



ОБЗОРЫ ПО ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКЕ

Серия 1

ЭЛЕКТРОНИКА СВЧ

Выпуск 7(1451)

С. В. Беляков, В. И. Казанцев, А. И. Харитонов

ЖЕЛОБКОВЫЙ ВОЛНОВОД

Часть I

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ И МЕТОДЫ
ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

1989

Аналитический обзор представляет собой первую в отечественной и зарубежной литературе систематизацию сведений о желобковом волноводе (ЖВ), считающемся в настоящее время одной из наиболее перспективных линий передачи диапазона мм- и субмм-волн.

Изложена история создания ЖВ, методы и результаты его теоретического анализа.

Сделан вывод, что благодаря низким погонным потерям, хорошей фильтрации высших типов волн, широкополосности, высокому уровню передаваемой мощности и простоте изготовления ЖВ может найти широкое применение при создании современных радиотехнических систем и аппаратуры в диапазоне от дециметровых до субмиллиметровых волн.

Во второй части обзора приведены данные экспериментальных исследований распределения поля, погонных потерь, модового состава, критических длин волн и других параметров. Описаны принципы построения и конструкции функциональных элементов антенно-фидерного тракта.

В обзоре использовано 137 (в первой части 112) отечественных и зарубежных источников с 1963 по 1988 гг.

Обзор предназначен для специалистов, занимающихся разработкой антенно-фидерных трактов радиотехнических систем, контрольно-измерительной аппаратуры, а также аппаратуры для народнохозяйственных и медико-биологических применений. Может быть полезен научным сотрудникам, преподавателям и студентам, специализирующимся в технике СВЧ и КВЧ.

Научный редактор В. Н. Ештокин

МИНИСТЕРСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ОБЗОРЫ ПО ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКЕ

Серия I. Электроника СВЧ

Выпуск 7(1451)

С.В.Беляков, В.И.Казанцев, А.И.Харитонов

ЖЕЛОБКОВЫЙ ВОЛНОВОД

Ч. I. Общие сведения и методы теоретического анализа

(по данным отечественной и зарубежной печати за 1963–1988 гг.)

О Г Л А В Л Е Н И Е

В в е д е н и е	2
1. Историческая справка	3
2. Общие сведения о желобковом волноводе	10
2.1. Геометрия ЖВ	10
2.2. Волноводные аналоги	13
2.3. Волна основного типа	17
2.4. Погонное затухание	18
2.5. Поперечное затухание	20
2.6. Дисперсия	21
2.7. Волновое сопротивление	21
2.8. Предельная мощность	22
2.9. Высшие типы волн	25

О Г Л А В Л Е Н И Е

(окончание)

2.10. Полоса рабочих частот	28
2.11. Принципы построения элементов тракта	28
2,12. Области применения	31
3. Методы теоретического анализа	34
3.1. Метод конформных преобразований	34
3.2. Метод поперечного резонанса (частичных об- ластей)	42
3.3. Метод конечных элементов	50
З а к л ю ч е н и е	52
Л и т е р а т у р а	54

В В Е Д Е Н И Е

Основной линией передачи КВЧ-диапазона, вплоть до частот 300...400 ГГц, в настоящее время является прямоугольный волновод. Но реализованные и потенциальные возможности такого волновода во многих применениях оказываются неудовлетворительными. На частотах свыше 100 ГГц применение стандартного одномодового прямоугольного волновода (ОПВ) не позволяет получить хорошие характеристики фирдного тракта из-за больших потерь, малого уровня передаваемой мощности и жестких требований к качеству фланцевых соединений. С уменьшением поперечного сечения резко увеличивается трудоемкость изготовления как самого волновода, так и устройств, выполненных на его основе. Полоса рабочих частот прямоугольного волновода (40...45 %) в будущем может стать фактором, сдерживающим

разработку более перспективных широкополосных систем.

Частично преодолеть некоторые из перечисленных трудностей позволяют сверхразмерные круглые и прямоугольные волноводы, однако возможность их широкого использования в радиотехнических системах ограничена сложностью создания на их основе элементов тракта, искажениями передаваемой информации, метрологическими и другими проблемами, связанными с многомодовостью и неконтролируемым преобразованием волн в указанных волноводах.

В связи с этим в последнее десятилетие в литературе широко обсуждаются возможности использования в КВЧ-диапазоне других волноведущих структур, общее число которых насчитывает более 30 типов [1-20].

К числу перспективных для миллиметрового (мм) и субмиллиметрового (субмм) диапазонов волн в ряде обзорных работ [10-13, 17-18] относят желобковый волновод (ЖВ). Он имеет малые потери, широкополосен, допускает передачу мощности высокого уровня, хорошо отфильтровывает паразитные волны высших типов, технологичен. Интерес к этому волноводу в последние годы возрастает, однако сведений о нем в систематизированном виде до сих пор практически нет в монографиях, учебниках или справочниках. Имеющаяся информация о ЖВ рассредоточена в отдельных журнальных статьях и трудах конференций за период примерно с 1964 г. до настоящего времени.

В данной работе систематизированы известные из литературы сведения о характеристиках, методах исследования и применениях ЖВ. В небольшом объеме в обзор помещены оригинальные результаты, в частности иллюстрации, расчетные и экспериментальные данные.

Информация, необходимая для первоначального ознакомления со свойствами ЖВ, сосредоточена в разделе 2. В разделе 3 обсуждены методы и результаты теоретических исследований. Раздел I второй части включает данные экспериментальной проверки теоретических положений и содержит результаты измерений таких характеристик ЖВ, как погонное затухание, критическая длина волны. Рассматриваются проблемы возбуждения и подавления высших типов колебаний. В разделе 2 второй части приведены примеры создания функциональных элементов тракта на основе ЖВ-возбудителей, аттенуаторов, фазовращателей, направленных ответвителей и др.

I. ИСТОРИЧЕСКАЯ СПРАВКА

Внешний вид ЖВ и распределение электрического и магнитного поля в нем для волны основного типа изображены на рис. 1.

В литературе на русском языке сведения о желобковом волноводе

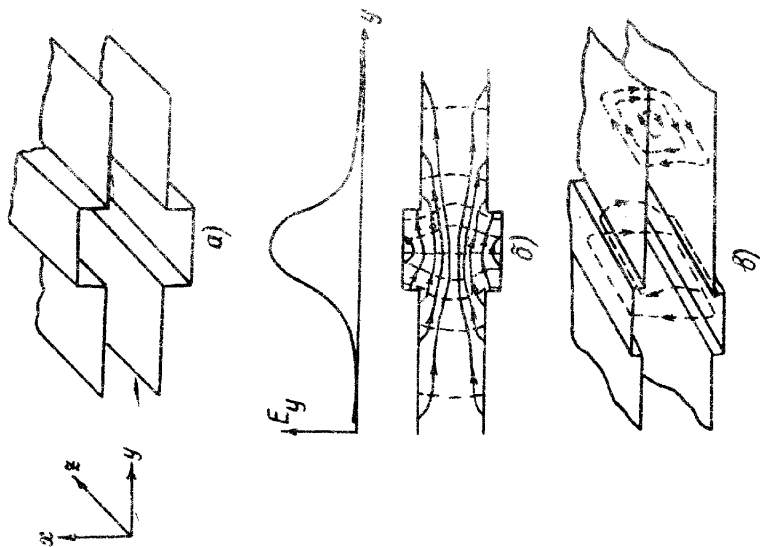


Рис. 16. Железобетонный волновод и картина силосных линий электрического (—) и магнитного (---) поля в нем для волны основного типа H_{10}

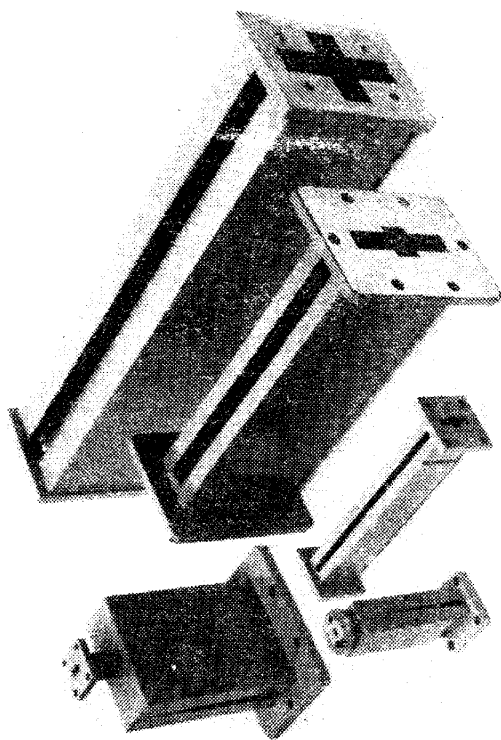


Рис. 1а. Железобетонные волноводы и переходное устройство для соединения ЭВ с прямоугольными волноводами

(groove guide) впервые были представлены переводами работ Тишера [20] и Грайммена [21]*. Эти работы не вызвали широкого интереса, поскольку первые отечественные публикации по исследованию ЖВ появились лишь в 1970 г. [24]. Нельзя не отметить, что и в тех группах за рубежом, которые приступили к изучению ЖВ первыми, темпы исследований не были высокими, и сами исследования прерывались почти на 10-летний период.

Из публикаций [10,19] следует, что на приоритет создания ЖВ претендует Тишер, ссылающийся на свою заявку, представленную в Патентное агентство Швеции в 1952 г., а также Накахага и Курауши (Япония), сообщающие в работах [25,26], что ЖВ впервые предложены ими в 1961 г.

Общее число публикаций по исследованию ЖВ пока невелико, имеющаяся о большинстве из них информация сведена в табл. I. Темпы исследований, характеризуемые количеством публикаций за год, показаны на рис. 2.

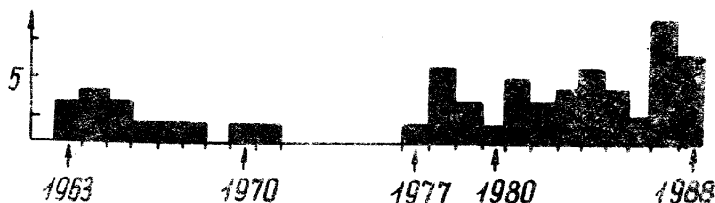


Рис. 2. Количество публикаций, посвященных желобковому волноводу по годам (после 1963 г.)

История создания ЖВ, изложенная в работах [10,19], выглядит следующим образом.

Форма поперечного сечения ЖВ с прямоугольным желобком (рис. 3,а) была приведена Тишером в его заявке на патент № 7113/52, представленной в Патентное агентство Швеции 14 августа 1952 г. В иллюстрациях к заявке (см. рис. 10 в [10]) приведены также разновидности металлodieлектрических Н-волноводов (МДНВ), в том числе с искусственным диэлектриком. Экспертиза по заявке продолжалась в течение ряда лет, но была прекращена, когда эксперт потребовал отдельных заявок на каждую из предложенных волноводных структур [19].

