frac{4}{3}$ удовлетворительно учитывается среднее преломление в умеренных широтах. Таблицы значений k приведены в [Л. 14].

В Англии н США предпочитают вводить «модифицированный коэффициент преломления», по МККР — «модуль»: преломления»:

$$M = \left(n - 1 + \frac{h}{r_0}\right) \cdot 10^{\circ}, \qquad (10.68)$$

. ;

где **г**о == 6 370 км;



h — высота над уровнем моря. Если вместо $(n-1) \cdot 10^6$ применить значение M, то приближенно получается для плоской земли тот ход лучей, который имеет место в действительной атмосфере над криволинейной землей. В общем случае влияние кривизны земли сильнее, чем влияние преломления, Mс увеличением высоты возрастает и экви в алентные лучи изгибаются кверху (рис. 10-31).

Сверхрефракция. При высокой

в лажности слоев, лежащих вблизи поверхности земли, могут наступить условия, когда $\frac{dn}{dh} = -\frac{1}{r_0}$. Тогда $r_f = \infty$, кривизна земли уравновешивается преломлением (лучи, выходящие горизонтально, остаются на той же высоте над землей). В этом случае значение M постоянно. При более высокой влажности воздуха $\left| \frac{dn}{dh} \right| > \frac{1}{r_0}$ даже и лучи, уходящие



Рис. 10-31. Кривая модуля преломления М и траектории лучей, нормальные услозия преломления.

вверх под небольшим углом, будут преломляться обратно к земле. В этом случае фиктивную землю [ур. (10-66)] следует считать вогнутой. Так как подобные условия наступают только на определенных высотах, то эквивалентная картина, соответствующая ур. (10-68), вполне оправдывается. Кривая М



Рис. 10-32. Кривая модуля преломления Ми траектории лучей при сверхрефгакции.

в некоторой области высот снижается, и эквивалентные лучи изгибаются книзу (рис. 10-32) (сверхрефракция). Видно образование волновода и появление узкой «зоны молчания» (ср. рис. 10-14). Она образуется из-за отражеиия наиболее пологого излучения [ур. (10-59)] при углах подъема не более 1,5°.

Искажение диаграммы аитенны. Даже нормальное преломление оказывает влияние на реальную диаграмму антенны: вместе с геометрической границей тени нижний лепесток диаграммы изгибается книзу. Реальную



Рис. 10-33. Напряженность поля в волноводе (рис. 10-32) по Бреммеру [Л. 8].

диаграмму можно получить из геометрической путем корректирования угла подъема [Л. 27].

Ниже изогнутой границы тени имеет место дифракция (см. § 10-8). Бреммер предложил способ учета влияния преломления при дифракции [Л. 28].

Волноводы. Напряженность поля в волноводах (см. § 10-6) должна рассчитываться по методам волновой оптики (см. § 10-8). В волноводе возникают волны различных типов и условия распространения наиболее благоприятны для самых коротких волн [Л. 20]. Бреммер рассчитал ход напряженности поля (рис. 10-33) для волновода, изображенного на рис. 10-32 [Л. 8]. Для пологого излучения сантиметровых волн волновод действует почти как кабель.

10-13. ОТРАЖЕНИЕ ОТ ИОНОСФЕРЫ (ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ВОЛНА)

Служба прогноза распространения пространственных волн. Методы прогноза распространения пространственных волн, созданные во время прошедшей войны, в настоящее время еще используются одии наряду с другими, но постепенно становятся все более и более цинаковыми. Один метод разработан **в** . R. P. L. (Бюро стандартов США) (Л. 29**)**, одинаковыми. С в R. R. S. (английская радиоисследовательская станция) [Л. 30] и в І. Р. S (австралийская служба ионосферных прогнозов) [Л. 31]. Другой разрабатывался в Германии [Л. 32] и был в дальнейшем развит в S.P.I.M. (французская служба ионосферных прогнозов) [JI. 33].

Отражение от ионосферы является процессом преломления, соответствующим рис. 10-12. Если ие учитывать влияния магнитного поля земли, то можно условие отражения приведенное в ур. (10-59), переписать с помощью ур. (10-53) в виде:

$$\cos \alpha_0 = \frac{f_{0r}}{f}; \qquad (10.69)$$

$$f[Mzy] = \frac{0.898 \cdot 10^{-5}}{\cos \alpha} \sqrt{N_r [1/m^3]}. \quad (10-70)$$

где а_о — угол падения;

- f_{or} частота плазмы;
- N₇ электронная концентрация в вершине траектории луча.

В предельном случае α → 0 получается условие отражения для вертикального падения

$$f[Mzu] = f_{0r}[Mzu] = 0.898 \cdot 10^{-5} \sqrt{N_r[1/m^3]}.$$
(10-71)

Согласно ур. (10-70) и (10-71) каждому лучу (α₀) частотой f соотнаклонному С ветствует вертикальный луч с меньшей частотой f cos ao, который отражается на той же высоте. Поэтому можно рассчитать наклонные лучи по результатам вертикального зондирования [Л. 34]. [Решение получается строгое только для плоских слоев и при прелучепреломлением, небрежении Двойным ур. (10-55).] Максимум электронной концентрации слоя $N_{\text{макс}}$ определяет согласно ур. (10-71) его критическую 'частоту f_c . Волна с частотой $f < f_c$ отражается полностью; волна с частотой $f > f_c$ проходит сквозь слой, если она падает вертикально. При наклонном падении лучей (α_0) согласно ур. (10-59) полностью отражаются и более высокие частоты, вплоть до частоты, называемой «максимальная применимая частота» сокращенно МПЧ. Последняя тем выше, чем более полого направлен луч:

 $M\Pi \Psi = \frac{f_c}{\cos \alpha_0}.$ (10-72)

Порядок величин критических частот: 1) днем: слой D от 0,3 до 0,6 Mги; слой E — от 3 до 4 Mги; слой F_1 —от 4 до 6 Mги; слой F_2 —от 5 до 15 Mги; 2) ночью: слой F_2 —от 2 до 8 Mги (см. § 10-17).

Наличие «зоны молчания» при приеме пространственных волн характерно для распространения коротких волн. Так как пологие лучи отражаются лучше, чем крутые, то пространственная волна перекрывает легче большие, чем меньшие расстояния. Зона молчания расположена вблизи передатчика (рис. 10-34) в виде кольцевой областн, заключенной между радиусом действия поверхностной волны (§ 10-11) и расстоянием, на котором появляется отраженная пространственная волна («расстояние скачка»). Чем выше рабо-



Рис. 10-34. Распространение пространственных волн при различных рабочих частотах f.



Рис. 10-35. Пересчет критической частоты f_C в зависимости от расстояния (МПЧ — максимальная применимая частота для данного расстояния). Параболические модели слоев: слой Е с высотой 125 км и толщиной 50 км; четыре модели слоя F, длинная кривая для 336/96 км.

чая частота или чем ниже критическая частота, тем больше зона молчания. Путем повышения мощности преодолеть зону молчания практически иельзя. Надежность связей при использовании пространственных волн может быть обеспечена лишь путем правильного выбора рабочих частот.

Пересчет в зависимости от расстояния (МПЧ). максимальная применимая частота Максимальную применимую частоту для запо ур. даиного расстояния рассчитывают (10-72), зная критическую частоту f_c соответствующего слоя, определенную путем вертикального зондирования. Угол падения αο определяется геометрически по высоте отражения прямолинейно продолженного эквивалентного луча (рис. 10-12), которая может быть рассчитана, если известна форма слоя. Для этого имеются два различных метода: по первому методу (R. R. S. [Л. 30]) принимают слой параболическим, т. е. имеющим параболический закон изменения электронной концентрации с высотой, причем параметры (высота и толщина слоя) определяются эмпирически. Это дает возможность определить пересчетный коэффициент 1/cos α₀ в зависимости от расстояния [Л. 35]. Влияние кривизны ионосферы полностью учитывается, но двойное лучепреломление не учитывается. Рис. 10-35 действителен для стандартных форм слоев Е и F2. Кривая для слоя Е пригодна вполне; для слоя F₂ следует принимать во внимание изменение параметров. Обычно ограничиваются одним параметром (высотой слоя), второй толщина слоя — определяется из зависимости, полученной эмпирически. Бюро стандартов США [Л. 29] исходит из действительной формы слоя, которая определяется вертикальным зондированием [Л. 34]. Пересчетный коэффициент определяется по ионограмме с помощью шаблона кривых (см. § 10-17). Влияние кривизны ионосферы учитывается путем внесения поправок в шаблон.

Большинство ионосферных станций определяет таким методом для слоя F₂ и для расстояния 3 000 км коэффициент, называемый

- ;.' •...• (М-3000) F_2 . Из результатов за месяц определяется средний суточный ход коэффициента (обусловленный изменениями высоты и толщины слоя). Максимальная применимая частота для 3 000 км, называемая (МПЧ-3000), определяется по критической частоте f_c для заданного часа путем умножения ее на соответствующий коэффициент (М-3000).

(М-3000), определенным эмпирически. Номограмма рис. 10-36 позволяет определить МПЧ на требуемом расстоянии для слоя F_2 по значениям f_c и (МПЧ-3000).

Для учета двойного лучепреломления (действие магнитного поля земли) вносят поправки. Разброс значений ото дня ко дню для слоя F₂ значителен. Расчет, исходя-

Рис. 10-36. Номограмма для расчета МПЧ. Линии расстояний вертикальные. Линии частот наклонены. По критической частоте fc путем умножения ее на М-3000 определяется (МПЧ-3000). Полученное значение (взятое на линии для расстояния 3 / 00) соединить с помощью прямой бумажной кромки со значени. ем fc (взятым на линии для расстояния 0). Отсчитать МПЧ для нужного расстояния но наклонной сетке частот на пересечении кромки с линией нужного расстояния. Номограмма относится к слою F2 и обыкновенному лучу [Л. 37].



Для других расстояний Бюро стандартов применяет эталонную кривую, подобную кривым рис. 10-35, которая сдвигается так, чтобы на 3 000 км она совпала со значением щий обычно из среднемесячного значения, дает среднее значение МПЧ (которое фактически имеет место с вероятностью 50%). Бюро стандартов и английская радиоисследова-

Таблица 10-2

Пересчет МПЧ для требуемого расстояния, исходя из значения МПЧ при 3 000 км

Расстояние D [1 000 км]	1,25	1,5	1,75	2, 0	2,25	2.5	2,75	э,о	3,25	3,5	3 ,7 5
Коэффициент <u>МПЧ</u> — <i>F</i>₂—D МПЧ— <i>F</i> ₂ —3 (Э)	0,61	0,68	0,75	0,81	0,86	0,92	0,96	1,00	1,04	1,06	1,08



Рис. 10-37. Карта мира с зонами ионизация и градациями уровня помех. Распределение зон 1. W. I. E Бюро стандартов США: пунктиры с точками и с боковой штриховкой. Распределение главных зон Е и W французской службы прогнозоз: прямые 'ливин с боковой штриховкой. Зоны помех (с июня по август): пагаметр k от 2 до 4.



Рис. 10-38. Пример карты МПЧ-3000. Линин равных МПЧ [Мгц] для Европы и Африки; июнь, малая солнечная активность.



Рис. 10-39. Сетка дуг больших кругов (к рис. 10-37).

тельская станция вычитают из него 15% для полученыя надежного значения (ОРЧ — «оптимальная рабочая частота»). Французская служба прогнозов на основания эмпирических данных варырует вычет в зависимости от времени суток, года и широты.

Максимальная применимая частота на больших расстояниях. Карты ионизации дают среднемесячное значение критической частоты в зависимости от времени суток и географической широты. Они могут быть составлены для слоя Е по ур. (10-93) и табл. 10-4, для слоя F2 — исключительно на основании наблюдений. Карты издаются службами прогноза. Бюро стандартов делает различия для трех долготных зон: *W*, *I*, *E*. Французская служба прогнозов отличает две главные зоны и интерполирует между ними (рис. 10-37). Точность для разных зон очень различна, так как еще недостаточно велика сеть станций. Для пересчетного коэффициента М-3000 имеются соответствующие карты. Для больших расстояний обычно используются карты МПЧ; пример показан на рис. 10-38. Пересчет частоты в зависимости от расстояния для слоя Е производится по кривой рис. 10-35.

Путь по дуге большого круга и расстояние определяются на карте мира (рис. 10-37) путем наложения на нее сетки (рис. 10-39). На кальке отмечают интересующие точки отражения и, кроме того, нулевой меридиан. Затем накладывают кальку на соответствующую карту МПЧ (например, рис. 10-38) таким образом, чтобы нулевой меридиан совпадал с линией для 12 ч мирового времени (время по Гринвичу). Под каждой отмеченной точкой делают отсчет МПЧ, пригодный для 12 ч 00 м. Путем горизонтального перемещения кальки получают значения для других часов суток (время отсчитывается по положению нулевой отметки). Пересчет со стандартного расстояния 3 000 км на желаемое расстояние D производится с помощью коэффициентов таблицы 10-2.

Французская служба прогнозов рассматривает [Л. 36] все точки отражения. Для трассы с *p*-кратным отражением путь *D* подразделяется на 2*p* равных частей, нечетные точки деления являются точками отражения. Для каждой из них определяют МПЧ для расстояния *D/p*. Передача возможна только тогда, когда выполнено условие отражения во всех точках отражения, поэтому точка отражения с самым низким значением МПЧ является определяющей.

Бюро стандартов США [Л. 37] и английская радиоисследовательская станция учитызают две контрольные точки. При распространении за счет слоя F2 каждая контрольная точка отстоит на 2000 км от конечной точки трассы (это соответствует очень пологому излучению). Для обеих контрольных точек непосредственно картам по определяется (МПЧ-4000). Меньшее из обоих значений МПЧ является определяющим. При распространении за счет слоя Е или спорадического слоя E_c используется такой же метод, но контрольными точками на расстоянии 1 000 км от концов трассы и с МПЧ для 2000 км.

Сравнение обоих методов: метод Бюро стандартов дает немного более высокие значения МПЧ, но не уточняет пути распространения. Метод подтверждается эмпирическими данными, так как для больших расстояний МПЧ, полученная опытным путем, оказывается обычно выше, чем полученная точным расчетом. Точные наблюдения путей распростране-

ния для подобных расстояний еще отсутствуют. Новый способ расчета для расстояний свыше 10 000 км, пригодный для связи с антипредложен Гарнишмахером подами, [Л. 38]**.**

10-14. НАПРЯЖЕННОСТЬ ПОЛЯ пространственной волны И НИЖНЯЯ ГРАНИЦА ПРИМЕНИМОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Пространственная волна ослабевает прежде всего за счет двух влияний: 1) за счет уменьшения плотности энергии, обусловленного геометрической оптикой распространения; 2) за счет поглощения в слое D (только в дневное время).