* Ф.Тишер известен в СССР, в частности, благодаря переведенному на русский язык справочному пособию по технике измерений на СВЧ [22]. Отметим, что в статье [20] термин groove guide был переведен как "канавочный волновод". В дальнейшем в отечественной литературе прочно закрепился термин "желобковый волновод", использованный в русском переводе [21] статьи [23].

Таблица I

Информация по исследованию желобкового волновода

Содержание исследования (параметры ЖВ)	Источник информации	Содержание исследования (устройства)	Источник информации
Обзорные работы	[10-13, 17, 18]	Возбудитель	[16, 21, 25, 29, 54, 56, 110, 111]
Выбор размеров поперечного сечения	[18, 37, 38, 66, 67]	Нагрузка согласованная	[18, 52, 54]
Распределение электромагнитного поля	[18, 21, 25, 44, 62]	Антенна	[26, 43-48]
Поперечное затухание	[21, 64, 65]	Аттенуатор переменный	[18, 56]
Погонное затухание	[18, 31, 37, 38, 40, 62, 65]	Фазовращатель	[18, 54]
Уровень мощности	[16, 21]	Повороты тракта	[18, 52-54, 56]
Высшие типы волн	[18, 25, 54, 62]	Направленный ответвитель	[18, 50, 51, 54]
Двужелобковый волновод	[18, 35, 36, 49-51, 82]	Детектор	[18, 59, 60]
v-образный ЖВ	[33, 34, 75]	Генераторная секция	[18, 57, 58]
		Вентиль ферритовый	[112]
		Резонансные устройства	[96, 97, 125]

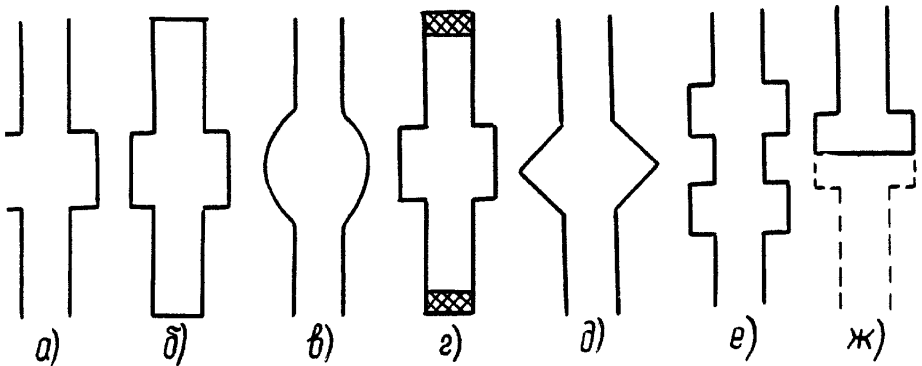


Рис. 3. Формы поперечных сечений желобковых волноводов

В работах [10,19] приведены фотографии изготовленных в 1952 г. волноводов этого типа, которые демонстрировались в Королевском институте технологии в Стокгольме в начале 1953 г. Тишером в том же году была опубликована статья [27] по теории МДНВ и желобкового волновода, в которой показана близкая аналогия между ними.

В 1954 г. Тишер переехал в США, где продолжал исследования по предложенным им волноводным структурам, уделяя в первую очередь внимание возможным практическим вариантам дизлектрического Н-волновода. В 1962 г. Тишер снова подал заявку на патент, защищающий ЖВ, но она была отклонена патентным ведомством.

Результаты экспериментальных исследований ЖВ были представлены Тишером в трудах конференции Западных штатов (*Westcon*) в 1964 г. в Лос-Анджелесе [28] и позже опубликованы Радли [29]. Итоги своей работы по желобковому волноводу Тишер подвел в статье [30], которая вышла в русском переводе [20]. В то же время появилось несколько статей других исследователей. Работа [31], в частности, интересна тем, что в ней рассмотрен случай ЖВ с плавно изменяющейся шириной центральной области, как показано на рис. 3, в.

В указанный период желобковый волновод и МДНВ считались интересной темой для научных исследований, которые привели к накоплению информации по их характеристикам. Лишь иногда возникали мнения о практическом применении подобных волноводов в системах связи мм-диапазона волн, причем большую известность имел МДНВ [32]. Появились также предложения использовать эти волноводы в качестве исследовательского инструмента в физике и химии для изучения взаимодействия мм-волн с веществом.

В 70-х годах усилия специалистов направляются на вопросы практического использования ЖВ. Однако отмечается, что в США интерес был незначителен, в то время как в Великобритании работы продолжались. Группа Гарриса провела работу по расширению частотного диапазона желобкового волновода почти до 900 ГГц. В серии публикаций этой группы [33-36, 37-40] исследовались погонные потери ЖВ с прямоугольными и треугольными желобками на частотах от 25 до 890 ГГц, изучалось подавление высших типов колебаний в зависимости от глубины желобка, созданы и исследованы такие элементы, как направленный ответвитель и детекторная головка. Результаты исследований этой группы обобщены в обзорной статье [18], которая к настоящему времени является источником наиболее полной информации по ЖВ.

Олинером и Лампорелло выполнена серия работ по развитию теории ЖВ при его работе на основном типе колебаний, главным образом, по уточнению расчета значения критической длины волны [41, 42].

Эти же авторы опубликовали несколько работ, посвященных созданию на основе ЖВ антенны вытекающей волны [43-48].

Мейснером выполнены расчеты и исследования направленных ответвителей на основе двухжелобковой системы [49-51], теоретически и экспериментально изучались плавные повороты ЖВ [52,53].

Попытка разработать широкую номенклатуру элементной базы в ЖВ (направленные ответвители, фазовращатель, повороты, согласованная нагрузка и др.) отражена в работе [54]. Авторы этой работы исходя из проведенных ими экспериментов приходят к выводу, что при создании устройств в ЖВ следует ориентироваться на волноводные аналоги, а устройства квазиоптического типа неперспективны в ЖВ. Однако неудачи в создании квазиоптических устройств [54] обусловлены, по-видимому, тем обстоятельством, что эксперименты проводились в области относительно низких частот, где выбранные поперечные размеры ЖВ были соизмеримы с рабочими длинами волн. Для реализации же квазиоптических устройств необходимо, чтобы характерные поперечные размеры волновода в несколько раз превышали длину волны [55]. Поэтому рекомендации [54] в отношении квазиоптических устройств на основе ЖВ нельзя признать как общие. В целом работа [54] ценна тем, что позволяет одновременно видеть как перспективы использования ЖВ на практике, так и проблемы, которые еще предстоит решить при разработке элементной базы.

Разработке комплекта элементов на основе ЖВ посвящена также недавно опубликованная работа [56].

Большое число работ посвящено созданию переходных устройств (возбудителей), позволяющих подключить ЖВ к стандартным трактам на прямоугольных волноводах. Переходы от ЖВ к другим линиям передачи пока что не рассматривались.

О подключении активного полупроводникового диода к ЖВ сообщено в работах [18,57,58], детекторные устройства описаны в [59,60].

Несомненный вклад в теоретические и экспериментальные исследования внесли японские авторы Курауши и Накахара [25,26,61], которые, как отмечалось, считают себя пионерами в этой области.

Интересное применение ЖВ японские исследователи видели в возможности организации с егс помощью связи с железнодорожными экспрессами [26]. Они испытали на участке длиной 1,4 км антенну вытекающей волны на основе ЖВ со скошенными боковыми стенками, имеющими излучающие щели (рис. 4). Эта система, однако, не была внедрена [18].

Статья Накахары и Курауши [25], содержащая основополагающий теоретический и экспериментальный материал по ЖВ, относится к числу наиболее часто цитируемых.

Среди теоретических исследований следует отметить работу Силина и Чепурных [62], в которой численными методами по программе Чепурных и Самохина [63] получено большинство данных о параметрах ЖВ: критических частотах основного и высших типов волн, погонных потерях, волновом сопротивлении, дана конфигурация поля в поперечном сечении для различных типов волн.

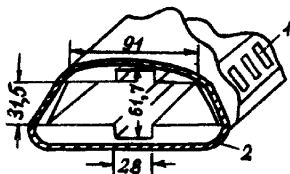


Рис. 4. Антенна вытекающей волны на основе желобкового волновода (размеры - в мм): 1-излучающая щель, 2-корпус [26]

Экспериментальные исследования ЖВ в ранних работах [29, 64, 65] проводились в см-диапазоне длин

волн; впоследствии эксперименты были практически полностью перенесены в мм-диапазон. ВЧ-граница экспериментальных исследований ЖВ, как уже отмечалось, приблизилась к частоте 1000 ГГц [38].

Одним из наиболее важных является вопрос о выборе формы поперечного сечения ЖВ и его размеров. Основным критерием этого выбора является обеспечение одномодового (с самофильтрацией) режима работы в заданной полосе частот; другими критериями - потери и допустимый уровень пропускаемой через волновод мощности. Вопросу о выборе формы поперечного сечения ЖВ посвящено много работ [18, 37, 38, 66, 67], однако исследования в этой области продолжаются (см. раздел 4). Изучение и сравнение различных форм поперечного сечения ЖВ, по-видимому, в дальнейшем помогут прийти к более выгодным конфигурациям, которые для разных применений этих волноводов могут быть неодинаковыми. В связи с этим интересно отметить, что в работе [33] авторы, которые ранее занимались исследованиями ЖВ с прямоугольными желобками, после первых же экспериментов с волноводом, имеющим треугольные (∇ -образные) желобки, заявили: "Мы не видим смысла в продолжении исследований прямоугольного ЖВ и наши дальнейшие работы будут сосредоточены на ∇ -образном ЖВ и компонентах на его основе для диапазона частот 100...300 ГГц".

Обобщающая информация о свойствах ЖВ не вышла пока что за рамки журнальных публикаций, среди которых наиболее полной является работа [16]. В небольшом объеме обзор сведений о желобковом волноводе имеется в недавно изданной за рубежом книге [68].

Работы по исследованию ЖВ, опубликованные в СССР, нашли отражение в тексте обзора и библиографии. Здесь, однако, отсутствуют материалы, представленные на некоторых научных семинарах и конференциях, с учетом которых можно утверждать, что интерес к ЖВ в СССР возрастает.

2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ЖЕЛОБКОВОМ ВОЛНОВОДЕ

2.1. Геометрия ЖВ

Желобковый волновод (рис. 1) представляет собой две параллельные проводящие пластины, имеющие на внутренних поверхностях расположенные друг против друга продольные желобки (канавки). Они обеспечивают распространение волны между пластинами в заданном направлении вдоль оси желобков. Энергия волны основного типа практически полностью сосредоточена в области между желобками.

Форма желобков в общем случае может быть достаточно разнообразной, причем их число может быть больше двух (рис. 3).