В то время как фактор 1 не зависит существенно от частоты, фактор 2 уменьшается с увеличением частоты. Поэтому в общем случае напряженность поля на данной трассе уменьшается с понижением частоты. Нижняя граница применимого диапазона частот «наименьшая применимая частота» — НПЧ определяется тем, что напряженность поля сигнала уже не превышает в нужной мере уровень помех (см. § 10-19).

(французской S.P.I.M. Метод службы прогнозов) [Л. 36, 39, 40] рассматривает детально каждый из возможных путей распространения (рис. 10-40). Общая картина получается путем их наложения. Напряженность поля в какой-либо точке приема определяется исходя из E₀ в ур. (10-44). Все данные ь дальнейшем даны в децибелах.

Затухание олопределяется из геометрической оптики пути луча. Вследствие изломанного хода луча декремент затухания δι сначала растет медленно с расстоянием D, а затем — пропорционально 1g D. Сферическая форма ионосферы создает значительное повышение напряженности поля в месте приема, когда направление излучения приближается к горизонтали (фокусирование по рис. 10-9). Это существенно на больших расстояниях. Второе фокусирование наблюдается на краю зоны молчания за счет процесса преломления, но это явление не имеет значения при интересующих нас расчетах. Цифровые значения для ð, при осторожном учете фокусирования см. на рис. 10-41 [Л. 15, 36].

Поглощение δ_2 имеет значение только в течение дня, так как поглощающий слой D ночью отсутствует. Оно зависит от состоя-



Рис. 10-4). Пути распространения пространственной волны.





Рис. 10-41. Декремент затухания о, [Л. 15].

ния слоя D, от частоты и угла аD, под которым пересекается этот слой (рис. 10-42).

$$\delta_2 = \frac{pB}{(f \pm f_L)^2 \cos \alpha_D}, \qquad (10-73)$$

где p — число скачков соответствующего пути (рис. 10-40). Верхний знак относится к обыкновенному лучу, затухание которого меньше. $f_L = f_H \cos \theta$, см. ур. (10-56). Хотя f, и зависит от направления, но с достаточной точностью (для обыкновенного луча)

$$\delta_2 = \frac{pB}{(f:|Mzu|+1,2)^2 \cos \sigma_{\mathbf{p}}}.$$
 (10-74)

В характеризует состояние слоя D. Приближенный закон зависимости суточного хода от высоты Солнца:

$$B = B_0 [M z u^2]^{r} S \cos^{3/4} \chi = 430 S \cos^{3/4} \chi, \quad (10-75)$$

- где Bo нормальное поглощение, соответствующее положению Солнца в зените
 - и минимальному числу пятен; постоянная, зависящая от солнечной деятельности;
 - у зенитный угол Солнца.



Рис. 10-42. Прохождение сквозь слой D и экранирование.

Приведенное выше значение дано на основании серии английских измерений [Л. 30], откуда заимствовано также влияние цикла пятен (среднее значение)

$$S = 1 + 0.00353\overline{R}$$
, (10-76)

где R — приведенное число солнечных пятен (см. § 10-18);

R — среднегодовое число пятен.

Уравнение (10-75) действительно для нашей широты только с марта по октябрь. В зимнее время поглощение больше. Целесообразно исходить из полуденных значений. Для 50° с. ш.

$$B = 320S J_1 \left(\frac{\cos \chi}{\cos \chi_{12 \text{ yac}}}\right)^{3/4}; \qquad (10-77)$$

годовой ход J₁ показан в табл. 10-3.

Для больших расстояний ($D>3000 \, \kappa m$) следует величину pB вур. (10-74) заменить суммой подобных величин для отдельных пунктов прохождения сквозь слой D [Л. 39], т. е. $p \cos^{3/4} \chi$ заменить на

$$\frac{1}{2}\sum_{q=1}^{2p}\cos^{3/4}\chi_q,$$

откуда окончательно

$$\delta_2 = 215 \frac{S}{(f[Mzu] + 1, 2)^2 \cos \alpha_D} \sum_{q=1}^{2p} \cos^{3/4} \chi_q.$$

По географической широте φ для заданного месяца и соответствующей ему величине склонения Солнца Δ (табл. 10-4) определяется зенитный угол Солнца χ (*i* — местное время соответствующей точки в часах):

$$\cos \chi = \sin \varphi \sin \Delta - \cos \varphi \cos \Delta \cos (15^{\circ} t[u])$$

(10-79)

Время: для коротких и средних расстояний обычно берется среднее местное время для середины трассы. Для больших расстояний всегда используется мировое время (TU).

Экранирование слоем Е получается только при распространении за счет слоя F. Подобный путь пересекает слой E и может быть прегражден, если ионизация слоя Е достаточно высока [Л. 36]. Согласно ур. (10-69) слой отражает тем раньше, чем ниже частота волны и чем более полого падает луч. Часто наиболее пологие лучи отражаются от слоя Е и не могут распространяться за счет слоя F (рис. 10-42). Наоборот, при заданном расстоянии есть наиболее низкая частота, при котоеще может существовать траектория рой 1 × F. Она называется предельной частотой экранирования f_A; на более низких частотах передача за счет слоя F невозможна. Только в том случае, если рабочая частота лежит выше предельной частоты экранирования, имеет смысл определять напряженность поля при отражении от слоя F. Иначе этот путь исключается; тогда следует только рассматривать пути Е или многократ. ные пути F с крутым ходом лучей. Экранирование «вредно» для распространения, так как оно преграждает пути, которые были бы благоприятны с точки зрения затухания. Расчет предельной частоты экранирования произ. водится путем определения граничного луча соответствующего зоне молчания слоя Е. Аналогично тому, как при пересчете максимальных применимых частот, определяют коэффициент экранирования 1/cos «E (рис. 10-42)

$$f_A = \frac{f_E}{\cos \alpha_E}, \qquad (10-30)$$

где f_E - критическая частота слоя E, (10-78) ур. (10-93).

Таблица 10-3

Годовой ход поглощения

Месяц	I	11	III	IV	v	VI	VII	VIII	IX	x	хі	XII
J ₁ (S. P. I. M.)	0,82	0,84	0,90	1,10	1,20	1,22	1,21	1,16	1,02	0,78	0,75	0.78
J, (C. R. P. L.)	1,3	1,3	1,15	1,15	1.0	1.0	1.0	1,0	1,15	1,15	1,3	1.3

Таблица 10-4

	Скј	тон	ение	еC	ол	нца
--	-----	-----	------	----	----	-----

Месяц	1	II	111	١ v	v	VI	VII	VIII	IX	x	XI	XII
Склонение Δ, град	-21,2	-13,2	-2.5	+9,4	+18,6	+23.2	÷-21,6	+14,3	+3,4	-8,1	-18,2	-23,2



Рис. 10-43. Пересчет экранирования в зависимости от расстояния. Величина коэффациента $a = \sec a_E$ в зависимости от расстояния D; пунктиром — экранирование нормальным слоем E, от 10 до 1000 вм. телеграфия ($f_E = 3$ Мга, затухание B = 200 Мга²), сплошные кривые—экранирование спорадическим слоем E_c . параметр: $F_2(M = 3000) \cdot (f_{F2} \sim 2^f E_c)$ [Л. 33].

Коэффициент экранирования зависит от расстояния, которое перекрывал бы луч при отражении от слоя *F*, если бы не было экранирования. На границе зоны экранирования наступает значительное ослабление частью вследствие уменьшения плотности энергии, частью за счет селективного поглощения в слое *E*. Поэтому напряженность поля при подходе к границе экранирования падает постепенно, а не скачкообразно, и граница экранирования зависит от мощности [Л. 40] [см. рис. 10-43 (пунктирные кривые)].

Метод С. Ř. Р. L. (Бюро стандартов США) (Л. 37). Первоначально применялась полуэмпирическая формула напряженности поля без учета различня возможных путей распространения. Для больших расстояний (D>3 200 км) дается номограмма рис. 10-44. Определяющая величина:

$$A = SJ_2\overline{K}, \tag{10-81}$$

где S — влияние одиннадцатилетнего цикла солнечных пятен,

$$S = 1 + 0,005 \overline{R}.$$
 (10-82)

Число солнечных пятен \overline{K} , см. § 10-18; J_2 — годовой ход (корректировка формулы учета высоты солнца для зимних месяцев, табл. 10-3); \overline{K} — среднее значение величины K, взятое вдоль пути, причем

$$K = 0,142 + 0,858 \cos \chi \ (K \ge 0), \ (10-83)$$

экранирование не учитывается. Снижение напряженности поля за счет геометрии пути

$$\delta_1 = 28,3 \log (D [\kappa M]).$$
 (10-84)

В результате получается несколько меньшая напряженность поля, чем по методу S.P.I.M.

Для средних расстояний (400 км < D <3 200 км) вводятся два существенных отличия по сравнению с S.P.I.М.: 1) нормальное затухание B₀ (для A-1, Солнце в зените, минимум солнечных пятен) на 14% выше — 500 вместо 430 *Мгц*²; 2) фокусирование не учитывается:

$$\delta_1 = \lg (2s),$$
 (10-85)

см. рис. 10-42 (высоты отражения 105 км и 320 км).

Для малых расстояний $(D < < 400 \ \kappa m)$ снова не учитывается различие между разными путями распространения и даже не учитывается наклон луча. Значения напряженности поля, определяемые по графикам, соответствуют (для $f > 2 \ Mau$) формуле, не учитывающей расстояние,

$$\delta_2 = \frac{280A}{(f [Mzu] + 1,2)^2} \,. \tag{10-86}$$

Здесь принято чрезвычайно низкое значение нормального затухания ($B_0 = 280$ M_{24}^2). Вследствие этого получается значительное расхождение (до 30 $\partial 6$) при переходе к средним расстояниям.

I.P.S. служба Метод (австралийская ионосферных предсказаний) [Л. 31]. Ĭ.P.S. не дает никакой формулы напряженности поля, но с 1948 г. дает прогноз наименьшей применимой частоты (НПЧ) для больших расстояний. Экранирование нормальным слоем Е считается решающим. Экранирование учитывается тогда, когда соответствующая частота может достигать с помощью слоя E расстояния 1000 км. Порядок расчета: найти вдоль дуги большого круга максимум f_E по ур. (10-93), пересчитать по 10-35 на дальность скачка, равную рис 1 000 км. Найденная частота принимается равной НПЧ.

Наименьшая применимая частота (НПЧ). На практике реже интересуются значением напряженности поля, чем вопросом о возможности осуществления надежной связи. При приеме пространственных волн граница применимого диапазона частот (наименьшая применимая частота) определяется условием, чтобы сигнал, несмотря на ослабление за счет затухания и экранирования, в достаточной мере превышал уровень помех. Вследствие обоих указанных влияний при снижении частоты ухудшается возможность приема днем. Чтобы найти НПЧ, надо построить зависимость полезной напряженности поля от частоты и найти пересечение этой кривой с кривой минимальной необходимой напряженности поля. Различие методов определяется принятой величиной минимальной напряженности поля и ее частотной зависимостью.

С.R.P.L. принимает уровень атмосферных помех в дневное и ночное вре-


Рис. 10-44. Номограмма для определения напряженности поля по методу С. Р. L. (Бюро стандартов США). Излученная мощность 1 000 вл, расстояние D > 3 200 км. Определить А по ур. (10-81). Соединить расстояние D [1 000 км] на левой шкале со значением произведения А D на правой шкале с помощью прямой бумажной кромки. Пересечение этой прямой с вертикальной прямой Для соответствующей частоты определяет наклонную прямую, проходящую через точку пересечения; параметром наклонных прямых является напряженность поля $\langle E \rangle$ [Л. 37].

мя (полуэмпирические кривые) [Л. 37] в качестве минимального необходимого значения поля. Разработан графический метод расчета. Днем пересечение часто бывает нечетким, ночью же поглощение отсутствует, полезное поле постоянно, а уровень помех снижается с ростом частоты. Отсюда получается наиболее низкая применимая частота.

S.P.I.M. [Л. 36, 39] из-за помех от посторонних служб и промышленных помех принимает в дневное время значение минимальной необходимой напряженности поля $\mathcal{E}_{мин}$, не зависящее от частоты. В средних широтах и при ненаправленной антенне оно равно $1 \div 2 \ mk \beta/m$, при приеме на направленную антенну это значение ниже на величину ее коэффициента направленного действия (см. § 9-23 ÷ 9-38). НПЧ определяется расчетным путем (для обыкновенного луча) при подстановке $E_{_{MИH}}$ в ур. (10-39).

$$<\!E_{_{\rm M\,HH}}\!> = <\!E_0\!> - \delta_1 - \delta_2$$
. (10-87)

 $\langle E_0 \rangle$ определяется из ур. (10-44), $\delta_1 - из$ рис. 10-41, $\delta_2 - из$ ур. (10-73). В общем случае только δ_2 зависит от частоты. Используя ур. (10-73), определяют частоту f и получают значение НПЧ:

$$= \sqrt{\frac{\rho B}{\frac{\rho B}{\cos \alpha_D (\langle E_0 \rangle - \langle E_{\text{MHH}} \rangle - \hat{\mathbf{i}}_1)}} - f_L,$$
(10-88)

где обычно $f_L \approx 1,2$ *Мгц.* На расстояниях свыше 3 500 км используют ур. (10-78) вместо ур. (10-74):

$$H\Pi \Psi [Mzu] = \sqrt{\frac{215S}{\cos \alpha_D (\langle E_0 \rangle - \langle E_{MHH} \rangle - \delta_1)}} \sum_{q=1}^{2p} \cos^{3/4} \chi - 1,2.$$
(10-89)

Уравнение (10-88) применяется раздельно для каждого из рассматриваемых путей распространения, но действительно только в случае, если граница экранирования не лежит выше. Способ наложения различных путей см. в § 10-24. В ночное время атмосферные поме-

В ночное время атмосферные помехи имеют большее значение. Затухание и экранирование практически отпадают ($\delta_2 \approx 0$). НПЧ определяется из ур. (10-98) и (10-87) с добавлением запаса ($\approx 10 \ 06$). Исходя из новых результатов измерений [Л. 56], можно считать, что предел получается только при очень малой мощности, но ввиду плавной частотной зависимости уровня помех результат выражен не резко.