Основной объем накопленной информации относится к волноводу с желобками прямоугольной формы. Это можно объяснить удобством такой формы для теоретического анализа, простотой изготовления волновода и устройств на его основе.

Характерные размеры ЖВ с прямоугольным желобком в буквенных обозначениях, которые будут использоваться в данной главе, приведены на рис. 5.

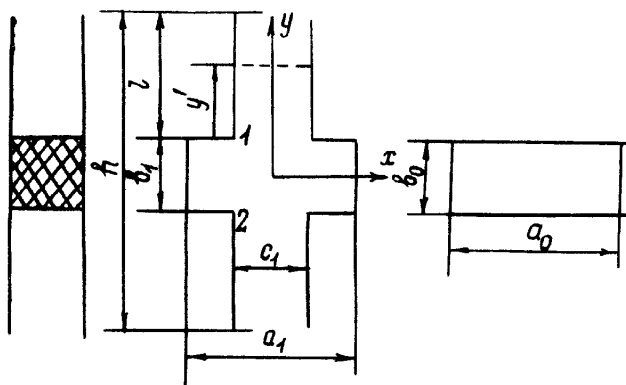


Рис.5. Обозначения размеров желобкового и прямоугольного волноводов. Слева показан диэлектрический N-волновод

Большинство достоинств ЖВ следует из его относительно больших поперечных размеров: расстояние между пластинами S_1 может составлять $(2...3)\lambda$ и больше. В табл. 2 приведены размеры нескольких вариантов ЖВ с прямоугольными желобками, которые исследовались разными авторами экспериментально.

Таблица 2

Размеры желобковых волноводов

	$a_1, \text{мм}$	$b_1, \text{мм}$	$c_1, \text{мм}$	$L_c, \text{мм}$	Частота, ГГц	Источник информации
	7,2	3,4	4,8	12,25	27-78	[56]
	15	5	10	24,04	100	[18,38]
	16,66	5	10	26,52	100	
	61,7	28	31,5		7,2-7,8	[26]
	6	2	4		890	[38]
	132	100	88		2,45	[93]
	8,8	3,5	5		28-70	[52,53]
	45	10	30	-	35	[38,39]
	13	8	7	-	35	[54]
	68	20	34	107,8	10	[25]
	30,86	7,62	22,86	48,46	10	[64,65]
	7,11	21,33	6,85	13,98	30	[21]
	7,11	3,55	6,32	12,86	30	[21]
	7,11	3,55	6,35	14,0	30	[29]
ЖВ-1	5,8	4,0	3,4	10,38	30-400	*
ЖВ-2	17,4	12,6	10,2	31,24	10-120	*
ЖВ-3	45	16	15	82,55	4-40	*
ЖВ-4	330	100	150	559,3	2,45	*

* - данные авторов.

Следствием больших поперечных размеров ЖВ являются низкие потери, высокий уровень передаваемой мощности, простота изготовления, отсутствие жестких требований к качеству фланцевых соединений. Надо отметить, что такими же достоинствами обладают и другие "сверхразмерные" волноводы, например, круглый и прямоугольный, но практически все они являются многомодовыми, что создает серьезные проблемы при их использовании [2,69,70]. ЖВ выгодно отличается от большинства сверхразмерных волноводов квазиедномодовым режимом, обусловленным способностью к самофильтрации от волн высшего типа, которые при соответствующих геометрических размерах ЖВ излучаются через щели. При этом утечка энергии волны основного типа через щель очень мала и ее легко снизить до требуемой величины увеличением длины щели ℓ .

В работе [18] для обеспечения малых потерь, малой дисперсии и одномодового режима рекомендуются следующие размеры ЖВ: расстояние между пластинами $C_I = (3...3,4)\lambda$, глубина желобка $a = \frac{1}{3} C_I$, ширина желобка $b_1 = 0,4 C_I$.

При этом $a_1 = c_1 + 2a = \frac{4}{3} c_1$ и относительные размеры поперечного сечения равны: $c_1/a_1 = 0,6$; $b_1/a_1 = 0,24$.

Нормированное значение рабочей длины волны $\lambda/2a_1 = (0,88...1) \cdot 10^{-1}$ при указанных размерах оказывается на порядок меньше нормированного значения критической длины волны $\lambda_c/2a_1$, которое примерно равно единице.

Отмечается [18], что параметры ЖВ не критичны к изменению размеров его поперечного сечения.

Боковые стенки у ЖВ, как правило, отсутствуют, поэтому такой волновод относят к "полуоткрытым" (далее для краткости будем называть его открытым ЖВ). В литературе рассматривали и закрытый ЖВ [71, 72] (рис. 3, б). На волне основного типа он обладает такими же характеристиками, как и ЖВ без боковых стенок, но теряет свое важнейшее качество - способность к самофильтрации волн высшего типа [28].

В работе [62] закрытый ЖВ использовали в качестве теоретической модели для анализа открытого ЖВ, работающего на основной моде, которая нечувствительна к присутствию боковых стенок. Можно указать на определенное сходство закрытого ЖВ с крестообразным волноводом [73, 74].

ЖВ с поглощающими боковыми стенками (рис. 3, г) по характеристикам на волне основного типа аналогичен открытому ЖВ, сохраняет способность к самофильтрации высших мод и имеет дополнительное преимущество, заключающееся в уменьшенной утечке энергии в окружающее пространство.

Волновод с ∇ -образными желобками (рис. 3, д) обладает хорошей фильтрацией волн высшего типа, имеет несколько меньшие потери, чем волновод с прямоугольными желобками, и другие особенности [33, 34, 75].

Для двухжелобковой структуры (рис. 3, е) свойственно распространение двух типов волн (четной и нечетной), имеющих различные фазовые скорости [35]. Такая структура может применяться для создания направленных ответвителей [50, 51].

Металлическая пластина, размещенная в центре ЖВ перпендикулярно силовым линиям электрического поля, не нарушает режим распространения основной волны. Если установить такую пластину и отделить одну из половин ЖВ, изображенную на рис. 3, ж пунктиром, то оставшаяся часть сохранит волноведущие свойства ЖВ. Такой волновод был предложен в заявке А.М.Храпко и В.Г.Цупкина [76] для построения измерительной линии мм- и субмм-диапазонов. В заявке были даны расчеты фазовой скорости и волнового сопротивления волновода с использованием аналоговой сетки с ICR - джопчками для моделирования уравнений Максвелла. Отметим, что заявка была

подана в 1964 г. до появления зарубежных публикаций по желобковому волноводу.

Работы по выбору формы и оптимизации размеров поперечного сечения ЖВ, несомненно, будут продолжены. Возможность использования различных форм поперечного сечения ЖВ позволяет говорить о существовании семейства такого рода волноводов.

2.2. Волноводные аналоги

При качественном описании волноводных свойств и распределения электромагнитного поля в ЖВ можно указать на его аналогию с плоскопараллельной линией, металлодиэлектрическим Н-волноводом (МДНВ) и прямоугольным волноводом с продольной щелью в широкой стенке.

Между двумя параллельными проводящими пластинами, отстоящими друг от друга на расстоянии $c, > \lambda/2$, могут распространяться Н-, Е- и Т-волны. Однако плоскопараллельная линия не обладает выделенным направлением распространения волн и поэтому не может использоваться для канализации энергии. ЖВ может рассматриваться как плоскопараллельный волновод, в котором имеется участок ограниченной ширины с увеличенным расстоянием между пластинами. Выбором ширины и глубины канавок можно добиться того, что определенные волны низшего типа будут локализованы в желобке, волны же нежелательных типов останутся не локализованными, занимая все пространство между пластинами. Локализованные волны распространяются вдоль желобка почти так же, как внутри замкнутого волновода, не локализованные волны быстро теряют энергию, "вытекая" из желобка в щели.

Ранее Титером был предложен другой способ локализации поля волн, распространяющихся между металлическими пластинами — с помощью диэлектрической пластины (рис. 5,6). Такая система получила

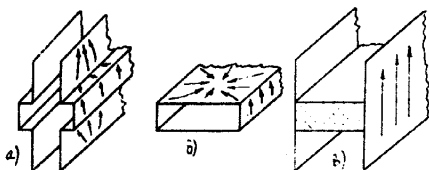


Рис. 6. Электрические токи в стенках желобкового (а), прямоугольного (б) и МДНВ (в)

название Н-волновода по конфигурации, напоминающей букву Н. Для отличия от металлического Н-волновода, широко используемого в см-диапазоне, данный волновод здесь называем металлодиэлектрическим Н-волноводом (МДНВ).

В ряде работ [10, 19] демонстрируется сходство между МДНВ и ЖВ, проявляющееся в том, что в обоих случаях поле основной волны концентрируется в ограниченном волноведущем участке поперечного сечения, за пределами которого напряженность поля спадает по экспоненциальному закону (рис. 1). Концентрацию поля в обоих случаях связывают с уменьшением фазовой скорости волны либо на участке с диэлектриком, либо на участке с увеличенным расстоянием между пластинами.

ЖВ и МДНВ можно сопоставить путем сравнения их критических длин волн [20]. Пусть ЖВ и МДНВ имеют одинаковое расстояние между пластинами c_1 , а ширина канавки ЖВ d_1 совпадает с шириной диэлектрического слоя МДНВ. Критическая длина волны λ_c плоскопараллельного волновода с воздушным заполнением, расстояние между пластинами которого $a_1 = c_1 + 2a$, равна $\lambda_c = \lambda_c' = 2a_1$, а в случае плоскопараллельного волновода, заполненного диэлектриком, при расстоянии между пластинами c_1 величина $\lambda_c = \lambda_c'' = 2c_1 \sqrt{\epsilon'}$, где ϵ' - диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Приравнявая $\lambda_c' = \lambda_c''$, получим:

$$c_1 + 2a = c_1 \sqrt{\epsilon'}$$

откуда следует

$$\epsilon = \left(1 + 2 \frac{a}{c_1}\right)^2 \Big|_{a \ll c_1} \approx 1 + \frac{a}{c_1}$$

Для МДНВ известны соотношения

$$k_x^2 + k_y^2 = (\epsilon - 1) \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2, \quad \operatorname{tg} k_y \frac{d_1}{2} = \epsilon k_x / k_y,$$

$$k_x^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_d}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c_1}\right)^2,$$

где k_x и k_y - волновые числа.

Используя эти соотношения и $\lambda_c^{-2} = \lambda^{-2} - \lambda_d^{-2}$, можно найти критическую длину волны и длину волны в ЖВ.

В работе [10] приводится ряд модификаций МДНВ (рис. 7), одной из разновидностей которого авторы этой работы считают ЖВ. Однако аналогия между МДНВ и ЖВ не является полной. Волны МДНВ, как у всякого волновода с продольно ориентированным диэлектрическим слоем, имеют обязательную продольную компоненту поля E_x . В ЖВ, в отличие от МДНВ, существуют поперечные электрические Н-волны, у которых $E_x = 0$, причем именно эти волны играют основную роль.