10-15. ЗЕМЛЯ

Диэлектрическая проницаемость є, и проводимость и определяют согласно ур. (10-51) отражающую способность земли. Они являются решающими как вотношении формирования диаграммы (§ 10-10), так и в отношении условий распространения дифрагированной поверхностной волны (§ 10-11). к входит в формулы не непосредственно, а в виде и/ш [ур. (10-51)] (отсюда частотная зависимость). Статические значения с, и и применимы до 30 Мгц (табл. 10-5). к земли изменяется в широких пределах в зависимости от содержания влаги (рис. 10-45) [Л. 21]. Отсюда существенная роль погоды. Наиболее значительные изменения, сопровождающиеся сильным уменьшением и, дает мороз (табл. 10-5). До 10 Мгц можно также приближенно оценить влияние растительности. При этом имеет место поглощение (более сильное во время периода озеленения).

Таблица 10-5

Диэлектрическая проницаемость и удельная проводимость

	Пределы значений		Ориентировоч- ные значения	
110488	ŧ	х [1/ом·м]	ε	х [1/ом-м]
Морская вода Пресная вода Лел Влажная почва Средняя почва Сухая почва Сухой песок (пустыня) Промерзшая почва	80 80 - 3-15 - 2-6 - -	$ \begin{array}{c} 1-5\\ 10-2-10-3\\ -10-2-10-3\\ 10-35.10-5\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\$	80 80 3 7 4 4 4 4	$ \begin{array}{r} 4 \\ 5 \cdot 10 - 3 \\ 10 - 5 \\ 10 - 2.5 \\ 10 - 3 \\ 10 - 4 \\ 10 - 5 \\ 10 - 5 \\ 10 - 5 \\ \end{array} $

Статические значения не применимы на частотах выше 300 *Мгц. с*, медленно уменьшается для земли — приблизительно до 2; для воды — согласно рис. 10-46; х быстро возрастает в диапазоне сантиметровых волн (выше 3 Ггц). Величина $\eta_j \approx \frac{\chi}{\omega}$ [ур. (10-51)] с ростом частоты сначала быстро уменьшается, а в диапазоне саитиметровых воля Даже несколько увеличивается (рис. 10-46) [Л.14].



Рис. 10-45. Влажиость и проводимость почвы (Л. 21].



Рис. 10.46. Действительная (1) и мнямая (2) части комплексной диэлектрической проницаемости η (морская вода).

Для расчета диаграмм проще применять значения коэффициентов отражения (рис. 10-7 и 10-8). Для морской воды в диапазоне метровых и дециметровых волн при малых углах имеется минимум коэффициента отражения с одновременным поворотом фазы, однако только при вертикальной поляризации [Л. 14].

10-16. ТРОПОСФЕРА

Так как є, равно квадрату коэффициента преломления *n* и обе величины приблизительно равны 1, то имеет место соотношение

$$n = V \overline{\epsilon_r} \approx 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \,. \tag{10-90}$$

Преломление зависит от давления воздуха и влажности; статические значения, применимые до диапазона сантиметровых волн:

$$(n-1) \cdot 10^{6} = \frac{\epsilon_{r} - 1}{2} \cdot 10^{6} =$$

$$= \frac{79}{T [^{\circ}K]} \left(p [миллибар] - e [миллибар] + \frac{4 800 e [миллибар]}{T [^{\circ}K]} \right)$$
(10-91)

(T -абсолютная темлература, p -барометрическое общее давление, e -парциальное давление водяного пара). Различают нормальные атмосферные условия и аномальные состояния. Для н ормальной атмосферы можно принять [Л. 27]:

$$\epsilon_r - 1 = a - b(h[\kappa M]) + c(h[\kappa M])^2$$
. (10-92)

Коэффициенты даны в табл. 10-6.

В США и Англии применяется так называемая «стандартная атмосфера» (табл. 10-7). Все данные применимы для умеренных широт. Более сильное влияние преломления следует учитывать для тропических сырых областей и прежде всего над морем. Образование в олновода объясняется тремя причинами [Л. 10, 14]:

Таблица 10-6

Коэффициенты для учета преломления в тропосфере, ур. (10-92)

Воздух	Сухой	Средней влажности		Очень влаж- ный	
		Ниже 5 км	Выше 5 км	Ниже 5 км	Выше 5 км
104-a 104-b 103-c	5,9 0,639 2,41	7,425 1,155 6,87	5 ,33 0 ,444 0,96	8,91 1,36 5,04	5,55 0,444 0,96

Таблица 10-7

Стандартная атмосфера N. A. C. A.

$\left(n-1\approx\frac{\varepsilon-1}{2}\right)$				
Высота, м	(<i>n</i> —1).10 ⁸ сухая атмосфера	(<i>n—</i> 1).10 ⁶ влажная атмосфера		
0 152 305 457 610 915 1220 1525	278 274 270 266 262 254 254 247 247	318 312,4 309 304 295,6 284 273 262		

1. Горизонтальное перемещение воздушных масс (адвекция). Если, например, теплый воздух с земли проходит над болес холодным морем, то на поверхности соприкосновения вода начинает испаряться и водяной пар медленно диффундирует вверх. При этом у поверхности воды образуются большие градиенты содержания водяного пара. Они приводят к образованию поверхностных волноводов. 2. Охлаждение земной поверхности вслед. ствие теплового излучения в ясные ночи за счет инфракрасной радиации, в то время как на некоторой высоте температура воздуха сохраняется. При этом образуется температурная инверсия (увеличение температуры с увеличением высоты; обычно имеет место понижение температуры). Теплый воздух менее плотен, чем более холодный, находящийся под ним. Между землей и областьюинверсии образуется волновод.

3. Вертикальные перемещения (сннжения) воздушных масс. В областях высокого давления воздушные массы часто перемещаются вертикально вниз, воздушный поток распространяется вниз. Обычно одни очень сухие воздушные массы редко могут образовать волновод, даже при наличии температурной инверсии. Если же в расположенных ниже влажных массах воздуха или пара над морем создается градиент содержания водяных паров, то образуются высоко расположенные волноводы (вплоть до высот 3 000 м).

Из вышесказанного следует, что метеорологические службы могут предсказывать условия погоды, которые благоприятны для сверхрефракции (ветер с земли к морю, ночное излучение, температурная инверсия). Видимо, пока еще нельзя осуществить непосредственный прогноз чоказателя преломления (т. е. М-профиля) по метеорологичеческим данным. Однако по ур. (10-91) и (10-68) можно рассчитать М-профиль на основании мгновенных значений давления, температуры и влажности, определяемых подъемом зондов или при полетах самолетов. Имеются и графические методы: [Л. 41—43].

На статическую диэлектрическую проницаемость воздуха мало влияют туман и



Рис. 10-47. Затухание в атмосфере как функция частоты.

I -водяной пар н кислород (Ван Флик); 2 -умеренный дожль (6 ми/ч); 3 -сильный дождь (20 ми/ч); 4 -ливень (13 ми/ч); 5 -гуман или облака [Л. 14].

[Разд. 10

дождь. Решающим является содержание водяного пара. Если бы весь водяной пар влажной атмосферы выпал в виде капель, тумана, то средняя преломляющая способность, обусловленная влагой, снизилась бы на 1/10 и еще больше при выпадении водяного пара в виде ледяных кристаллов. Следовательно, наибольшее преломление получается при сыром теплом воздухе. За счет турбулентного вихревого движения в воздухе образуются микрозоны неоднородности, имеющие небольшое различие в ε_{r} ; диаметр их колеблется от 10 см при нестабильных условиях.

Поглощение в кислороде, водяном паре и при дожде см. § 10-7 и рис. 10-47. Там приведены также данные для облаков и тумана [Л. 10, 14].

10-17. СЛОИ ИОНОСФЕРЫ

Литература: [Л. 44-46]. В верхней атмосфере существуют ионизированные слои, которые содержат большое число свободных электронов и положительных ионов. Ионизация происходит в основном за счет фотоэффекта (влияние коротковолнового ультрафиолетового излучения солнца, которое полностью поглощается в верхней атмосфере). Ввиду небольшой плотности воздуха рекомбинация зарядов происходит очень медленно, так что устанавливается равновесие с высоким значеионизации. В наиболее высоком слое нием ионизация исчезает настолько медленно, что в течение всей ночи существует остаточная ионизация.

Электронная концентрация может быть определена с помощью вертикального зондирования. Днем образуются три слоя: слой D на высоте от 70 до 90 км, слой E — от 90 до 150 км и слой F — от 190 до 500 км (рис. 10-48) (слой F летом разделяется; нижняя область до небольшого уступа называется F_1 , верхняя главная область называется F_2). Кроме того, часто образуется

Рис. 10-48. Ионосфера в летний день (максимум пятен). Электронная концентрация N в зависимости от высоты z. спорадический слой $E_{\rm c}$ толщиной всего в несколько километров; он является прослойкой в нормальном слое E. Число столкновений электронов с молекулами газа в секунду порядка 10^6 — в слое D, 10^4 — в слое E, 200 в слое F_2 .

Основой для прогнозов служат данные наблюдений ионосферных станций. При составлении прогнозов рассматриваются влияния трех основных факторов: времени суток t, сезона и одиннадцатилетного цикла солнечных пятен. Приведенные ниже закономерности действительны, но с весьма различными диапазонами разбросов [Л. 47, 48].

Слой *D* ионизирован совсем слабо, так что короткие волны от него не отражаются, но хорошо отражаются длинные волны. Измеряется и учитывается влияние поглощения в нем; слой существует только в дневное время; поглощение быстро колеблется.

Нормальный слой E весьма точно следует за высотой Солнца χ (зенитный угол Солнца). Критическая частота

$$F_E[Mz_{\mu}] = (3.4 \pm 0.0055\overline{R}) \cos^{0.3}\gamma, (10.93)$$

где R — скользящее среднее значение числа солнечных пятен за год (см. § 10-18). Рассеяние измеряемых значений очень невелико (± 0,6%). χ определяется из ур. (10-79), а Δ — по табл. 10-4. Слой существует только в дневное время, его максимум лежит на высоте 125 км.

Слой F₁ следует аналогичному закону:

$$f_{F_1}[Mzu] = (4,3 + 0,011\overline{R})\cos^{0.2}\chi.$$
 (10-94)

Рассеяние порядка \pm 10%. Слой наблюдается в средних широтах только в летние дни, вблизи экватора—ежедневно. Имеет значение для распространения только в период минимума пятен

Слой F₂ не следует никакому простому закону. Суточный ход очень различен в зави-



Рис. 10-49. Суточный хол критической частоты слоя F₂. Минимум солнечных пятен 1944 г. (станция Кохель). Максимум солнечных пятен 1948 г. (станция Фрейбург).

1 — январь 1944; 2 — яюнь 1944; 3 — январь 1948; 4 — яюнь 1948.

симости от сезона, широты И долготы (см. § 10-18). На нашей широте разница между летом и зимой резко выражена. Эмпирически полученные кривые (рис. 10-49) являются основой для прогнозов. Наблюдаются значительные изменения в зависимости от цикла солчечных пятен. Колебания ото дня ко дню до ±20% (пределы рассеяния). Слой существует днем и ночью, наименьшая ионизация имеет место незадолго перед восходом Солнца, наибольшая — обычно вскоре после полудня. Распределение по земному шару (среднемесячные значения) определяется по картам ионизации, построенным на основании эмпирических данных (ср. рис. 10-38). Слой F2 в первую очередь определяет условия распространения.

Спорадический слой $E_{\rm c}$ появляется совершенно нерегулярно во времени и территориально. Длительность его существования иногда исчисляется только минутами, но большей частью — часами; более или менее однороден самое большее на протяжении 100 км. Не имеется никакого влиянияцикла солнечных пятен, а в отдельных случаях — также и высоты Солнца. Только статистически может быть определен суточный ход (максимум в полуденное время или после полудня, минимум перед восходом Солнца) с чрезвычайн большим рассеянием.

Нарушения. Полные замирания сигналов [Л. 44, 49] наблюдаются при чрезвычайно повышенном поглощении в слое D; пространственная волна при сильном поглощении исчезает полностью, а при более слабом — кроме самых высоких частог. Длительность нарушений от 10 до 60 мин, начало внезапное, восстановление постепенное. Явление вызывается извержением на Солнце и наступает одновременно на всей освещенной половине земли. Прогноз невозможен. Частота появления: в максимуме пятен почти ежедневно, в минимуме — очень редко.

Магнитные бури вызываются KODпускулярным излучением Солнца, которое проникает в кольцевую область вокруг магнитного полюса. Следствия: появление полярных сиячий, ионизация слоев Е и D и атмосферные токи в зонах полярных сияний, исчезновение слоя F2 до средних широт. На средних широтах снижается критическая частота и возрастает высота слоя F2; в результате получается большое снижение МПЧ — F2 и невозможность использования обычного диапазона частот. Длительность нарушения два-три дня; обычно в ночное время более сильное влияние. Мера борьбы: переход на более низкие частоты. Возможен краткосрочный прогноз. Механизм явления детально еще неизвестен.

10-18. ПРОГНОЗ ИОНОСФЕРНЫХ Данных

Литература: [Л. 36, 37, 44]. Прогноз основных параметров слоев ионосферы базируется на анализе предыдущих наблюдений. Для всех слоев наблюдается зависимость от времени суток и года, а также от географической широты (см. § 10-17). Все слои, кроме



Рис. 10-50 Число солнечных ияген (среднее годовое) с 1749 г.

слоя $E_{\rm c}$, подвержены влиянию цикла солнечных пятен и тем сильнее, чем больше их высота.

Одиннадцатилетний цикл солнечных пятен 1.7. 50] наблюдается уже в течение 200 лет; пятна считаются по методике Цюрихской обсерватории. Их число, так называемое «приведенное число солнечных пятен R», колеблется с периодом около 11 лет, имея быстрое нарастание и медленный спад; однако периоды бывают различной длительности, а максимумы различно высеки. Песледний максимум в 1948 г. был необычно высок (рис. 10-50).

Прогноз цикла [Л. 51, 52] возможен только статистическими методами. По данным статистики следует ожидать крутой полъем до высокого максимума в 1958—1959 гг. Механизм явления точно еще неизвестен и точность прогноза небольшая. Несмотря на это, приходится использовать прогноз пятен, так как период непосредственных наблюдений ионосферы очень короток.

Долгосрочные прогнозы Для няжних слоев. Поглощение в слое D удивительно точно следует за числом пятен (если для обенх величин определяется скользящее среднее за год). Эмпирически полученные зависимости основаны на наблюдениях в средних широтах [см. ур. (10-76)]. Также и для слоев Е и F₁ наблюдается тесная связь между критической частотой и числом солнечных пятен, причем изменение в пределах цикла не очень велико с показыва-[см. ур. (10-93) и (10-94)]. Слой ет, кроме других нерегулярностей, колебания ИЗ ГОДА В ГОД; ЗАВИСИМОСТИ ОТ СОЛНЕЧНЫХ ПЯтен по-видимому не существует.

Долгосрочные прогнозы для слоя F₂ Бюро стандартов США [Л. 37] определяет корреляцию между изменениями критической частоты и солнечных пятен. Для ряда моментов времени (например, 00, 06, 12 и 18 ч) определяется «скользящее среднее значение» за 12 мес. (среднее из каждых 12 среднемесячных значений, следующих друг за другом). Зависимость от определенного таким же способом усредненного числа солнечных пятен R — почти линейная. На основании прогноза цикла определяются критические частоты для данных моментов времени, сначала только скользящие среднегодовые значения. После этого учитывается регулярный годовой ход согласно эмпирически полученным кривым. При этом необходимо знать параметры корреляционных прямых для каждого момента времени и для каждой станции. Для точного нанесения кривой нужно иметь данные для большого числа моментов времени (например, для двенадцати). Французская служба ионосферных прогнозов использует метод характеристических чисел [Л. 36, 44]. По кривым среднемесячных значений критической частоты определяется среднее значение квадрата критической частоты; характеристическое число

$$Q = \frac{1}{24} \sum_{t=00}^{23} [f_{cF_2}(t)]^2, \qquad (10-95)$$

где $f_{cF_3}(t)$ — критическая частота (обыкновенный луч) для часа t. Q пропорционально среднесуточной величине электронной концентрации в середине слоя. Из ряда характеристических чисел для каждой станции определяется скользящее среднее значение за год.

 \overline{Q} хорошо и линейно коррелируется с \overline{R} [J,53]. Из наблюдений в течение многих лет определяют статистический годовой ход J. В общем, для каждой станции

$$Q = \overline{Q} J W. \tag{10.96}$$

₩ учитывает иерегулярные колебания, вызванные нерегулярностями солнечного излучения (0,8 < 🕊 < 1,2). Для прогноза принимают $W = 1; \ \overline{Q}$ определяется на основании его связи с прогнозированным R; J — известно. Если таким образом составлен прогноз для Q, а Q' — значение, полученное из наблюдений в соответствующем месяце предшествующего года, то критическая частота (кривая суточного хода) за прошлый год \overline{Q} <u>.</u>. Систематические изумиожается на 🗸 менения кривой в интервале между минимумом и максимумом пятен учитываются добавочно только тогда, когда дается просноз на несколько лет.

Сыстематические изменения высоты происходят с периодичностью цикла пятен. Наибольшее значение имеет изменение величины (М-3000) F₂: уменьшение с возрастанием числа пятен. Метод прогноза см. [Л. 54].

10-19. ВНЕШНИЙ УРОВЕНЬ ПОМЕХ

Возможность передачи сообщений с уменьшением мошности, приходящей в место приема, ограничивается тепловыми шумами в контурах и шумом в лампах (так называемым внутренным уровнем помех). На частотах ниже примерно 100 *Мац* этот предел обычно не достигается, так как внешние помехи имеют более высокий уровень.

Атмосферные помехи создаются преимущественно за счет разрядов молний во время гроз. Отдельные апериодические импульсы тока длятся несколько десятков мксек; при этом образуется слектр частот, максимум которого лежит вблизи 10 кги; на более высоких частотах энергия помех быстро уменьшается. Все же спектр атмосферных помех в месте приема зависит главным образом от условий распространения; форма и интенсияность помех значительно меняются в зависимости от времени суток и диапазона волн. Также различны расстояния и направления их прихода. Центры тропических гроз (см.

рис. 10-37) играют наибольшую роль на сверхдлинных волнах (§ 10-27); они оказывают влияние и в диапазонах длинных и средних волн (§ 10-26 и 10-25), но только в ночное время. В дневное время на этих диапазонах преобладает поверхностная волна (на расстояниях от 500 до 1 000 км). На коротких волнах. преобладающее значение имеет пространственная волна: в ночное время наблюдается равномерное снижение уровня помех с повышением частоты до значения МПЧ-4000 (см. § 10-13), выше которого пространственная волна исчезает; образуются большие «зоны молчания» (§ 10-13). В дневное время на частотах околе 7 Мгц уровень помех снижается за счет поглощения в ионосфере (дальность распространения атмосферных помех ограничена, см. § 10-24), затем с повышением частоты следует размытый максимум помех с большими дальностями прихода перед МПЧ; последняя лежит между 20 и 40 *Мгц* (соответственно минимуму или максимуму солнечных пятен, см. § 10-18).

Значительные колебания грозовой деятельности в зависимости от времени суток и времени года накладываются на изменения, вызываемые условиями распространения. Ha сверхдлинных волнах результирующий суточный ход слабо выражен; на длинных волнах при небольших дневных значениях могут наблюдаться глубокие минимумы во время сумерек [Л. 21, 55]. На средних волнах за счет поглощения в ионосфере дневные значения гораздо ниже ночиых (примерно на 20 дб). В диапазоне коротких волн разница становится постепенно меньше, и на частотах выше 20 Мгц дневные значения становятся большими. На всех частотах наибольшие значения наблюдаются в летнее время (усиленная грозовая деятельность); к зиме имеет место снижение на 20 ÷ 30 дб на средних и длинных волнах [Л. 55].

Количественная оценка атмосферных помех затруднена, так как пиковые значения очень высоки. Практически указывается необходимая для разборчивого приема напряженность поля сигнала («медианное значение», достаточное в течение 50% времени, «верхний дециль» — значение, достаточное в 90% времени; разница между этими двумя значениями равна около 10 дб на коротких волнах и свыше 20 дб на длинных волнах). Принятая энергия помех растет с увелиэффективной полосы пропускания. чением Приводимые ниже данные относятся к радиотелеграфной слуховой связи; при радиотелефонии их следует увеличивать на 18 дб, при радиовещании — увеличивать на 32 дб.

В летние ночи (в средних широтах) для верхнего дециля приближенно можно принять (в дб относительно 1 *мкв/м*):

$$<\!\!E_{atm}\!\!> = 85 - 45 V \overline{|g(f[10 \kappa \epsilon u]);} f < 1 M \epsilon u.$$
(10-97)

Для диапазона коротких волн имеется серия американских кривых [Л. 37], которая согласно новым английским измерениям должна быть откорректирована [Л. 56]. Средние значения уровня атмосферных помех для За-



Рис. 10-51. Уровень атмосферных помех (Европа) согласно английским измерениям [Л. 30].

падной Европы [Л. 56] показаны на рис. 10-51; вероятно, имеется некоторое изменение в течение цикла солнечных пятен. Уровень помех возрастает по мере приближения к экватору; он оценивается параметром k (см. рис. 10-37). Для Европы k = 2-2.5, в тропических грозовых центрах k > 4. Увеличению k от 2 до 4 соответствует повышение уровня на 12-20 $\partial 6$. Значения для ночного времени (верхний дециль) уменьшаются приблизительно линейно с частотой. Наибольшие значения уровня помех

$$\langle E_{aTM} \rangle = a - bf[Mzu]; 2,5 \langle f[Mzu] \rangle < 15.$$

(10.98)

В Западной Европе (50° с. ш.):

96	Лето	Зима	
a	11	0	
b	1,2	●,7	

Индустриальные помехи возникают при искрении (колебания дуги) коллекторов моторов, контактов выключателей, систем зажигания автомобилей и т. д. Их амплитуда сильно зависит от местных условий (степени индустриализации, интенсивности движения и мер борьбы с помехами), а также от энергоснабжения, так как значительная часть помех распространяется по электросети. Измерений уровня немного: в США на средних волнах от 24 до 40 дб относительно 1 мкв/м (верхний дециль) для городов с населением от 1 000 до 1 000 000 чел. и при полосе пропускания 9 кги [Л. 57]. На коротких волнах в дневное время атмосферные помехи настолько слабо ощутимы, что большей частью основными являются промышленные помехи [Л. 58].

МККР рекомендует считать нижним пределом напряженности поля полезного сигнала 1 *мкв/м* (0 *dб*) (слуховая телеграфная связь, ненаправленная антенна). На метровых волнах основными являются помехи от транспорта, если они не устранены. Боковые полосы соседних передатчиков создают также заметные помехи, особенно в ночное время.

Космический шум обусловлен звездами и достигает земли только на частотах, превышающих критическую частоту слоя F_2 (см. § 10-13). Практически он важен только на частотах, превышающих частоты атмосферных помех (20—40 *Мгц*). При ненаправленной антенне (условия приема обычного радиотелеграфа) [Л. 37]

$$< E_{\text{KOCM}} > = -12 - 10 \, \text{lg (f [M24]);}$$

 $18 < f [M24] < 160.$ (10-99)

Излучение, создающее помехи, исходит от дискретных источников (радиозвезд), расположение которых может быть определено ради ои нтерферометрами [Л. 59, 60]. Основная слагающая космического шума исходит из середины Млечного Пути. При направленном приеме в этом направлении наблюдается широкий максимум. При ненаправленной антенне за счет вращения земли наблюдается суточный ход с максимумом около 21 и звездного времени и с амплитудой от 10 до 20 дб.

В то время как излучение Млечного Пути (галактическое) уменьшается с возрастанием частоты, радиоизлучение «спокойного» Солнца увеличивается [Л. 61, 62]. Однако оно имеет значение только в случае антенны, направленной на Солнце. При извержениях на Солнце (§ 10-17) наблюдается резкое увеличение излучения шума; его интенсивность становится больше интенсивности галактического шума и медленно уменьшается с увеличением частоты.

10-20. МИЛЛИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ (30-300 Ггц)

Миллиметровые волны используются исключительно в зоне прямой видимости. Применение их еще редко.

При распространении имеют место оптические закономерности. Наблюдается совершенно диффузное отражение от земли и различных предметов. Резко очерчены геометрические тени; применима лучевая оптика.

Поглощение в атмосфере и рассеяние сильно влияют на иапряженность поля (рис. 10-47). Наиболее сильное поглощение имеет место на собствеиных частотах (§ 10-7) кислорода (60 Гец: 13 дб/км и 120 Гец: 3 дб/км). Только на частотах ниже 40 Гец поглощение меньше 0,1 дб/км.

Диффузное отражение происходит за счет рассеяния во время дождей, на облаках и в тумане; вследствие этого и за счет поглощения имеет место резкое ослабление напряжевности поля (около 10 $\partial \delta/\kappa m$), при сильном дожде — практически полное поглощение (до 30 $\partial \delta/\kappa m$) [Л. 10, 14, 63].

10-21. САНТИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ (3-30 Ггц)

Сантиметровые волны используются в 30не прямой видимости. Узкие лепестки диаграммы излучения (§ 10-10) заметны только при распространении над морем; они исчезают при распространении над землей из-за диффузного отражения от земли. Границы тени и дифракция на препятствиях рассчитываются обычно оптическими методами (зоны Френеля, спирали Корню [Л. 10]).

Напряженность поля в зоне прямой видимости в большинстве случаев может быть



Рис 10 52. Изображение ментных атмосферных осалков незадолго до урагана на экране самолетного радиолокатора, работающего на волне 3 см. Расстояние между кругами 16 км. В середине видно диффузное отражение от земли (Л. 10).

определена, как при прямом, ничем не нарушаемом распространении, т. е. по ур. (10-42), однако нужно учитывать поглощение в атмосфере (рис. 10-47), равное для влажного возду-ха около 0,01 дб/км до 10 Ггц; на 24 Ггц наблюдается резонансное поглощение в водяном паре (0,2 дб/км). Вс время дождя происходит более сильное поглощение на высоких частотах и потери за счет рэлеевского рассеяния. Частотная граница больших потерь из-за рассеяния зависит от величины и числа капель (свыше 5 Ггц при ливне, свыше 9 Ггц при дожде; декремент затухания больше 0,1 дб/км). Поглощение заметно при тумане и в облаках (рис. 10-47); декремент до 0,5 дб/км при 30 Гец. Рассеяние создает на экранах радиолокаторов отражения от облаков и атмосферных осадков (рис. 10-52), которые в настояшее время используются для метеорологических целей (Л. 10). Эффективное поперечное сечение гидрометеоров определяется yp. (10.60).

Преломление в тропосфере значительно увеличивает дальность действия (рис. 10-53). Низкие волноводы (§ 10-16) создают временами (в тропических областях иногда в течение недель) условия для необычайной дальности действия (несколько сотен километров). В этих случаях наблюдается высокая напряженность поля; пример — на рис. 10-55.

Сантиметровые волны почти всегда отражаются от земли диффузно, коэффициент отражения от местностей, покрытых растительностью, очень мал. При скользящем падении на водную поверхность они отражаются очень хорошо, особенно при горизонтальной поляризации [Л. 10].

За границей оптической видимости наблюдается быстрое уменьшение напряженности поля ввиду очень малой дифракции; соотнетственно этому высотный множитель велик (рис. 10-54). За счет рассеяния на микрозонах неоднородности атмосферы (результат турбулентности, вихри) слабое поле распространяется еще более, чем на 100 км дальше (полный декремент для 300 км около 100 дб). Это слабое рассеянное поле с расстоянием уменьшается очень медленно [Л. 64].

10-22. ДЕЦИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ (300 *Мгц* – 3 Ггц)

Дециметровые волны используются в зоне прямой видимости.

Диаграмма излучения имеет лепестки за счет интерференции прямой и отраженной от земли волн, однако минимумы нерезки из-за неровности земной поверхности. Дифракция на препятствиях, например на деревьях, заметна; здания создают тень (§ 10-8). Оптическая видимость определяется профилем местности, но увеличивается за счет преломления в тропосфере. Колебание атмосферных параметров «изгибает» диаграмму, особенно при большом подъеме антенны. Вследствие этого в зоне прямой видимости возможны замирания (из-за перемещения лепестков).

Правила для выбора места установки приведены в [Л. 65, 66]. Для наземной связи (средства передвижения, корабли) целесообразно использовать вертикальную поляризацию; для трасс, удаленных от земли, — горизонтальную поляризацию (направленная связь между высокорасположенными точками, самолеты, некоторые радиолокационные станции [Л. 22]).