Для инженерной интерпретации волноводных свойств ЖВ удобно провести его аналогию с обще-

известным металлическим прямоугольным волноводом (на рис. 5 справа). Конфигурация поля основной волны в поперечном сечении ЖВ с прямоугольными желобками очень близка к конфигурации поля волны H_{10} в поперечном сечении ПВ. ЖВ можно представить как ПВ увеличенных размеров (сверхразмерный ПВ) с неизлучающей для волны H_{10} продольной щелью в широкой стенке. Щель раздвинута, и к ее краям присоединены экранирующие пластины. Схема преобразования ПВ и ЖВ показана на рис. 8. Небольшое отличие в конфигурациях поперечных полей ПВ и ЖВ состоит в том, что силовые линии электрического поля в ПВ строго параллельны стенкам, а в ЖВ они слегка искривлены. На рис. 8 демонстрируется также возможность преобразования круглого волновода с волной H_{11} в ЖВ с полукруглыми желобками.

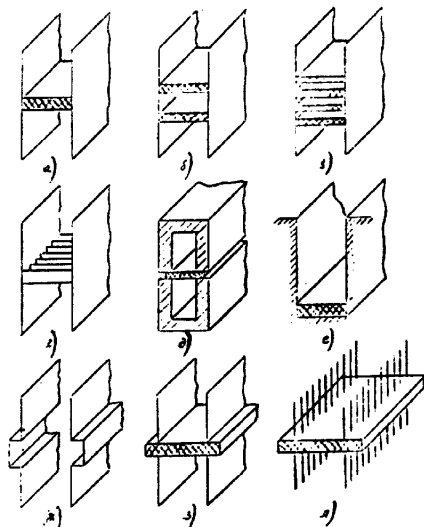


Рис. 7. Семейство H-образных волноводов: а) — однослойный; б) — двухслойный; в) — многослойный; г) — с искусственным диэлектриком; д) — модифицированный; е) — усеченный (половинчатый); ж) — желобковый; з) — диэлектрический желобковый; л) — решетчатый (ограждающий)

Критические длины волны основного типа в ЖВ и ПВ определяются одним и тем же характерным размером — длиной "широкой" стенки:

$\lambda_c = 2a_0$ для ПВ и $\lambda_c \approx 2a_1$ для ЖВ. Приближенный характер равенства для ЖВ обусловлен дополнительным влиянием на λ_c реактивной проводимости щелей. В ЖВ с практически используемыми размерами величина λ_c примерно на 10–20 % меньше значения $2a_1$ (рис. 9). Поэтому можно записать $\lambda_c = \gamma(2a_1)$, $0,8 \leq \gamma < 1$. В предельных случаях $c_1 \rightarrow a_1$ и $c_1 \rightarrow 0$, когда ЖВ превращается в плоскопараллельную линию и прямоугольный волновод, $\gamma \rightarrow 1$.

В области длин волн $\lambda_c > \lambda > 0,5 \lambda_c$, характерной для одноволнового режима ПВ, параметры ЖВ и эквивалентного прямоугольного волновода с размерами $a_0 = a_1$ и $b_0 = b_1$ отличаются очень мало. Они имеют близкие по значениям потери, предельные мощности,

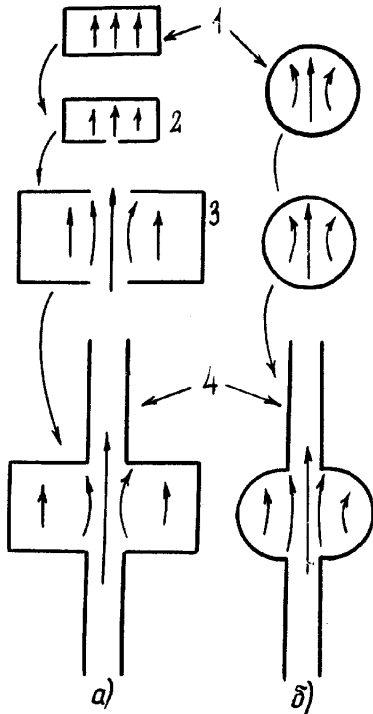


Рис.8. Преобразование прямоугольного (а) и круглого (б) волноводов в желобковые: 1-исходные волноводы; 2- с продольными неизлучающими щелями; 3- с увеличенными размерами и щелями ОПВ; 4 - с присоединенными к щелям экранирующими пластинами

дисперсию. Очевидно, что возможности изготовления ОПВ и ЖВ с одинаковыми размерами примерно одни и те же. Однако для ЖВ возможна одномодовая работа в области более коротких длин волн $\lambda < 0,5 \lambda_c$, где прямоугольный волновод оказывается многомодовым. С укорочением длины волны при неизменных размерах поперечного сечения ЖВ начинают проявляться его преимущества.

По мере укорочения длины волны уменьшаются токи в стенках ЖВ и снижаются погонные потери. Малые значения продольных токов в стенках ЖВ упрощают стыковку отрезков волноводов, делая ее не критичной к зазорам между фланцами, а также к поперечным щелям в стенках волновода.

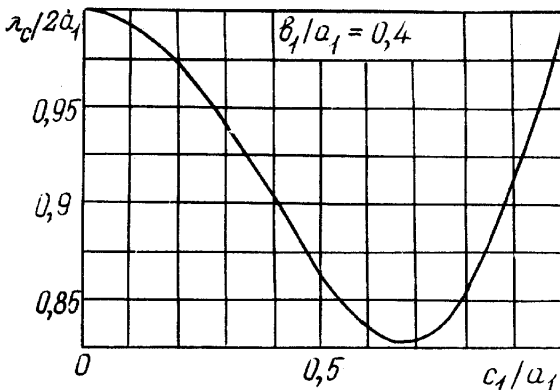


Рис.9. Зависимость нормированного значения критической длины волны $\lambda_c/2a_1$ от ширины щели c_1/a_1 [11]

Направления токов в стенках ЛВ и его ближайших аналогов - МДВ и ОПВ-показаны на рис. 6.

2.3. Волна основного типа

Конфигурация поля волны основного типа H_{II} внутри желобковой области, как уже говорилось, подобна конфигурации поля волны H_{I0} в прямоугольном волноводе (рис. 10)*

Искривление силовых линий электрического поля реально не столь велико, как демонстрируют рисунки. Это подтверждает эксперимент, проведенный с частотериодической металлической решеткой (период решетки много меньше длины волны [77, 78]), помещенной в поперечном сечении ЛВ. Такая решетка практически не ослабляет волну в том случае, когда ее проводники установлены перпендикулярно щели в ЛВ, т.е. ортогонально основному направлению электрического поля E_y . Это говорит о малой величине компоненты поля E_x и, следовательно, о слабой кривизне линий электрического поля. За пределами желобковой области амплитуда поля основной волны спадает в направлении оси y по экспоненциальному закону.

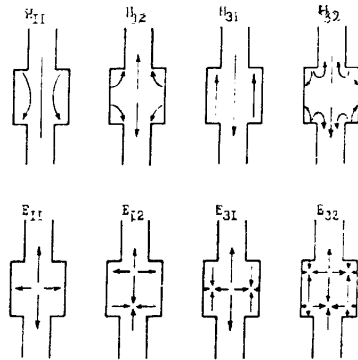


Рис.10. Конфигурация электрического поля основного и высших типов волн желобкового волновода

Выражения для компонент поля основной волны имеют вид [21] :

в области желобка

$$E_x = E_0 \sin(\pi x/a_1) \sin k_y y,$$

$$E_y = \frac{\pi}{a_1 k_y} E_0 \cos(\pi x/a_1) \cos k_y y,$$

$$H_x = -\frac{\pi}{a_1 k_y} H_0 \cos(\pi x/a_1) \cos k_y y, \quad (1a)$$

$$H_y = H_0 \sin(\pi x/a_1) \sin k_y y,$$

$$H_z = j \frac{(\pi/a_1)^2 + k_y^2}{k_y k_z} H_0 \sin(\pi x/a_1) \cos k_y y;$$

* В работе [62] основная волна ЛВ обозначена как H_{I0}

в области щели

$$\begin{aligned}
 e_x &= e_0 \sin(\alpha x/c_1) e^{-\delta}, \\
 e_y &= \frac{\alpha e_0}{c_1 |k_y'|} \cos(\alpha x/c_1) e^{-\delta}, \\
 h_x &= -\frac{\alpha h_0}{c_1 |k_y'|} \cos(\alpha x/c_1) e^{-\delta}, \\
 h_y &= h_0 \cos(\alpha x/c_1) e^{-\delta}, \\
 h_z &= j \frac{(\alpha/c_1)^2 - |k_y'|^2}{|k_y'| k_x} h_0 \sin(\alpha x/c_1) e^{-\delta},
 \end{aligned} \tag{16}$$

где E_0 , $H_0 = E_0 k_x / (\omega \mu)$, e_0 и $h_0 = e_0 k_x / (\omega \mu)$ амплитудные коэффициенты; $\delta = |k_y'| y'$, $y' = y - 1/2 b_1$; k_y , k_y' и k_x - волновые числа по осям y и z ; μ - магнитная проницаемость среды. У всех компонент поля опущен множитель $e^{-jk_x z}$. Далее рассматриваем параметры ЛВ на волне основного типа.

2.4. Погонное затухание

Погонные потери в ЛВ состоят из омических, обусловленных протеканием тока в металлических стенках с конечной проводимостью, и потерь излучения через боковые щели.

Аналитическое выражение для погонных потерь, обусловленных токами в стенках ЛВ с мелкими канавками, приведено в [21]:

$$\alpha_z = \frac{R_s}{a_1 \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}} \frac{A + B(\lambda/\lambda_c)^2}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_c)^2}}, \tag{2}$$

где $R_s = \sqrt{\omega \mu_0 / (2\sigma)}$ - поверхностное сопротивление стенок; σ - проводимость материала стенок на постоянном токе; A и B - константы, зависящие от геометрических размеров ЛВ.

В случае плоскопараллельной линии $A = 0$, $B = 2$, а для ЛВ с мелкими желобками $A = 0,0454$, $B = 2,671$.

Омические потери в ЛВ можно рассчитать численными методами [62,63]. Расчетные значения потерь в ЛВ и ряде ОПВ стандартных размеров приведены на рис. 11а для волноводов из меди (проводимость $\sigma^{-1} = 1,75 \cdot 10^{-6}$ Ом. м). Видно, что характер частотной зависимости потерь в ЛВ такой же, как в прямоугольном волноводе. Низкочастотная область характеризуется уменьшением потерь с ростом частоты, что объясняется снижением вклада в эти потери продольных токов. Затем, после прохождения точки минимальных потерь на частоте $f_{min} \approx 3fc$ при дальнейшем росте частоты потери растут, что объясняется увеличением поверхностного сопротивления металла. Наличие минимума потерь на частотной зависимости является экспериментально подтвержденным фактом [56]. Практически в ЛВ, изготов-

ленных простыми технологическими приемами (фрезерованием) из латуни, меди или алюминия, потери больше, чем предсказывает теория, но меньше, чем у одномодовых прямоугольных волноводов. Преимущество ЖВ перед прямоугольными волноводами по потерям быстро увеличивается с ростом частоты, поскольку поперечные размеры ЖВ при этом остаются постоянными, а поперечные размеры ПОВ уменьшаются.