Нормальное преломление учитывается путем увеличения земного радиуса на 1/3. В области тени наблюдается быстрое уменьшение напряженности поля, высотный множитель велик. Рис. 10-53 и 10-54 [Л. 14] показывают влияние преломления и дифракции при очень сухой почве ($\varkappa = 0,001$ [$1/o_{M} \cdot M$]); даваемые графиками значения примерно соответствуют значениям, получающимся без учета преломления при $\varkappa = 0,01$ [$1/o_{M} \cdot M$].



Рис. 10-53. Декремент затухания при разпространении в области гин Дифракция и среднее преломление; породатник и присоник на поверхности земли: V в р икальная, H — горизонтальная поляризация: очень сухая почва :, = 4. x=0,001 1 0 4 [Л. 14].



Рис 10-54 Высотный выигрыш к рис. 10-53. Очень сухая почва: е_г = 4; х = 0,001 [1/ом·м]; первое приближение.

Сверхбольшие дальности действия часто возможны за счет больших градиентов содержания водяного пара, особенно над морем (см. § 10-16). Волноводы (§ 10-6, 10-8, 10-12) при пологом излучении могут давать очень большую дальность действия, при благоприятных обстоятельствах более 1 000 км. Они наблюдаются часто в течение нескольких часов, а над тропическими морями даже в течение дней и недель и обусловливают значительную напряженность поля (рис. 10-55). Для умеренного климата можно оценить порядок величин по рис. 10-57 [Л. 10].

За границами областей дифракции и преломления за счет рассеяния на турбулентных неоднородностях атмосферы имеется слабое поле, которое очень медленно уменьшается с расстоянием [Л. 64]. Полный декремент порядка 100—120 дб для расстояния 300 км. Возможно, что частичное отражение в тропосфере имеет сравнимое значение [Л. 67].

Случайные кратковременные отражения от метеоров и более длительные отражения от воздушных масс появляются на экранах радиолокаторов в виде «кажущихся целей» [Л. 10].

10-23. МЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ (30—300 *М*гц)

Метровые волны используются преимущественно в зоне прямой видимости.

Диаграмма излучения обычно имеет лепестки, получающиеся за счет ингерференции прямых и отраженных от земли волн; она относительно стабильна. Влияние тени от холмов и зданий замегно уменьшено за счет дифракции.

Дальность действия D превышает границу геометрической видимости за счет дифракции и преломления в тропосфере (для самолетов на больших высотах h дальность действия равна 300—400 км). Грубая оценка оптической видимости с учетом преломления

$$D[\kappa m] = 131 \sqrt{h[\kappa m]}. \qquad (10-100)$$

Совместное влияние дифракции и среднего преломления в атмосфере для раз-



Рис 10-55. Напряженность поля в волноволе нал морем в Антигуа (Британская Вестиклия). λ=9 и 3 см; k₁-высота передатчика; h₂ — высота приемника [Л. 10].

иых дальностей по Пфистеру показано на рис. 10-56 [Л. 23].

Преломление зависит от условий погоды; обзор приведен в [Л. 68]. При наличии инверсии (§ 10-16) и над тропическими морями наблюдается значительное увеличение дальности действия (§ 10-12). Волноводы играют роль только на наиболее коротких из метровых волн. Ориентировочные данные по сверхрефракции приведены на рис. 10-57 [Л. 22]. Метровые волны редко отражаются от ионосферы, и только на больших расстояниях [Л. 69]:

1) за счет отражения от слоя F_2 на расстоянии 3000 км и более, главным образом в зимние дни. В средних широтах только в максимуме цикла солнечных пятен; в зимние дни часто до 40 *Мги*, наивысшее значение 55 *Мги*. В тропиках до 60 *Мги*;

2) за счет отръжения от спораднческого слоя $E_{\rm c}$ на расстояниях от 1 500 до 2 400 км, главным образом в летнее время, очень нерегулярно, иногда часами (§ 10-17). Для навигационных целей подобные отражения нежелательны. Вероятность явления уменьщается



Рис. 10-56. Напояженность поля поверхностной волны с учетом среднего преломления в атмосфере над сушей (ε_r =10; х = 0,005 1/ом.ж), по Пфистеру [Л. 23].



Рис. 10-57 Напряженность поля при сверхрефракции (1 и 10% времени); (Е₀)==110. любая поляризация [Л. 22].

с возрастаннем частоты; в летние дни вероятность равна [Л. 70]:

$$\frac{30 \ 40 \ 50 \ 60 \ - \ 80 \ M^2 u}{28 \ 6 \ 1.5 \ 1 \ \%}$$

3) за счет очень слабого рассеяния на турбулентных неоднородностях ионосферы (расстояния от 1 000 до 2 000 км, полный декремент около 140 дб) [Л. 71, 72].

10-24. КОРОТКИЕ ВОЛНЫ (ДЕКАМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ, 3-30 *М*гц)

Эти волны вследствие наличия отраженной пространственной волны имеют наиболее важное значение для дальней связи (до самых больших расстояний) [Л. 21, 37, 44, 73].

Дальность действия поверхиостной волны приблизительно в пределах 10—100 км. рис. 10-20—10-24; влияние преломления в тропосфере на частотах свыше 10 Мгц показано на рис. 10-56.

Связь в основном обеспечивается за счет пространственной волны, отраженной от ноносферы. Необходимо соблюдение следующих условий. 1 — условие отражения: преломление в слое Е или F должно быть достаточным для отражения; выполняется, когда рабочая частота ниже максимальной применимой частоты (МПЧ) (§ 10-13); 2 — условие напряженности поля: напряженность поля должна иметь достаточную величину, несмотря на поглощение в слое D; выполняется, когда рабочая частота выше границы, обусловленной поглошением, т. е. наименьшей применимой частоты (НПЧ) (§ 10-14). Этими условиями определяются верхняя и нижняя границы при менимого диапазона частот. При фиксированной частоте обычно имеется кольцевая зона, в которой возможен прием пространственной волны; внутренняя ее граница определяется условием преломления («зона молчания», § 10-13), внешняя — поглощением. При низких частотах зона молчания



Рис. 10-58. Составление прогиоза распространения пространственной волны [Л. 33].

исчезает, при высоких частотах эта зона расширяется.

Имеют место большие количественные изменения в зависимости от времени суток, сезона и в пределах одиннадцатилетиего цикла солнечных пятен. Для успешного применения коротких волн необходимо использование ионосферных прогнозов (§ 10-18) [Л. 44].

Общая картина получается за счет наложения различных путей распространения.

Расстояния до 3 000 км. МПЧ и НПЧ определяются для каждого из возможных путей по прогнозированным ионосферным параметрам (§ 10-18, 10-13, 10-14). Целесообразно использовать среднее местное время для середины трассы. По опытным данным достаточно учитывать пути $1 \times F_2$, $2 \times F_2$ и $1 \times E$ (последний только до 2000 км), иногда еще и пути 3×F₂ и 2×Е (рис. 10-40). При путях с отражением от F2 следует учитывать поглощение и экранирование (§ 10-14); НПЧ в ночное время учитывается только 1 раз. Отдельные кривые, наложенные друг на друга, дают общую картину (сложение вероятностей). Статиколебания стические основных параметров сказываются на применимых диапазонах частот. Французская служба прогнозов определяет надежный диапазон частот условию 90%-ной вероятности по приема (двойная штриховка) и менее надежный — по 30%-ной вероятности приема (простая штриховка), рис. 10-58.

Расстояния свыше 3 000 км. Следует учитывать многократные огражения от слоя F_2 с различным числом скачков (рис. 10-40). Вследствие кривизны земли траектория $1 \times F_2$ не может обеспечить дальностей свыше 3 500— 4 000 км; такие же цифры максимальной дальности скачка относятся и к многократным путям. Необходимо учитывать статистические колебания и комбинации вероятностей. Пути за счет одного слоя *Е* маловероятны. Комбинированные пути за счет слоев *Е* и *F* — вероятны. (рис. 10-40). Комбинированные пути с учетом '_с должны приниматься во внимание в случае наличия экранирования слоем *D*. Детальные наблюдения пока еще скудны, но подтверждают наличие зигзагообразных путей распространения.

Влияние мощности и угла выхода. НПЧ снижается с увеличением мощности, за счет уменьшения влияния поглощения. При малой мощности решающим является поглощение, а при большой — экранирование. НПЧ большей частью определяется той траекторией, для которой границы экранирования и поглощения совпадают. При повышении мощности возможны дополнительные многократные пути, которые расширяют диапазон частот книзу.

Угол выхода возрастает с понижением частоты, так как иначе наступило бы экранирование (переход к многократным путям). При дальней связи на частотах, близких к МПЧ, углы выхода невелики, что хорошо подтверждается опытными данными [Л. 74]. При малой мощности из-за поглощения могут использоваться только траектории с малыми углами (меньшее число скачков). В ночное время одновременно наблюдаются самые различные траектории. При фиксированной частоте угол выхода изменяется в зависимости от времени суток и сезона. Вследствие этого диаграмма слишком узкая антенны в вертикальной плоскости бессмысленна. Преимуществом ромбической антенны (§ 10-27) является то, что ее угол излучения изменяется в зависимости от частоты примерно так, как этого требуют условия распространения.

МПЧ менее зависит от мощности; диапазои частот расширяется вверх при повышении мощности только за счет частичного отражения от слоя E_c . В пределах зоны молчания при очень мощных передатчиках наблюдаются нерегулярные отраженные сигналы, частично за счет рассеяния от земли с последующим отражением от ионосферы, частично — за счет рассеяния слоем t_c , с большими отклонениями от дуги большого круга. По таким путям часто распространяются частоты, значительно превышающие нормальную МПЧ. Качество приема невысокое [Л. 75].

Замирания, т. е. ослабления напряженности поля (фединги) обычны для пространственной волны, колебания часто очень глубоки ($\pm 6 \ \partial 6$ и более). Изменения тем быстрее, чем выше частота: от минут до секунд (§ 1<u>0</u>-9).

Я в'ления эхо чрезвычайно мешают дальней связи: вскоре после сигнала, прошедшего по прямому пути, приходит сигнал, прошедший по более длинной части дуги большого круга. Разница во времени около ¹/10 сек, разборчивость резко ухудшается. Наблюдается только на высоких частотах, когда передатчик и приемник находятся в полосе сумерек.

10-25. СРЕДНИЕ ВОЛНЫ (ГЕКТОМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ, 300 кгц—3 Мгц)

Используются преимущественно в зоне дифракции (так называемая поверхностная волна).

Поверхностная волна (рис. 10-20—10-24) распространяется над землей на расстояния порядка сотен километров, над морем — свыше 1 000 км. Параметры земли сильно влияют. В случае горных местностей используются данные рис. 10-23 и 10-24; при этом в долинах следует учитывать сильное экранирование. Имеет место увеличенное поглощение в городских местностях (влияние вторичных излучателей).

B дневное время на частотах ниже 1,5 Мгц пространственная волна очень сильно поглощается в слое D, за счет чего сильно ослабляется. В ночное время пространственная волна распространяется без зоны молчания и с небольшими потерями [Л. 76]. Отражение низких частот диапазона происходит на высотах от 90 до 100 км (слой Е), более высоких частот — от слоя F. Вследствие этого в ночное время достигается большая дальность действия, но имеют место сильные колебания фазы и поляризации [Л. 73]. Фазовые навигационные методы, так же как и пеленгование с помощью рамки, непригодны в ночное время; применение импульсных навигационных методов возможно.

Для определения напряженности поля в ночное время имеются только приближенные данные [Л. 77]. Согласно этим данным полный декремент в диапазоне от 150 кгц до 1.5 Мгц равен в среднем

> $\delta = 57 + 15 (D [1 000 \ \kappa m]);$ $0.5 < D [1 000 \ \kappa m] < 1.9. (10-101)$

Колебания возможны на ±6 дб.

10-26. ДЛИННЫЕ ВОЛНЫ (КИЛОМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ, 30—3 000 кги)

Большая дальность действия при значительных затратах на антенны.

Дальность действия поверхностной волны 1000 км и более (рис. 10-20—10-24). В горных местностях наблюдается небольшое экранирование, другие препятствия не играют роли.

Пространственная волна [Л. 78] поглощается в дневное время, но затухание уменьшается с понижением частоты [Л. 76]. В ночное время пространственная волна сильнее, чем земная волна, уже на расстоянии в несколько сотен километров. Потери при отражении при вертикальном падении (150 кгц): в ночное время порядка 13 $\partial \delta$, в дневное время плавный ход с максимумом 25—50 $\partial \delta$ около 13 ч; высота отражения в полдень 85 км (минимум), в ночное время свыше 90 км [Л. 79]. С уменьшением частоты наблюдается более сильное отражение на высоте 70 км в дневное время и на высоте около 90 км в ночное время (на частотах ниже 100 кгц). Частотная зависимость потерь отражении при ДЛЯ летнего дня |F = $= lg(f[10 \kappa_{24}])]$

$$\delta_{\text{потерь}} = 170F - 10.7F^2 - 10;$$

1,6 < f [10 kzu] < 10; (10-102)

для зимней ночи

 $b_{\text{notenb}} = 9F + 4; \quad 1,0 < f[10 \, \kappa z \, u] < 20. (10-103)$

Условия распространения при наклонном падении примерно такие же, как и при вертикальном падении, но на более низкой частоте; поэтому затухание пространственной волны заметно уменьшается с увеличением расстояния: в полдень 60, 40, 28 и 25 дб для расстояний, равных 0, 400, 700 и 900 км соответственно (для 100 кгц) [Л. 80].

Поляризация в дневное время определяется главным образом поверхностной волной. В ночное время сильная, круто падающая пространственная волна поляризована по кругу левым направлением вращения [Л. 78]. В ночное время наблюдаются медленные замирания из-за интерференции поверхностной и пространственной волн.

Пеленгование с помощью рамки в ночное время невозможно.

Во время периодов полных замираний (§ 10-17) высога отражения уменьшается приблизительно на 6 км и затухание значительно увеличивается, в среднем на 36 дб [Л. 78].

10-27. СВЕРХДЛИННЫЕ ВОЛНЫ (НИЖЕ 30 кги)

Эти волны обеспечивают надежное перекрытие наибольших расстояний при очень дорогих антеннах. Возможен прием под водой (в морской воде глубина проникновения порядка нескольких метров).

На всех расстояниях присутствуют поверхностная и пространственная волна [Л. 76]. Действующие высоты отражения колеблются в зависимости от высоты Солнца приблизительно от 74 км (летом, полдень) до 92 км [Л. 78]. Изменение потерь при отражении в течение суток зимой невелико: в летнее время около 6 дб (ночью) и 16,5 дб (днем) для расстояний до 300 к.м. На расстояниях свыше 400 км потери при отражении быстро уменьшаются до 10 дб в дневное время [Л. 80]. Частотная зависимость потерь при отражении дана ур. (10-102) и (10-103).

Во время периодов полных замираний (§ 10-17) высота отражения уменьшается приблизительно на 6 км. Амплитуда при крутом падении мало изменяется, а при больших расстояниях несколько увеличивается (40>>/[кгц]>16) [Л. 78]. Теория распространения должна базироваться на волновой оптике и детально еще не разработана (Л. 81—83). На частотах ниже 5 кгц поверхностную и пространственную волны уже нельзя рассматривать раздельно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sommerfeld A., Vorlesungen über theoretische Physik, Wiesbaden, 1950, III.

·2. Fischer J., Einführung in die klassische Elektrodynamik, Berlin, 1936.

3. Schumann W. O., Elektrische Wellen, München, 1948.

4. Zuhrt H., Elektromagnetische Strah-lungsfelder, Berlin, 1953.

5. Sommerfeld A., in: Frank P., Mises R. Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik, Braunschweig, 1935, 2, 2. Aufl.

6. Jahnke E., Emde F., Tafeln höherer Funktionen, Leipzig, 1948, 4. Aufl.

7. Lense J., Kugelfunktionen, Leipzig, 1949.

8. Bremmer H., Terrestrial Radio Waves, New York, 1949.

9. Magnus W., Oberhettinger F., Formeln und Sätze für die speziellen Funktionen der mathematischen Physik, Berlin, 1948, 2. Aufl.

10. Kerr D. E., Propagation of short radio waves, New York, 1951.

11. Suchy K., Ann. Phys., 1952, 6, № 11, 113-130.

12. Sommerfeld A., Vorlesungen über theoretische Physik, Wiesbaden, 1950, IV.

13. Schelkunoff S. A., Electromagnetic waves, New York, 1946.

14. Burrows C. R., Attwood S. S., Radio wave propagation, New York, 1949.

15. Rawer K., Rev. Scientifique, 1947. 85, 361; 1948, 86, 481-485, 585-600; Nature, 1950, 166, 316.

16. Appleton E. V., J. Instn. electr. Engrs, 1932, 71, 642.

17. Bailey V. A., Phil. Mag., 1937, 23, 929; 1938, 26, 425.

18. Ratcliffe J. A., Huxley L. G. H., J. Instn. electr. Engrs, 111, 1949, 96, 433.

19. Eckersley T. L., Millington G. Phil. Trans. roy. Soc., Lond., 1939. 273-309.

20. Pekeris C. L., J. Appl. Phys., 1946, **17**, 678–684, 1108–1124; 1947, **18**, 667–680.

21. Beckmann B., Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen, Leipzig, 1948, 2. Aufl.

22. Comité Consultatif International des Radiocommunications, CCIR, 1, Genève, 1951. 23. Pfister W., Mitt. Akademie Luft-fahrtiorsch., 1943, 2, 221.

24. Grossкopf J., Fernmeldetechn. Z. 1949, 2, 211-218.

25. Bremmer H., Physica, Haag, 1954, **20**, 441-460.

26. Kirke H. L., Proc. Inst. Radio Engrs., 1949, **37**, 489. 27. Eckart

27. Eckart G., Plendl H., Ergebn. exakt. Naturw., 1938, 17, 331-336; Z. Hochírequenztechn., 1938, 52, 44-48.

Η., Physica, 28. Bremmer Haag, 1948, 14, 301-318.

29. Central Radio Propagation Laboratory, Bureau of Standards, Washington 25 D. C. USA.

30. Dep. Scient. Industr. Res., Radio Research Station, Ditton Park, Slough Buks, England.

31. Ionospheric Prediction Service, Com-monwealth Obs., 16, Wylde Street, Potts Point, NSW., Australia.

32. Zentralstelle für Funkberatung, vormals Bad Vöslau b. Wien, 1943-1945.

33. Service de Prévision Ionosphérique Militaire Château de la Martinière, Saclay sur Orsay, S. et O, France.

34. Smith N., Bur. Stand. J. Res. Wash., 1937, 19, 683; Proc. Inst. Radio Engrs, 1939, 27, 332.

35. Appleton E. V., Beynon W.J.G., Proc. phys. Soc., Lond., 1940, 52, 518; 1947, **59**, 58.

36. Rawer K., Arch. elektr. Übertrag., 1951, 5, 154-167.

37. Ionospheric Radio Propagation, Circular 462, Nat. Bur. Stand., Wash., 1948.

38. Harnischmacher E., C. R. Acad. Sci., Paris 1953, 237, 1071-1073.

39. Rawer K., Wireless Engr., 1952, 29, 287-301

40. Bibl K., Rawer K., Theissen E., Nature, 1952, 169, 147—148.

41. Anderson L. J., Gossard E. E., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1953, 41, 136-139.

42. Swingle D. M., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1953, 41, 385-391.

43. Weintraub S., Electronics, 1953, 26, 182-198.

44. Rawer K., Die Ionosphäre, I. Aufl., Groningen, 1953.

45. Zenneck J., Ergebn. exakt. Naturw. 1949, 22, 263—320. 46. Mitra S. K., The upper atmosphere,

2. Aufl., Calcutta, 1952.

47. Rawer K., Tabellen zur Ionosphärenforschung, in: Linkes Taschenbuch der Meteorologie, 2, 2 Aufl., Leipzig, 1953. 48. Becker W., Dieminger W., in:

Landolt-Börnsteins Physikalisch-Chemische Tabellen, 6. Aufl., 1952, III, 718-728.

49. Beckmann B., in: Fortschritte der Hochfrequenztechnik, Leipzig, 1953, 2, 1-14.

50. Waldmeier M., Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, 1. Aufl., Leipzig, 1941.

51. Gleissberg W., Die Häufigkeit der Sonnenflecken, Berlin, 1952. 52. McNish A. G., Lincoln J. V.,

Trans. Amer. Geophys. Union, 1949, 30, 673.

53. Gallet R., Rawer K., Ann. Geophys., 1950, 6, 104-114.

54. Eyfrig R., Z. angew. Phys. 1951, 3, 96-103.

55. Survey of existing information and data on atmospheric noise level over the frequency range 1–30 Mc/s, Special report N_2 15, Radio Research Board, London, 1953. 56. Horner F., Paper RRB/C 164, Ra-dio Research Board, London, 1953. 57. Allen E. W., Union Radioscientifique

Internationale, 1950, VIII/2, 315.

58. Pawsey J. L., McReady L. L., Gardner F. F., J. Atmospher. Terrestr. Phys., 1951, 1, 261-277.

59. Van de Hulst H. C., A course in radio astronomy, Leyden, 1951.

60. Ryle M., Radio Astronomy, Progr. Phys., 1950, 13, 184-246. Rep.

61. Bolton J. G., Westfeld K. C., Austr. J. Scient. Res., 1950, 3, 19-33, 251-264;

1951, 4, 476—488. 62. Siedentopf H., Phys. Bl. 1951, 7. 442 - 452

63. Mueller G. E., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1946, 34, 181.

64. Booker H. G., Gordon W. E., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1950, 38, 401-412. 65. Norton K. A., Omberg A.

С., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1947, 35, 16. 66. Grün A., Kleinsteuber

W., Arch. elektr. Übertrag., 1949, 3, 209-219.

67. Feinstein J., J. Appl. Phys., 1951, **22**, 1292—1293.

68. V o g e J., Ann. Télécommunications

1948, 3, 155, 179, 182–208, 233–256. 69. Morgan M. G., Proc. Inst. Råd. Engrs, 1953, 41, 582–587. 70. Bennington T. W., Wireless Wld.,

1952, 58, 5–9.

71. Bailey D. K., Bateman R., Berk-ner L. V., Bocker H. G., Montgomery G. F., Parcell E. M., Salisbury W. W., Wiesner J. B., Phys. Rev. 1952, 86, 141 - 145.

72. Villars F., Weisskopf V. F., Phys. Rev., 1954, 94, 232-240.

73. Lassen H., in: Lehrbuch der drahtlosen Nachrichtentechnik, Korshenewsky, Runge, 1940, 2, 142–280.

74. Neyer H., Rawer K., Arch. elektr. Ubertrag., 1951, 5, 215-218.

75. Edwards G. F., Jansky K. G., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1941, 29, 325.

76. Comité Consultativ International des (CCIR), Gènève, 1951, Radiocommunications document 69 (United Kingdom).

77. To me, Bukarest, 1937.

78. Bracewell R. N., Budden K. G., Ratcliffe J. A., Straker T. W., Weekes K., Proc. Inst. electr. Engrs. III, 1951, 98, 221-236.

79. Benner A. H., Proc. Inst. Rad. Engrs, 1951, **39**, 186—190.

80. Weekes K., Stuart R. D., Proc. Inst. electr. Engrs, IV, 1952, 99, 1—9. 81. Wilkes M. V., Proc. roy. Soc., Lon-don, A, 1940, 175, 143; 1947, 189, 130.

82. Stanley J. P., Atmospher. Terrestr. Phys., 1950, 1, 65.

83. Budden K. G., Phil. Mag. 1951, 42, 833-850.

84. Введенский Б. Α. И Аренберг А. Г., Распространение ультракоротких радиоволн, Москва, 1938.

85. Кессених В. Н., Распространение радиоволн, Москва, 1952.

86. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л., Распространение радиоволн. Москва, 1953.

87. Справочник по радиотехнике, под ред. Смиренина Б. А., ГЭИ, Москва, 1950. Гл. 10 — Распространение радиоволн.

88. Инженерно-технический справочник по электросвязи, VII, Радиорелейные линии, СТИ, Москва, 1956, гл. 7 — Распространение ультракоротких волн.

89. Инженерно-технический справочник по

электросвязи, VIII, Радиосвязь, СТИ, Москва, 1958. Разд. III — Распространение радиоволн. 90. Менцер Дж. Р., Дифракция и рас-

90. Менцер Дж. Р., Дифракция и рассеяние волн, перев. с англ. под ред. Вайнштейна Л. А., Изд. Сов. Радио, 1958. 91. Черенкова Е. Л., Дальнее распро-

91. Черенкова Е. Л., Дальнее распространение ультракоротких волн, Связьиздат, 1958.

92. Погорелко П. А., Новый вид дальней связи на метровых волнах, Изд. Сов. Радио, 1959.

Абсолютная диэлектрическая проницаемость 45 магнитная проницаемость 13 Адвекция 399 Антенна Альфорда 324 — бивибратор 276 в виде решетки турникетиых излучателей 352
 в форме меандра 359 — вертикальная телевизионного передатчнка 349 — волновой вибратор 276 — — канал (типа Яги) 360 — всеиаправленная типа «Телефункен» 350 — Г-образная 302 — гармониковая, частичио экранированиая 347 — двумерная решетка из диполей Герца с рефлектором 278 - диполь Герца с емкостями по концам 276 из плоскостных и кольцевых излучателей («Теле-функен») 354 — треугольной системы бивибраторов («Лоренц») 351 — четырехугольной системы бнвибраторов 351 — U-образных вибраторов («Телефункен») 351 — V-образных вибраторов («Эндрю») 348, 352 — «нзотропная» 378 — квадратная внбраторная («Телефункен») 351 — «клевериый лист» 324 кольцевая широкополосная 324 короткий вибратор без верхней емкостной нагрузки 276 – с верхней емкостиой иагрузкой 276
 – днполь без емкостиых иагрузок по концам 276
 – линзовая зональная 371
 – Маркони-Франклина 347
 – неиаправленная 276 одновитковая малая, рамка 276
 плоская, равномерно возбуждениая 283
 полуволновая щель 276
 полуволновой вибратор 276 полуволновои виоратор 2/6 - решетка линейная из диполей Герца 278 с высокой направленностью в вертикальной скости (типа RCA) 355 Стерба 321 Т-образная 302 типа «Тавафицион» 201 пло-Г-образная 302 типа «Телефункен» 321 туриикетная 339, 341 — из диполей Герца 278 четвертьволиовый вибратор 276 Ширекса-Мени 325 широкополосиая коническая 305 - пилиидрическая 305 экспоиенциальная 305 щелевая поперечно излучающая 362 — с плоскостными излучателями 362 V-образиая 227 Антениы антифединговые (умеиьшающие замирания) 325 в виде длиниых проводов 327 вертикальные широкополосные 305 всенаправленные 342 — с вертикальной поляризацией 346, 352 двумерные решетки 282, 315 действующая высота 276, 290 днаграмма направленности 281, 292 диэлектрические 365 анлыные (параболические) 367 интенсивность излучения 274 комбиннрованные для телевидения и радиовещания 356 коэффициент направленного действия 276, 278, 281
 полезного действия 296

- круговые решетки 283, 342
 линейные решетки 281, 283
 линзовые для линейно-поляризованных
 дырчатые 371 370 воли
- замедляющие 369
- из дисков 371

Антенны линзовые из шариков 371 — ускоряющие 369

- миоговибраторные 315
- множитель решетки 281
- мощиость излучения 274
- направленные 345 пеленгаториые 339 — Эдкока 338

- параболические (зеркальные) 367
- параболической согласование 369
- основные параметры 276-279
- пассивные ретрансляторы 372
 передающей выигрыш 285
 поле излучения 272
- поляризация волн 274
- потери в земле 296
- продольно-излучающие с активнымн элемента ми 357
- рамочные и кольцевые 322
- решетки 281
- ромбические 320, 332
- многократные 335
- рулорные 363
- с пассивиыми 359 элементами продольно-излучающие

- щелевыми излучателями 353 скрещенные V-образные Эдкока 339 сопротивление из**лу**чения 275, 277, 279, 292 спиральные 366
- уменьшающие замираиия (антифедниговые) **325** щелевые 360, 362 эквивалеиты 70 эффективная поглощающая площадь 276, 288
- рассеивающая площадь 288

— рассенвающая площадь 200 Апериодическое распространение полей 166 Апплетона—Хартри формула 381 Атмосфера стаидартная 399 Атмосферные помехи 402 Аттенюаторы (ослабители) 251