Составляющая погонных потерь ЖВ, связанная с излучением, зависит от ширины щелей c_1 (рис. II б), уменьшаясь с увеличением длины щелей e и, следовательно, полной ширины волновода h . Как отмечается в [18], при $(h/c_1) > 5$ потери, связанные с излучением, для волны основного типа пренебрежимо малы.

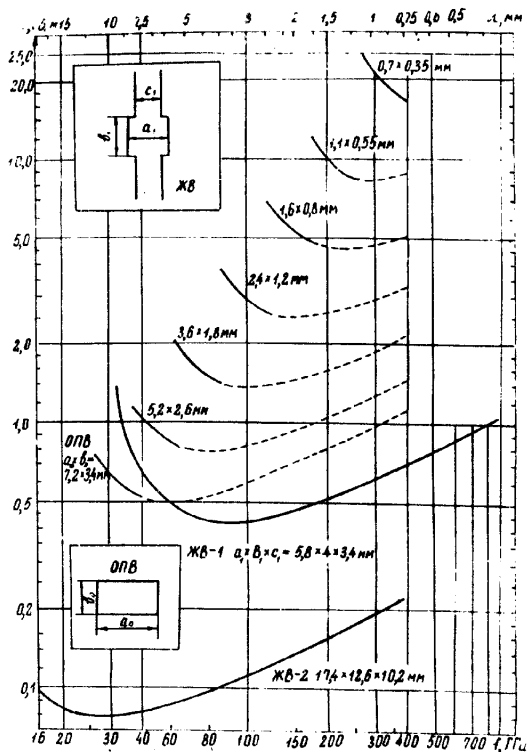


Рис. II а. Зависимости погонных потерь в стенках ОПВ и ЖВ от частоты

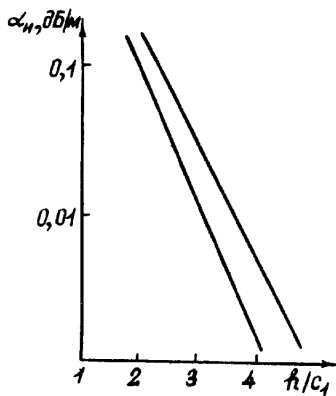


Рис. II б. Зависимость потерь излучения α_n ЖВ от нормированной ширины h/c_1 при $c_1/a_1 = 0,6$, $b_1/a_1 = 0,3$ (I) и $c_1/a_1 = 2/3$, $b_1/a_1 = 1/3$ [18]

2.5. Поперечное затухание

В области щели поле волны основного типа, согласно теоретическим представлениям и экспериментальным данным, затухает по экспоненциальному закону. Величина ослабления напряженности поля вдоль координаты y может быть оценена по следующей формуле, которая следует из работы [21]:

$$\alpha_y = -2\pi \cdot 8,68 \left[\frac{1}{(\lambda'_c)^2} - \frac{1}{\lambda_c^2} \right]^{1/2} y' \approx -\frac{54,54}{2c_1 \lambda_c} \sqrt{\lambda_c^2 - 4c_1^2} y', \quad (3)$$

где y' - расстояние от края желобка, $\lambda'_c = 2c_1$ - критическая длина волны плоскопараллельного волновода с расстоянием между пластинами, равным c_1 .

Так как $\lambda_c \approx 2a_1$, то из формулы (3) следует, что поперечное затухание растет по мере увеличения отношения a_1/c_1 , т.е. с увеличением глубины желобка при $c_1 = const$ или с уменьшением ширины щели c_1 при $a_1 = const$.

Поле основной волны в области щели оказывает слабое влияние на передачу энергии и параметры КВ. Это иллюстрируется следующими данными.

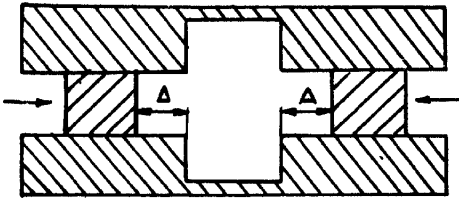


Рис.12. КВ с подвижными боковыми стенками

Расчет, выполненный по программе [63], показал, что в закрытом КВ установка боковых стенок в КВ-I на расстоянии $\Delta = 2$ мм от желобка (рис.12) вызывает изменение λ_c на 1%. Расчетные погонные потери при сближении боковых стенок вплоть до $\Delta \geq 1$ мм возрастают не более чем на 3%. О малом влиянии возмущения поля в области щели свидетельствуют также эксперименты с закрытым КВ-I, имеющим подвижные боковые стенки (рис. 12). Кривые КСВН, наблюдаемые на панорамном измерителе в диапазоне частот 80...120 ГГц, в случае КВ-I претерпевают изменение, которое можно обнаружить визуально лишь при приближении металла к желобку на расстояние $\Delta \leq 1,2$ мм. Аналогичные данные приведены также в работе [56].

Можно ввести понятие эффективного поперечного сечения КВ, определяемого размерами a_1 , b_1 и $h_{эфф}$ ($h > h_{эфф} > b_1$), в котором переносится основная часть (например, 90%) потока мощности. Критериями для определения размера $h_{эфф}$ могут быть также условия малости изменения параметров КВ на волне основного типа, например, изменения величины λ_c или погонного затухания при установке на

границах области, определяемой размером $h_{эфф}$, поглощающих или проводящих стенок.

Слабое влияние металлических стенок, расположенных в области щели на небольшом расстоянии от желобка, позволяет устанавливать на отрезки ЖВ цельнометаллические фланцы (рис. 1 а). При малой длине боковых стенок на фланцах свойство самофилтрации высших типов волн ЖВ заметно не нарушается. В щели могут быть установлены определенные элементы конструкций устройств.

2.6. Дисперсия

Дисперсия длины волны в ЖВ $\lambda_g(\lambda)$, как и в других волноводах, определяется соотношением:

$$\lambda_g = \lambda \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

которое проиллюстрировано рис. 13. В низкочастотной области рабочей полосы ЖВ обладает такой же большой дисперсией, как и ОПВ. На частоте $f = 2f_c$ величина λ_g отличается от λ немногим более чем на 10 %;

при дальнейшем увеличении частоты $\lambda_g \rightarrow \lambda$, т.е. дисперсия исчезает. Так, при $\lambda/\lambda_c = 0,1$ получим $\lambda_g/\lambda = 1,005$.

Формула (4)

косвенно характеризует частотную зависимость таких параметров волновода, как волновое сопротивление, предельная мощность.

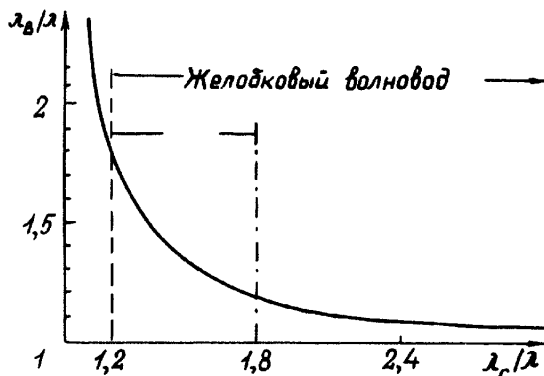


Рис.13. Дисперсионная зависимость длины волны в рабочей полосе длин волн ОПВ и в длинноволновом участке рабочей полосы желобкового волновода

2.7. Волновое сопротивление

Волновое сопротивление волновода Z_g , определяемое через напряжение U_{12} между точками ЖВ 1 и 2 [62] (рис. 5) и мощность волны P , равно:

$$Z_g = \frac{U_{12}^2}{2P} = \frac{Z_0}{C_{12}} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

где Z_0 - волновое сопротивление свободного пространства:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \approx 377 \text{ Ом.}$$

C_{12} - безразмерная величина, пропорциональная эквивалентной емкости волновода, вычисленная между точками 1 и 2.

Значения C_{12} , рассчитанные для ЖВ различных сечений, приведены на рис. 14. Для сравнения укажем, что в случае ОПВ:

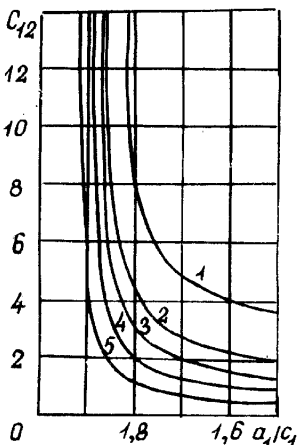


Рис.14. Эквивалентная емкость делового волновода [37]: 1- $b/a = 0,25$; 2- $0,5$; 3 - $0,75$; 4- $1,25$; 5- $2,5$

$$C_{12} = \frac{a_0}{2b_0} \Big|_{b_0 = 0,5a_0} = 1, \quad (6)$$

$$Z_{\text{ж}} = \frac{2b_0 Z_0}{a_0} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (7)$$

При одинаковых размерах $a_1 = a_0$, $b_1 = b_0$ волновое сопротивление ЖВ меньше волнового сопротивления ОПВ.

2.8. Предельная мощность

Ограничение уровня мощности, передаваемой через волновод, обусловлено двумя факторами: нагревом стенок из-за омических потерь в металле и электрическим пробоем между стенками через воздушную (газовую) среду. Для снижения нагрева, ограничивающего повышение средней допустимой мощности, необходимо уменьшение погонных потерь волновода, и с этой точки зрения преимущество ЖВ перед ОПВ очевидно.

Увеличенные поперечные размеры ЖВ способствуют его работоспособности и на высоких уровнях импульсной мощности, ограничиваемой фактором пробоя. Рассмотрим второй фактор количественно.

Электрическая прочность, определяющая предельную мощность волновода, зависит в первую очередь от размеров и формы поперечного сечения волновода, а также от конфигурации электрического поля в его поперечном сечении*. Сопоставим электрическую прочность регулярного (без неоднородностей) и идеально согласованного ЖВ с

* На электрическую прочность волноводов влияет и ряд других факторов (давление и состав заполняющего газа, состояние поверхности и др. [79]), которые здесь не рассматриваются, так как делаются лишь оценочные расчеты и сопоставления.

электрической прочностью других волноводов, прежде всего ОПВ, принимая во внимание лишь основные указанные факторы. Исходя из (5) можно получить для предельной мощности $P = P_{пр}$, при которой произойдет пробой в ЖВ между точками 1 и 2 (без учета эффектов, связанных с концентрацией электрического поля на ребрах), следующее выражение:

$$P_{пр} = E_{пр}^2 a \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda c}\right)^2}, \quad (8)$$

где $E_{пр}$ — напряженность электрического поля, при которой происходит пробой ($E_{пр} = 30$ кВ/см в воздухе), a — коэффициент, зависящий от формы и геометрических размеров волновода и от типа волны; для ЖВ с волной основного типа он равен:

$$a_{жв} = \frac{b_1^2 C_{12}}{2Z_0}. \quad (9)$$

Следует отметить, что уровень допустимой мощности ЖВ заметно зависит не только от размера b_1 , который определяет расстояние между точками пробоя, но и от ширины щели C_1 . Увеличение ширины щели приводит к снижению напряженности поля в точках 1 и 2, так как распределение электрического поля по координате x имеет вид синусоиды с максимумом в центре. Поэтому при прочих равных размерах ЖВ с более широкой щелью имеет более высокую электрическую прочность. По этой же причине при равных размерах ($a_0 = a_1$, $b_0 = b_1$) ЖВ должен пропускать более высокую мощность, чем ОПВ. Однако в случае острых внутренних кромок в ЖВ это предположение может не оправдаться. Заметим, что округление внутренних кромок в ЖВ с целью повышения $P_{пр}$, по-видимому, возможно.

Значения $P_{пр}$ для ЖВ трех сечений и ряда ОПВ, вычисленные при $E_{пр} = 30$ кВ/см с использованием программы [63], приведены на рис. 15. Видно, что преимущества ЖВ перед ОПВ возрастают по мере увеличения частоты. Это различие, как и в случае сравнения этих волноводов по погонному затуханию, обусловлено уменьшением размеров ОПВ при увеличении рабочих частот, в то время как размеры ЖВ сохраняются постоянными.

Для возможности сравнения различных линий передачи по величине $P_{пр}$ в табл. 3 с учетом данных [80, 81] приведены значения параметра $q = E_{пр}^2 a$ при $E_{пр} = 30$ кВ/см.

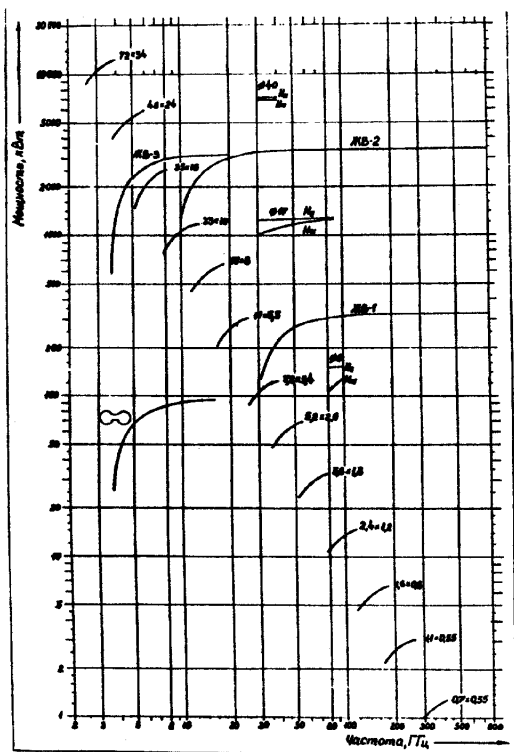


Рис.15. Предельная мощность волноводов

Таблица 3

Параметр q , характеризующий предельные мощности различных линий передачи

Тип линии	q	λ_c
I	2	3
Прямоугольный волновод, волна H_{10}	$597 a_0 \delta_0$	$2 a_0$
Желобковый волновод, волна H_{II}	$1194 c_{12} \delta_1^2$	$\begin{matrix} \eta 2 a_1 \\ 0,75 \leq \eta < 1 \end{matrix}$
Круглый волновод, волна H_{II}	$1790 R^2$	$3,41 R$
Круглый волновод, волна H_{OI}	$1805 R^2$	$1,64 R$

I	2	3
Коаксиальная линия с воздушным заполнением	$1870 \alpha^2 \ln D/d$	0

Примечание. R - внутренний радиус круглого волновода; D - внутренний диаметр внешнего проводника; d - диаметр внутреннего проводника коаксиальной линии

2.9. Высшие типы волн

Схематически конфигурация поля в поперечном сечении для основной и ряда высших волн открытого ЖВ показана на рис. 10, а закрытого - на рис. 16*. Для сравнения на рис. 17 показаны волны в крестообразном волноводе. Примеры распределения электрического поля некоторых магнитных

типов волн, построенных с помощью численных методов [62], приведены на рис. 18, из которого видно, что только для основной волны поле сосредоточено вблизи желобка. У остальных волн поле достигает боковых стенок и, следовательно, при отсутствии стенок оно должно излучаться. Распределение магнитного поля E -волн показано на рис. 16, 19.

Наиболее низкие по частоте паразитные магнитные типы волн H_{12} и H_{31} вытекают через щели (фильтруются) при выполнении условий [25]:

$$\frac{1}{c_1^2} \leq \frac{1}{a_1^2} + \frac{1}{b_1^2}$$

$$c_1 > \frac{1}{3} a_1$$

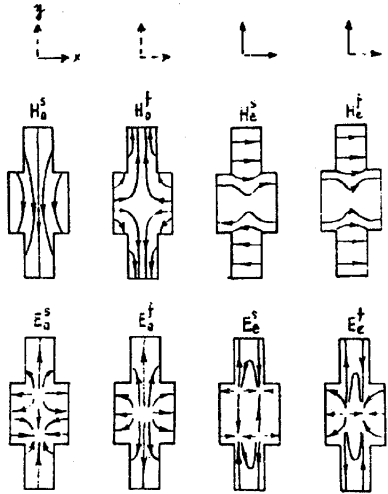


Рис. 16. Типы волн экранированного желобкового волновода

излучается H_{12} (10а)

излучается H_{31} (10б)

* На рисунках сохранены индексы волн, которые использовали авторы цитируемых работ.

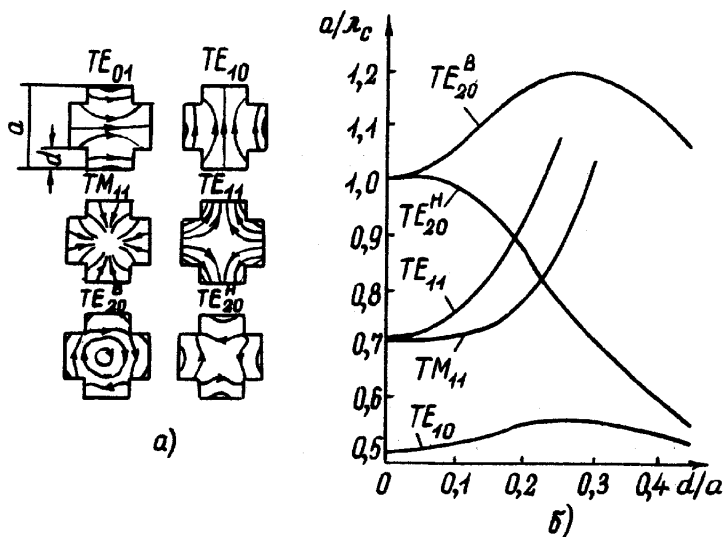


Рис. 17. Распределение поперечного электрического поля (а) и критические длины волн (б) крестообразного волновода [73]

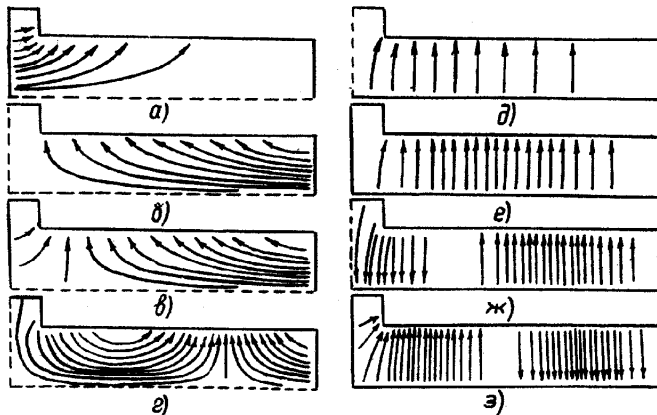


Рис.18. Силовые линии электрического поля, построенные с помощью ЭВМ для нескольких типов волн желобчатого волновода

Волны типа H_{n1} ($n = 3, 5, 7, \dots$), как установлено экспериментально [37-40], могут распространяться в ЖВ с широкой щелью и мелкими желобками ($c_1/a_1 \approx \geq 0,67$). Соотношения между размерами ЖВ, при которых в нем могут существовать указанные высшие типы волн, соответствуют показанным на диаграмме (рис. 20) заштрихованным участкам. Это зоны запрещенного соотношения размеров для одномодового ЖВ. Здесь же указаны точки, соответствующие размерам ряда экспериментально исследованных ЖВ.

Низшая волна с продольной компонентой электрического поля E_{II} теоретически может распространяться в ЖВ, однако практически в известных

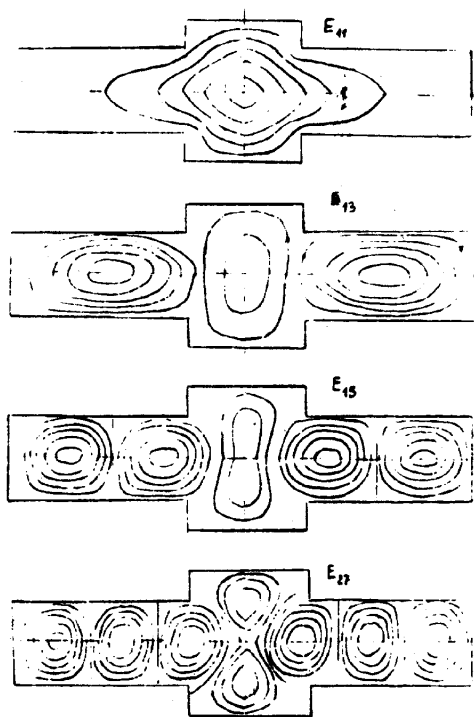


Рис. 19. Конфигурация поперечного магнитного поля волн E-типа в закрытом желобковом волноводе

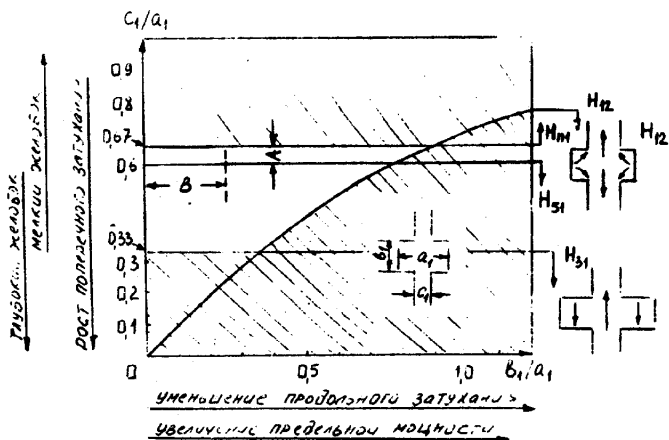


Рис. 20. Области распространения высших типов волн на диаграмме относительных размеров ЖВ

работах она не наблюдалась. Конфигурация поля высших типов волн двухжелобковой линии приведена в работе [22].