Б

Бивибраторы 276, 311 Брюстера угол 379 Буквенные обозначення величии 11

- Варнометры с вращающейся катушкой 29, 32 со скользящим контактом 31 Вебер (вольт-секунда) 14 Вестор Подитинга 274 «Верхний дециль» атмосферных помех 402 Взаимная индуктивность 22 Взаимнообратиость 86 Вибратор волновой 276 полуволновый 276 четвертьволновый 276 Вибраторы симметричные широкополосиые 313 Вихревые токи 14 Волиа поверхиостная 383 простраиственная 389 Волноводные вращающиеся сочленения 246 — диэлектрические шайбы 240 короткозамкнутые шлейфы 243 оконечные нагрузки 251 ослабители (аттенюаторы) 251 поглощающие нагрузки 251 — разветвления 250 — тройники 251 Волиоводный переход к коаксиальной линии 247 Волноводы 165 — атмосферные 381, 389, 399 — волновое сопротивление 1 171 - диэлектрические 194, 195
- затухание 196 - дроссельные соединения 234

Волноводы, заполненные диэлектриком 240 — крогнутые 185, 235 — круглые с диафрагмами 240 — пирамидальные 185 — полые сложной формы 184 промисточия 185 — применения 185 — радиальные 185 раднальные тоз
 разных сечений, сочленение 245
 с днафрагмами 236
 – металлическими штырями 242
 – уменьшенной критической частотой 184
 – связь через щели 244
 связь через щели 244
 скрученные секции 234
 стритартиче срамот самина водне 187 стандартные прямоугольные полые 187 фланцевые соединения 234 Волновее отношение напряжений 144 — сопротивление 130 — уравнение 143, 376 уравнение 143, 376
 «Волновой канал» (антенна типа Яги) 360
 Волиовые фильтры 249
 Волны в линни без потерь 143
 – с потерями 158
 – полых волноводах 165
 высших типов в коаксиальных линиях 183
 – гектометровые (средние) 407
 – декаметровые 404
 – линитеровые 407 — длинные (километровые) 407 — километровые (длинные) 407 — короткие (декаметровые) 406 _ критические 169 магнитного типа, *Н* или *TE* (поперечно-электриче-ские волны) 166 метрового диапазана 405 --миллиметровые 403 — мильлиметровые 403 — незатухающие 128 — основные (простейшие) магнитного типа 176 — — — электрического типа 171 — плоские 379 плоские 379 — в однородной, нзотропиой среде 375 поперечио-магинтные (типа *E* нли *TM*) 165 поперечио-электромагнитные (типа *TEM*) 165 саитиметровые 403 сверхдлииные 408 средние (техтелете _ _ - средние (гектометровые) 407 _ стоячие 188 — стоячие 188 — типа E_{01} в круглом волноводе 173 — E_{11} в прямоугольном волноводе 172 — H или TE (поперечно-электрические) — H_{01} в прямоугольном волноводе 177 — H_{10} в прямоугольном волноводе 177 166 - Н11 в круглом волноводе 180 — Н₁₁ в прямоугольном волноводе 179 — *ТЕМ* (поперечно-электромагнитные) 10 — *Е*т в прямоугольном волноводе 173 165 - Н_{тп} в круглом волноводе 175, 182 -- Н_{тп} в прямоугольном волиоводе 179 — типов *H_{m0} и H_{0n}* в прямоугольном BO.7HOводе 179 — Н_{0 п} в круглом волноводе 181 -- цилиндрические и сферические 377 - электрического типа, Е нли ТМ (поперечио-магнитные) 165 Вольт-секунда (вебер) 14 Вращающиеся сочленения 213 Всенаправленные антенны с вертикальной поляризацней 346 Вулканизированная фибра 57 «Высотный миожитель» 385 V-образная антенна 327

Г

Герца вектор 377 «Гибриное соединение» 218 Гиромагнитная граничная частота 39 Горшкообразные контуры 230 Граничная длина волны 169 — частота вихревых токов 39 «Граничное растоячное в респисает «Граничное расстояние» в волноводах 195 Граничный радиус 189 Групповая скорость 168

Д

Двойные тройники 251 Двойственности приицип 298 Двухполюсники активные и пассивиые 84 линейные 84 - реактивные 100

Действующая высота (или эффективная Длина) ан-тениы 276, 290 Декремент распространения 378 Десятичные приставки 11 Децибел 119 Диаграмма активиой мощности 85 коэффициента отражения 157 направленности антеины 281 – антнфединговой аитенны 326 — рупорной аитенны 364
 — щелевой антенны 361
 — сопротивлений 82 трансформации сопротивления 153 трансформации сопротивле Диафрагмы в волноводах 236 Диполь Герца 273, 270 Дифракция 382 Дифференциальный мост 218 трансформатор 218 Диэлектрико 56 Диэлектрическая проиицаемость почвы 294, 398 Диэлектрические волноводы 194 — потерн 37 стержневые излучатели 365 шайбы 240

- щаноы 240 Добротность коаксиального резонатора 257 колебательного контура 98 Долгосрочные прогнозы ионосферных данных 401 Дроссели для заземления антенн 32 щирокополосные 109 Дроссельные соединения волноводов 234 Дуальность 86

E

- Емкостиая диафрагма 238
- Емкость ввода провода 51
- горизонтального провода 51
- горшкового конденсатора 49
 диска в свободном пространстве 51
 коаксиального конденсатора 49
- конденсатора с защитным кольцом 50
- — многослойным диэлектриком 51 частичная 50 ____
- линий передачи погонная 126
 логарнфмического конденсатора 55
 между двумя проводами 50
 плоского конденсатора 48

- прямоволнового коиденсатора 54
- прямоволювого конденсатора 54
 прямочастотного конденсатора 54
 прямочастотного конденсатора 55
 собственная катушек 25
 шара в свободном пространстве 51
 шарового конденсатора 49

3

- Заземление цилиидрическое 296
- Закон индукции 14, 375 полного тока 375

- полного тока 375
 Замазки для соединения керамики с металлом 69
 Замедляющие линзы 369
 Замирание радноволи 383, 401
 Затухание в атмосфере 399
 волноводах 166, 195
 диэлектрическия волноводах 195
 диэлектрическая проницаемость и удельная прово-лимость 398 димость 398
- коаксиальной линии 132
- линии поперечное 128 продольное 128
- «Зона молчания» 390 Зоны нонизации и градации уровня помех 392

И

Излучающая плоскость 278 Изолирующие шайбы в коаксиальной линии 204 Изоляторы высокочастотные 56 Изоляционные материалы 55 Импульсная магнитная проницаемость сердечнаков 43 Индуктивная диафрагма 238 связь с резонансным контуром 97
 Индуктивность вариометров 24
 витка (петли) 20 внешняя и внутренняя 16 — двух параллельных круплых проводинков 20 — катушек, соединенных параллельно 25 — — последовательно 24 катушки прямочгольного сечения 21
 с сечением в виде многоугольника 21
 со скользящим контактом 24
 коаксиального кабеля 19
 многослойных катушек 22
 опносийных катушек 20

- однослойных катушек 20

Индуктивность плоских катушек со спиральной иамоткой 21 – керамические 60 – блоки 62 погониая 127 проводника круглого сечення 18 - большой мощности 66 прямоугольного сечения 19 прямых проводников 18 — горшковые 66 — — дисковые 60 — — дисковые 61 — — для повышенных напряжений 65 — реальная 17 — системы проводников 16 тороидальных катушек 21 цилиндрических катушек 22 - проходные 61 _ трубчатые 61 шарового вариометра 25 Иитенсивность излучения антенны 274 Интерференция воли 383 — масляные 64 - пленочные 60 подстроечные 62 дисковые 62 проволочные 62 Ионосфериых даниых прогноз 401 Ионосферы слои 400 - - трубчатые 62 трубчатые 62 постоянной емкости 58 слюдяные 59, 64 четвертьволновые 214 Конусообразный переход коаксиальной линии 211 Короткозамыкающие поршни 260 Космический шум 403 К Кардиоида 338 Каркасы катушек 35 Катушки высокой стабильности 32 – для колебательных контуров 28 Коэффициент бегущей волны в линии (к. б. в.) !47 — емкости температурный 53 — атухания 130 — волны Ню в прямоугольном волноводе 178 — мощности конценсатора 55 — направленного действия антенны 276, 278, 281, 364 — отражения в линии 144 — с. волноволиом тракте 187, 141, 294, 380 — отиосительной емкости 59 — полезного действия антенны 206 — с. – линии с потерями 159 — т. – ромбической антенны 332 — потерь в коиденсаторе 52 нагрев 38 - натрев 30 повышенной мощности 28 с круглыми броневыми сердечниками 33 — тороидальными (кольцевыми) Кварца виды колебаний и срезов 74 — ориентация н обработка 73 сердечниками 33 побочные резонансы 73 электрическая эквивалентная схема 75 Кварцевые кристаллы 72 — пластины 74 Керамика 56 Керамические детали 67 Коаксиальная линия 131 потерь в конденсаторе 52 — (затухание) контура 99 — на вихревые токи 36 — – гистерезис 37 — последствие 36 — проломления «модифицированный» 387 волновое сопротивление 131 — емкловое сопрогладение из — емкостивые вращающиеся сочленения 213 — затухание 132 — изолирующие шайбы 204 — компенсированные разветвления 213 _ распространения 130, 376 . _ коническая 142 рассеяния 18 --- конусообразный переход 211 _ ---связи 18 металлические изоляторы 207 напряженность магнитного поля 131 — электрического поля 131 исотражающие изменения сечения 211 _ согла сования внешиего сопротивления 85 стоячей волны в линии (к. с. в.) 117 трансформация экспоненциальной линии 221 фазы 130, 168 _ ____ ноогражающие изменения сечения 211 -- изолирующие опоры 205 неотражающий переход в диэлектрик 211 -- параллельное разветвление 213 -- переход к волюводу 247 -- последовательное разветвление 212 -- последовательное изолю 209 _ _ Коэффициент огражения диаграммы 156 Критическая длина волны 169 Круговая диаграмма 151, 157, 223 Круговые решетки 342, 345 _ последовательные разибы 208 праветвления 212 с ребристым внутренним проводником 142 с сечения скачкообразные изменения 209 с симметрирующие шлейфы 226 _ Линзовая антеина дырчатая 371 — – зональная 371 - со спирально навитым внутреиним проводником 141 — – зональная 3/1 Линзовые антехны диэлектрические 371 — – из дисков 371 — – шариков 371 — металловоздушные 371 — – металлопластинчатые 370 — – с круговой поляризацией 371 Коаксиальный кабель 133 — — резонатор волновой 255 — — горшкообразный 256 добротность 257 нагруженный емкостью 256 настройка 260 объемный 267 — — с круговой поляразацией от Линии без дизлектрика 129 — — потерь 130, 144, 145, 153 — в форме одиночного конуса, проводящей плоскости 143 — изогнутые 142 — — полуволновый 255 резонансные частоты 257 резопансяве частов 257 — севязь 258 — четвертьволновый 255 Колебательный контур, добротность 98 — подаллельный 98 — подаса пролускания 99 поста пролускания 99 параллельно подключенные н кольцевые 217 передачи 126, 199 — последовательный 99 - малыми потерями 160 Компенсационные схемы для одной частоты 105 — — полосы частот 105 — — нз чисто реактивных сопротивлений 107 — — первого порядка 107 — - с потерями 108 Компактора выпожение сниженаеть ной функци — — потерями 130 — — волновое сопротивление 130 — — входное сопротивление 159 — — короткозамкнутые 161 — - чисто активным сопротивлением нагрузки 147 — фазирующие 225 — экспоненциальные 220 Комплексное выражение синусондальной функции 80 Конденсатор, активная мощность 53 — бумажный 59 — коэффициент мощности 53 Линия двухпроводная из ленточных проводников 139 — — неодниаковых проводников 139 — — с проводниками круглого сечения 139 — симметричная внутри экранирующего круглого коэффициент мощности 53 металлобумажный 59 переменной емкости 55 переменный логарифмический 55 прямоволновый 54 прямоемкостный 54 прямочастотный 55 полиая мощность 53 реактивная мощность 53 с защитным кольцом 50 могослойным диэлектриком 51 Кондеисаторы большой мощности 63 вакуумные 64 цилиндра 140 короткозамкнутая на конце 144 разомкнутая на конце 145

Конденсаторы газонаполиенные 63

- высокочастотные блокировочные 61

- Коэффициент бегущей волны в линии (к. б. в.) !47

экранирования пространственной волиы 396

Л

- першенднкулярного
- с диэлектрическим заполиением 129

- иад проводящей плоскостью 139
- симметрично размещенная между параллельны-ми плоскостями 140
 кольцевая 218

— симметричная четырехпроводная 140 Литература 12, 76, 123, 162, 197, 232, 232, 270, 373, 409 Лоренца лемма 289

Лучевая оптика 377 Лювикан 56 Люксембургский эффект 382

M

Магинтная индукция 13 — постоянная инду — постоянная 12 — пронитися пронициаемость сердечников 34, 39, 43 температурный коэффициент 44 Магнитного поля вытеснение экранами 16 — — энергия 17 — — в объемиом резонаторе 254 Магнитиое поле 13 — — земли 381 Магнитные бури 401 материалы сердечников 38 Магиитный поток 14 Магнитодиэлектрики 40 Магнитострикционные колебания 38 Максвелла уравнения 86, 375 «Максымальная применимая частота» 390, 393 Маркони—Франклииа антенна 347 Матрицы простых четырехполюсников 89 «Медианное значение» атмосферных помех 402 Металлизация керамических деталей 68 Методы расчета напряженности поля простраиствен-ной волиы 394 Многократные ромбические аитенны 335 «Модуль преломления» 387 Молекулярное поглощение энергии 382 Мощность активная 83 в нагрузочном сопротивлении 85 – верузотном спротното тока 83
 излучения антенны 274
 – переносимая в линии 151
 – подведенная к антенне 378