Вопрос о высших типах волн в ЖВ более подробно рассмотрен в разделе 4.

2.10. Полоса рабочих частот

Полоса рабочих частот ЖВ снизу ограничена значением критической частоты волны основного типа $f_c = 300/(2a_1 \cdot \gamma)$, где f_c - в ГГц, a_1 - в мм. Из-за больших потерь и сильной дисперсии, как и в случае ОПВ, в рабочую полосу нецелесообразно включать частоты $f \approx 1,2f_c = f_{min}$. Для работы в области слабой дисперсии следует выбирать частотную область $f \approx 2f_c$ (рис. 13). Область частот вблизи значения $f \approx 3f_c$ соответствует минимальным потерям ЖВ заданных размеров (рис. 11 а).

Верхняя граничная частота рабочей полосы ЖВ в настоящее время четко не определена. Эксперименты, выполненные в работе [38], указывают на возможность использования ЖВ сравнительно больших размеров на частотах до I ТГц. Однако одномодовый режим для использованного в [38] волновода ($a_1 = 6$ мм, $b_1 = 2$ мм, $c_1 = 4$ мм), по-видимому, может быть реализован в более ограниченном частотном диапазоне. Согласно оценкам, которые приводятся в разделе 4, частота, на которой может возникнуть низший из нефилтрующих типов (H_{71}), по порядку равна $f_{71} \approx 7f_c$. При этом для фильтрации других типов волн размеры ЖВ должны удовлетворять соотношениям:

$$0,6 < \frac{c_1}{a_1} < 0,67, \quad \frac{b_1}{a_1} \approx 0,75, \quad a_1 = \frac{1}{2} \gamma \frac{300}{f_c}. \quad (10)$$

Область размеров, в которой выполняются первые два из этих условий, показана на диаграмме рис. 20 (область А).

Таким образом, если принять $f_{min} = 1,2f_c$, $f_{max} = f_{71} \approx 7f_c$, то полоса рабочих частот ЖВ в режиме с самофильтрацией высших типов волн (включая чисто одномодовый режим со стороны низких частот) может быть больше двух октав и перекрывать рабочие полосы четырех прямоугольных волноводов (рис. 21).

2.11. Принципы построения элементов тракта

Разработанные на основе ЖВ элементы фидерного тракта и устройства, которые описаны в разделе 5, являются в большинстве своем экспериментальными и не всегда имеют удовлетворительные характеристики. Можно заметить, что при создании элементов на основе ЖВ заимствуют решения как из техники закрытых одномодовых волноводов,

так и из техники квазиоптических линий передачи. Это следует из понимания того факта, что ЖВ занимает промежуточное положение между волноводными и квазиоптическими линиями передачи (ЛП).

С волноводными ЛП ЖВ сближает то обстоятельство, что в обоих случаях используется одномодовый режим, а конфигурация поля формируется металлическими боковыми стенками. С квазиоптическими ЛП ЖВ сближают относительно большие поперечные размеры ЖВ, превышающие в несколько раз длину волны. Это превышение пропорционально отношению критической к рабочей длине волны $\lambda_c/2$. В длинноволновой части диапазона ($\lambda_c > \lambda > \frac{1}{2} \lambda_c$) целесообразно формировать элементную базу на ЖВ по волноводному принципу, изменяя, например, конфигурацию стенок, а для коротковолновой части диапазона

$\lambda < (\frac{1}{2} \dots \frac{1}{4}) \lambda_c$ - по квазиоптическому принципу с

использованием зеркальных отражателей, частопериодических решеток, полупрозрачных зеркал, диэлектрических призм, линз и т.д.

Характерным элементом, иллюстрирующим сказанное, может служить поворот ЖВ. На длинных волнах успешно работает такой же плавный поворот, как в прямоугольных волноводах, а на коротких волнах гораздо лучшие характеристики имеет угловый квазиоптический изгиб (рис. 22).

Разделение элементной базы в ЖВ на длинноволновую - волноводного типа и коротковолновую - квазиоптического типа не является жестким. Возможно взаимное проникновение ряда "волноводных" технических решений в коротковолновую область и "квазиоптических" - в длинноволновую. Например, известный волноводный фазовращатель типа

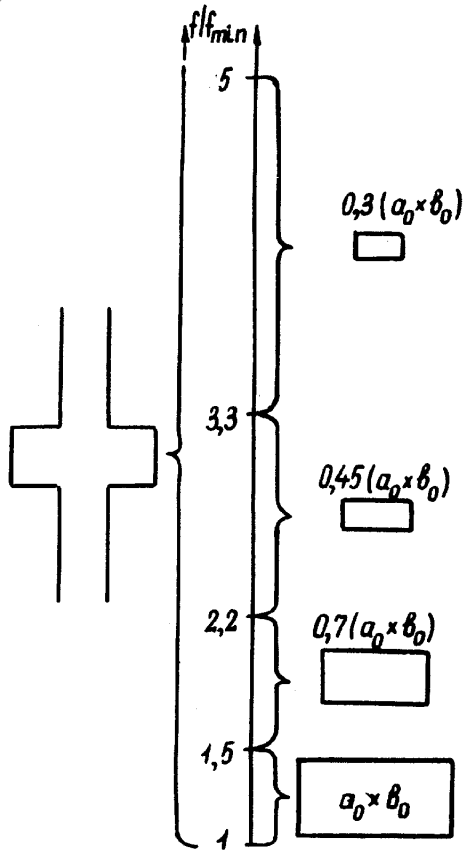


Рис. 21. Частотные полосы ЖВ и ОПВ, перекрываемые четырьмя стандартными прямоугольными волноводами

"сжимной линии" при выполнении в ЖВ оказывается вполне работоспособным в области коротких длин волн. Типичный же элемент квазиоптики — частопериодическая решетка [16, 77] — может использоваться как в коротковолновом, так и в длинноволновом участке рабочего диапазона ЖВ. Это взаимопроникновение технических решений обеспечивает широкий маневр при создании элементной базы на основе ЖВ. Некоторые устройства показаны на рис. 23.

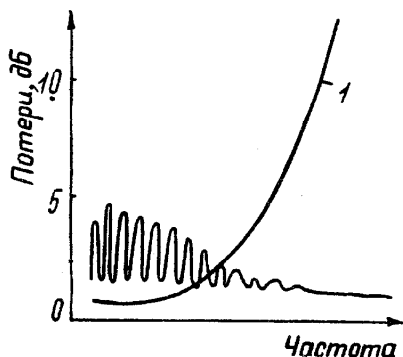


Рис.22. Потери плавного 1 и углового 2 поворотов желобчатого волновода

таких устройств, как постоянные и переменные аттенюаторы, фазовращатели, измерительные линии, подвижные нагрузки и др. Устанавливая

Простой доступ во внутреннюю часть ЖВ через широкие неизлучающие щели открывает возможность легкого конструирования

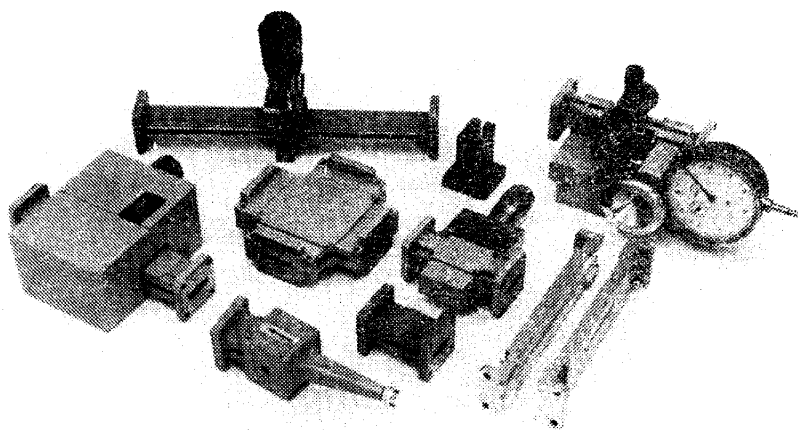


Рис.23. Примеры функциональных элементов тракта на основе ЖВ (Сконструированы И.В.Аверкиевой и И.Д.Симоновым)

проводники (металлические стенки, штыри) в центральной части ЖВ перпендикулярно силовым линиям электрического поля (между стенками b_1), мы обеспечиваем построение устройств, для которых необходимо электрическое питание ($p-i-n$ -модуляторы) или вывод низкочастотных сигналов (детекторы). Большая площадь поверхности в области щели может использоваться для размещения каких-либо элементов радиоустройств и для эффективного теплоотвода рассеиваемой мощности. Удобна для изготовления устройств разъемная конструкция ЖВ, выполненная из двух частей (рис. 23). Внутри ЖВ могут быть смонтированы элементы волноводно-щелевой линии для монтажа полупроводниковых приборов и для других целей.

Описание некоторых конструкций устройств на ЖВ и их параметров приведено в разделе 5.

2.12. Области применения

ЖВ рассматривают в настоящее время в первую очередь как перспективную линию передачи диапазона мм-и субмм-волн [10,18]. Основные экспериментальные исследования выполнены пока в диапазоне частот 25...100 ГГц. Верхний частотный предел проведенных исследований ограничен в основном отсутствием доступной аппаратуры на более высоких частотах. Прорыв в область коротких субмм-волн описан в работе [38], где измерены потери ЖВ на длине волны $\lambda = 337$ мкм (частота 890 ГГц). Источником излучения служил *НСМ* лазер. Эта работа дала оптимистические прогнозы по возможности использования ЖВ на частотах до 1000 ГГц. В то же время известно [17], что для диапазона мм- и субмм-волн предложено более тридцати типов других линий передачи. Однако практически используются в основном те из них, которые ранее были хорошо изучены и использовались в см-диапазоне: одномодовые прямоугольные и круглые металлические волноводы, микрополосковая и волноводно-щелевая линия. [83-85]. Направляются усилия на продвижение коаксиальной линии в области частот до 60...80 ГГц.

Среди известных и относительно новых ЛП, получивших применение или предназначенных в основном для мм- и субмм-волн, кроме ЖВ можно назвать, например, сверхразмерные прямоугольные и круглые металлические волноводы, семейство диэлектрических волноводов (ДВ) [86], канал в диэлектрике [2,6], металлодиэлектрический волновод (МДВ) [67], цилиндрическую щелевую линию (ЩЦЛ) [9,14], линию поверхностной волны [88], открытые квазиоптические системы на основе линз, зеркал и диафрагм [89,55], упоминавшееся уже семейство металлодиэлектрических Н-волноводов, микродиэлектрический (microslab) [90] и полосковый диэлектрический волновод [91,92].