- полная 83, 86
- потерь в линии 159
- __ реактивная 86

Н

Нагрев катушек приеминков 38 Нагрузки оконечные неотражающие 71 Нанменьшая применимая частота 396 Намотка катушек 35 — — бифилярная 69 — многослойная «в перекидку» 29
 — перекрестная 70 - - пирамидальная 26 — — секционированная 26 Направлениости диаграммы вертикального днололя 384 -- вертнкальной антенны 383 поризонтальной решетки поперечных вибраторов 316 — — — продольных вибраторов 318 — — длиниого провода 328 — — двумерной решетки 318 — — кольцевой аитениы 324 — концентрических антенн 345 — — круговой решетки 327, 343 — параболической антениы 369 — решеток с разными излучателями 350 — рупориой антениы 369 — турникетиой антенны 341 - щелевой антенны 361 Напряженность магнитного поля 13 — поля 378, 403 — антенны в излучения 277 направленни главного максимума — из одиотипных элементов 357 — — в волноводе 389 — — — лннии 131 — методы расчета 378
 — методы расчета 378
 — пространственной волны иомограмма 397
 — поверхностной волны 386 пространственной волны 394 Нарушения распространения волн 401 Настройка объемных резонаторов 267 Ненаправленная антениа 276 Неоднородиые элементы лнинн 199 Непер 119 Номограмма для определения длины волны в волноводе 168 — — затухания поля рупориой антенны 365
 — — напряженности поля пространственной волны 397 — расчета максимальной применимой частоты 391 ' — тригонометрическая для расчета лини'й 147 Нормальное преломление 386

n

Обозначения единиц измерения 11 Объемные резонаторы 254 — в качестве фильтров 269 — сферические 265 тороидальные 266 — цилиндрические с центральным стержнем 26 Одиночный привод как волноводная система 188 Одновитковая рамка 276 Оконечные волноводные иагрузки 251 Ома закон для перемениого тока 83 «Оптимальная рабочая частота» 393 Ослабителн (аттеиюаторы) 251 Оснающения (аптельизя должарическая проиицаемость 45 — магнитная проницаемость 12 Отражение волн 157, 379 Ошибка пеленгации аитенны Эдкока 339

п

Пайка серебряных покрытий 69 Параболические аитениы 367 Параболический слой иоиосферы 390 Пассивные ретрансляторы 372 Пелеигаторные аитеины 337 Переносимая мощность 151 Переход от волиовода к коаксиальной линии 247 Переходы от воздуха к диэлектрику в волною 240 волноводая Платинирование керамики 68 Плоскость поляризации 383 Плотность смещения в однородном электрическом поле 45 тока для проводников круглого сечения 15. — — прямоугольного сечения 16 — — прямоугольного — поверхиостиая 15, 127 — поверхиостиая 383 Поверхностная волна 383 Поверхностное сопротивление 15 Поверхностный эффект 14 Поглощающие иагрузки 251 Поглощение радиоволн 382, 394 Пойнтинга вектор 273 Поле излучения антенны 272 Полистирол 56 Полоса заграждения экспоненциальной линии 223 — пропускания экспоненциальной линии 221 — пропускания экспоненциальной липии 221 Поляризациянная ошибка рамочной антениы 338 Поляризация волн 274 Помех внешний уровень 402 Помехи атмосфериме 402 – иидустриальные 403
 Поршин для настрой Поршии для настройки емкостные 261 коаксиальных резонаторов — — — — — короткозамыкающие 260 — — — неполностью замыкающие 252 Потери в земле 296 — — ионизированных средах 382 — — катушках 27, 35 — — конденсаторах 52, 53, 65 - экранах 27 — экрапах 2/ диэлектрические 37, 52, 57
 — мощности в линии 159
 — на вихревые токи 36, 138
 — — гистерезис 37
 — лоследействие 36 – энергии радиоволи 382
 Предельные частоты применения конденсаторов 59 Преломление волн 380, 398 «Преломления Модуль» 387 Преобразователи типов волн 249 Приицип двойственности 298 — проходящей активной мощности 95 Проводимость емкостияя тролитуловых шайб 241 земли 382 — комплексная 80 пересчет в сопротивление 80
 погонная 128 «— потерь» коаксиальных резонаторов 257 — почвы в зависимости ог частоты 297 — приведенная для линии без потерь 153 реактивная конденсатора 52 — удельная землн 398 — сразличных поверхиостей 294
 Проводящий слой, эквивалентные толщнны 15
 Прогноз ионосферных данных 401
 Продольно излучающие антенны с пассивнымы элементами 359 Простраиствеиная волна 389, 394 Прямоугольные изгибы волноводов 235 — объемные резонаторы, добротность 264 — — конфигурация поля 263 — — основной вид колебаний 263

- резонансные длины волн 262

Пути лучей 383 Пьезокристаллы 121 Пьезоэффект 72

P Разветвления волновода, «двойной тройник» 251 - параллельные 250 последовательные 250 — — развязанные 251 — — Т-образные 251 — линий 203, 212 Разиость фаз в линии 147 Разъемы коакснальных кабелей 134 Распределение в антениах напряжения 291 — — тока 278 тока на нейтральной оболочке симметричной линии 128 Распространение простраиственных воли, служба прогноза 389 Рассеяние энергии волн 382 Рассогласование 147 Резонансные длины волн резонатора прямоугольного 262 – цилиндрического 264 Резонаторы коаксиальные 254 — нагружениые емкостью 256 — объемные 267 — ооъемные 267
 — общие сведения 254
 — объемные 262, 265
 — прямоугольные 262
 — сферические 265
 — торочаелические 265 - тороидальные 266 - цилиндрические 264 - с центральным стержием 266 Решетка активных внбраторов с продольным излу-чением 358 - двумерная из диполей Герца с рефлектором 278 - из спиральных антенн 367 - линейная из диполей Герца поперечных 278 - — — продольных 278 Решетки антенные двумерные 282, 315 — круговые 183 — лииейные 282, 283 - теория 284 Ромбические аитенны 320, 332 Рупорные излучатели 363 Рэлеевское рассеяние 382 Рэлея-Гельмгольтца теорема взаимности 289 С

Сверхдальнее распространение 405 Сверхрефракция радиоволн 388, 40 Связь волноводов через щели 244 — на коротких волиах 406 405 - с антиподами 394 - коаксиальными резонаторами 260 объемными резонаторами 268 Сердечники 35 — для высокочастотиых катушек 40 — из альсифера 41 — гиперсила 43 — карбонильного железа 40 магнитодиэлектриков 38 — мюметалла 43 _ - пермаллоя 41 — перменорма 3601 43 — замкнутые 33 — круглые броневые 34 — леиточные 39 — П-образные 33 разомкиутые 32 разомкиутые 32
 тороидальные 33
 Ш-образные 33
 ферритовые 39
 Серебрение керамики вжиганием 68
 Сетка дуг больших кругов 393
 Симметрирующие контуры 230
 шлейфы 226
 «Симомотнвная сила» 378
 Скачкообразный переход 210
 Служба прогноза распространения пространственных воли 389
 Согласование линий 215 Согласование линий 215 Согласующие устройства для линий передачи 214, 217 Солнечиых иятен цикл 401 Соотношение между неперами и децибелами 119 Сопротивление активное 80 - волновое 130 волновода 171 - двухпроводной линни 138 - коиической антениы 306 — конусной коаксиальной линии 143

- Сопротивление волновое симметричного вибратора 309 тракта, заполненного диэлектриками 241 тракта, заполненного цилнидрической антенны 30⁶
 входиое вертикальной цилнидрической антенны 30⁶
 - линии без потерь 151
 - с потерями 159
 трансформатора с потерями 98
 излучения антенны 275, 277, 279, 291
 - ромбической антенны 332 - комплексиое 80 пересчет в проводимость 80
 погоиное 128 — полное 80 потерь катушек 37 — потерь катушек 37 — приведенное в волноводном тракте 187 — — — лннии 153, 160 — реактивное 80, 161 — - конденсатора 52

- связи коаксиального кабеля удельное 133 температурный коэффициент 70 удельное поверхиостное 15

- Сопротивления ционные) 70 объемные непроволочные (компози-
- поверхиостиые (пленочные) 70
- проволочные высокочастотные 69
- Сочленения емкостные линий передачи 245 Сочленения емкостные линий передачи 213 Спиральный проводник как волноводная система 194
- Спорадняе проводняк как волно Спорадический слой ионосферы 401 Срезы кварца 75 Стабильные типы волн 169, 185 Стекла 56

- Стержиевой излучатель 366
- Ступенчатый переход 211
- Сферические координаты 377

Т

- Таблица основных параметров аитенн 276—279 Температурный коэффицнент емкости лост конденсаторов 59 лостоянны» Конденсаторов 39
 — магнитной проницаемости 144
 Теорема взаимности Рэлея—Гельмгольтца 289
 Типы волн 165
 Ток в линии, распределение 127
 Точность изготовления деталей из керамики 67 Траектория лучей на различных высотах 387 Трансформаторы без потерь 96 — с потерями 97 — типов воли 249 Трансформация без потерь с двумя реактивными со-противлениями 103 — толовора и сострумения 150 - генератора напряжения 152 — тока 153 комплексных проводимостей 152 - с одним реактивным сопротивленнем 102 - сопротивления 102, 151, 154, 159, 219 - типов волн 249 - широкополосиая 110 парокопослая трансформирующие узкополосные устройства 214
 Тригонометрическая номограмма для определения параметров линии передачи 146, 148
 Туринкетные антеины 278, 339

V

Углы подъема лучей на различных высотах 388 Удельная проводнмость поверхностей 294 Ускоряющие линзы 369

Ф

Фазирующие линии 225 Фазовая скорость 167 Фазовая скорость 167 — из индуктивности и сопротивления 111 — истрансформирующие 111 — с кристаллом 122 – параллельным сопротивлением 111 последовательным сопротивлением 110 Фарада 48 Фильтры верхних частот 114 — волновые параметры 113 — граничная (критическая) частота 113 заградительные 114 - затуханне 116 — затуханне 116 — из резонаторов заграждающие 269 — — — пропускающие 269 — кварцевые 121 кристаллические 121 с регулировкой ширины полосы 123

- ÷ нижиих частот 114
- полосовые 114
- приведенное сопротивление 113
- резонансные для разделения частот 270[,]

Фильтры симметричные 113 -- типов волн 249 -- точки бесконечного затухания 118 Фреџеля отражение 379 Функций Бесселя 175 Фурье анализ 78 бесконечный ряд 79

Х

Химнческое серебренне керамики 68

Ц

Цилиндрические координаты 377

ч

Частота граничная волновода 169

- критическая волновода 169
 Четырехполюсник без потерь эквивалент линии 201
 Четырехполюсники из одной индуктивности и одной емкости 109
- волновые параметры 88
- -- входное сопротивление 96 -- дуальность 94 -- матрицы 89

- основы теории 87
 пересчет параметров 91
- применения 94
- принцип проходящей активной мощности 95
- техническое правило знаков 87
 эквивалентные схемы 93

111

Ширииа полосы пропускания 99 Широкополосная кольцевая антенна 324 — трансформация 110 Широкополосные симметрирующие устройства 230 Шлейф-антениа (бивибратор) 312 Шлейфы короткозамкнутые 213 Шлейфы симметрирующие 226 Штыри металлические в волноводах 212 Шум космический 403

Щ

Щелевая полуволновая антениа 276 Щелевые излучатели 353

Э

Эйконал 378 Эквивалентный радиус землн 387 Эквипотенциальные поверхности 45 Экранированная двухпроводизя линия 139 Экранирование пространственной волны 395 Экспоненциальные линии 220 Электрическая постоянная 45 Электрическое поле 126 — — в коаксиальной линии 45 — — многослойном диэлектрике 47 — — экранироваиной двухпроводной линии 45 — — — ленточной линии 45 выравнивание у краев 46 между плоскими электродами 44
 на границе двух сред 48 - - неоднородное между шарообразными электродами 45 Электронная концентрация 389, 400 Элементы волноводного тракта 234 Эндрю антепна 348 Энергия поля и вектор излучения 375 — электромагиитного поля в резонаторе 254 Эффект близости 16 Эффективиая площадь антенны поглощают 288 антенны поглощающая 976, — — рассеивающая 288 Эха явления на коротких волиах 407

Я

Яги антениа (волновой канал) 360

416

СПИСОК ИСПРАВЛЕНИЙ

Стра- пица	Столбец	Строка	Напечатано	Должно быть
10 11	правый правый	12 сверху 10 сверху	3 000 дальность	300 дольность
16	левый	ф-ла (2-23)	$\mathbf{x}\pi\left(\frac{d}{2}\right)$	$\times \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2$
16	правый	ф-ла (2-30)	(<i>l</i> [<i>c</i> . <i>m</i>])	(µl [cn])
51	левый	ф-ла (2-200)	$\left(\frac{2h}{a}\right)$	$\left(\frac{2h}{a}\right)^2$
60	правый	2 снизу	наибольших	небольших
81	правый	7 снизу	$z = \frac{z}{z}$	$z = \frac{Z}{Z}$
86 113	левый левый цевый	Рис. 3-15 23 сверху 4 сверху	Рисунох должен быть и Z _L	иовернут на 180°. 21 с. Инсто
125	левый	ф-ла (4-33)	$j\frac{1}{2}jd_2-d_1$	$j \frac{1}{2} (jd_2 - d_1)$
160	левый	ф-ла (4-142)	$z = zZ_{L}$	$Z = zZ_L$
172	правый	15 снизу	<i>H_z</i> =0	Это выражение должно быть исключено из текста и поме-
188 191-н 193	левый —	36, 35, 23 и 7 снизу колонтитул	Z 2 Стиральный	щено выше строки. Z ₂ Спиральный
193	левый	ф-ла (5-133)	$\left(\frac{\lambda_0}{2\pi}\right)$	$\left(\frac{\lambda_{\theta}}{\lambda_{e^{}}}\right)^2$
219	правый	Рис. 6-74	(2#70)	У оси ординат должно быть
227	правый	Рис. 6-89		•бозначение X. Рисунок должен быть п•вер-
245	правый	Рис. 7-56		нут на 180°. У оси ординат должно быть обозначение F.
260	правый	ф-ла (8-22)	$\frac{2\pi}{\lambda}$	$\frac{2\pi a}{\lambda}$
320	певый	Рис. 9-97	K	Левая часть рисунка должна
360	แวลธมมี	Рис. 9-185		быть повернута на 90°. Рисупок должен быть до- полнен проекциями рефлекто- ров З' и 4', симметричными
383	левый	22 сверху	1/D	3 ⊪ 2. 1 ¥ Ď
337 401	правый правый	ф-ла (10-68) 29 снизу	где	где г _о =6370 км. F
407	левый	10 сверху и	c	E_{c}
407	правый	19 снизу 22 снизу и колонтитул	3 000	300
			i	

Х. Мейнке и Ф. Глидлах-Раднотехнический справочник, том 1