место ЭВ среди ряда других ЛП КВЧ-диапазона характеризует рис. 24. Границы отрезков с названиями ЛП показывают характерный частотный диапазон их применения. Стрелки указывают на возможность использования данной ЛП на более высоких или низких частотах. Расположение названий ЛП снизу вверх соответствует возрастанию в них погонных потерь; цифры на вертикальной оси показывают типичные для данной ЛП потери на частоте 100 ГГц или на максимальной частоте использования, если она меньше 100 ГГц. Более подробному сопоставлению линий передачи КВЧ посвящены работы [1-5, 10-13, 17 и др.]

Перечислим те достоинства ЭВ, которые могут предопределить области возможных его применений: достаточно большие поперечные размеры, обеспечивающие технологичность и удобство эксплуатации; отсутствие жестких требований на допуски при изготовлении; одномодовый (самофильтрующийся) режим работы; малые потери; высокий уровень пропускаемой мощности; широкая полоса рабочих частот; слабая дисперсия; устойчивая поляризация волны; возможность построения широкой номенклатуры функциональных элементов фидерного тракта: аттенуаторов, фазовращателей, направленных ответвителей, детекторных секций и др.; простое соединение секций благодаря слабым продольным токам, нечувствительность к зазорам в поперечном сечении; удобство доступа во внутреннюю область через неизлучающие щели, что облегчает конструирование и изготовление устройств, позволяет создавать простые в эксплуатации измерительные камеры; отсутствие в конструкции диэлектрических материалов, которые могут приводить к потере работоспособности содержащих их линий передачи при жестких условиях эксплуатации, росту потерь на высоких частотах и созданию определенных технологических трудностей при изготовлении.

Можно ожидать, что ЭВ в конкуренции с другими КВЧ-линиями передачи найдет применение в следующих областях:

- фидерные тракты передачи высоких уровней мощности;
- линии для передачи широкополосных сигналов на большие расстояния с малыми потерями без искажения информации;
- входные цепи высокочувствительных приемников и радиометров;
- тракты контрольно-измерительной радиотехнической аппаратуры [93];
- аппаратура для научных исследований (исследование плазмы, мм- и субмм-радиоспектроскопия, аппаратура для мелико-биологических исследований [94, 95] и др.);
- устройства для народнохозяйственных и медицинских применений.

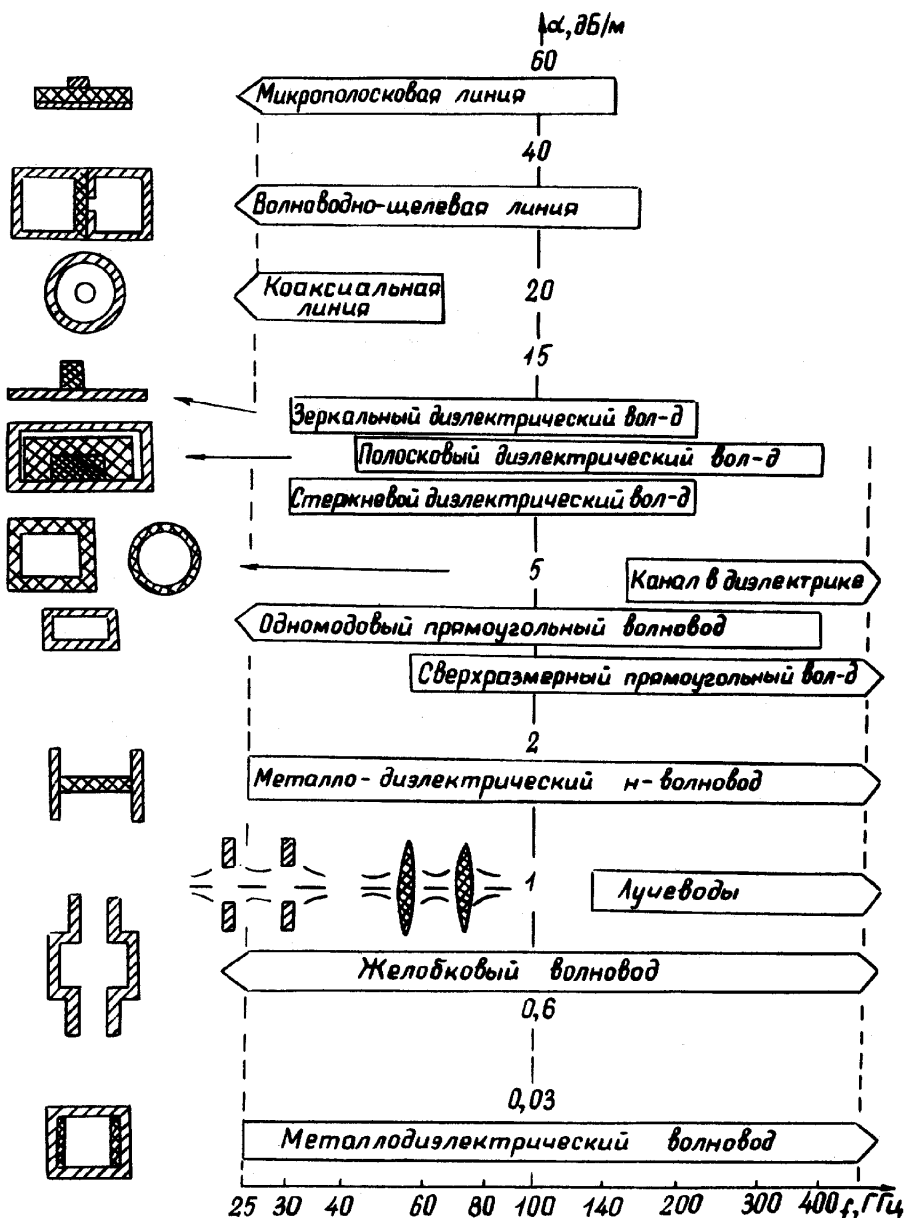


Рис.24. Частотные интервалы функционирования различных линий передачи

ЖВ может успешно использоваться не только в КВЧ, но также в сантиметровом и дециметровом диапазонах волн [26,96]. Следует отметить, что первые экспериментальные исследования ЖВ, не потерявшие свою актуальность, были выполнены в см-диапазоне [64,29,65], а одно из первых предложенных применений ЖВ — создание бесконтактной коммуникационной сети для железнодорожного транспорта — экспериментально проверялось на частоте 7,5 ГГц [26].

В сантиметровом и дециметровом диапазонах ЖВ может быть конкурентоспособным с прямоугольными волноводами и коаксиальными ЛП в тех случаях, когда необходимо сочетание широкой полосы частот (более 40%), которую не обеспечивают ОПВ, и высокого уровня передаваемой мощности, которую не выдерживают коаксиальные ЛП и закрытые волноводы Н- или П-образного поперечного сечения.

В некоторых применениях [96,97], о которых сказано во второй части, при выборе ЖВ играют роль такие факторы, как большие размеры, высокий допустимый уровень мощности и малые потери, обеспечившие высокую добротность ЖВ-резонаторов, возможность изолировать две пластины по постоянному току.

Важное значение может иметь сравнительно низкая стоимость фидерного тракта и узлов, выполненных на ЖВ.

3. МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

В данном разделе приводятся сведения о методах анализа регулярного ЖВ с оценкой их точностных возможностей.

Достаточно подробно освещены в литературе результаты анализа ЖВ с помощью методов конформных преобразований [20,31,64,75,98,99], частичных областей (поперечного резонанса) [18,21,24,25,41,54,64,66,100,101], частичных областей с учетом особенности поля на ребре [82,102] и метода конечных элементов [62,63].

Система координат и используемые в данной главе обозначения характерных размеров структуры показаны на рис. 25.

3.1. Метод конформных преобразований

Основы анализа ЖВ методом конформных преобразований даны в работе [20]. Суть метода заключается в сведении волноводной задачи для волновода с параллельными, локально деформированными стенками, т.е. общего случая желобкового волновода (рис. 26,а), к волноводной задаче для плоскопараллельной линии, заполненной

анизотропной средой, неоднородной в поперечной плоскости (рис.26, б). Параметры этой гипотетической среды находятся методом конформных отображений.

Уравнения Максвелла в области, соответствующей поперечному сечению (рис.26, а) с идеально проводящими металлическими стенками, сводятся к волновому уравнению Гельмгольца. В декартовой системе координат оно имеет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + k^2 \varphi = 0, \quad (\text{II})$$

где φ — продольная составляющая магнитного поля H_x в случае волн Н-типа и продольная составляющая электрического поля E_x в случае Е-волн. Знание продольной компоненты поля позволяет определить все остальные составляющие поля.

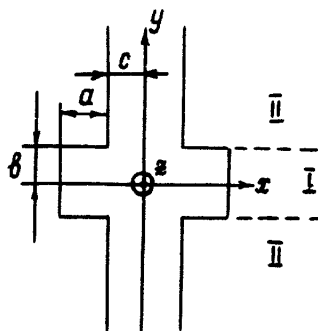


Рис.25. Поперечное сечение и обозначение размеров желобковых волноводов

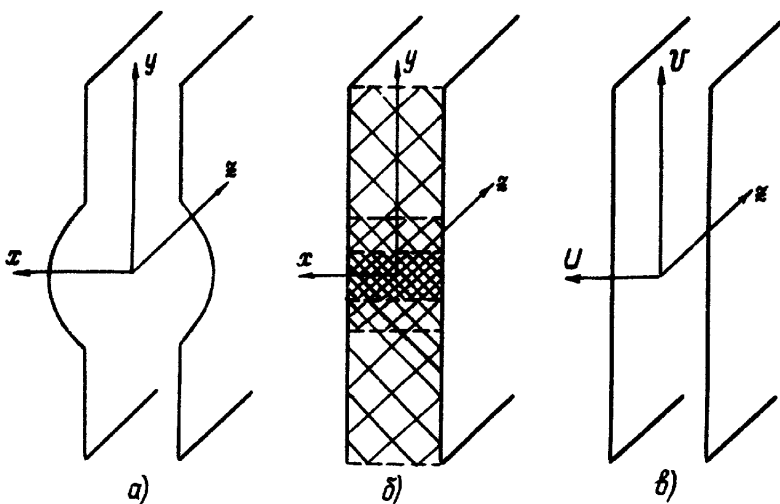


Рис.26. К обоснованию метода конформных преобразований при анализе желобковых волноводов

Введем такую цилиндрическую систему координат, связанную с декартовой соотношениями:

$$\begin{aligned} u &= u(x, y), & x &= x(u, v), \\ v &= v(x, y), & y &= y(u, v), \\ z &= z, & z &= z, \end{aligned} \quad \text{или} \quad (12)$$

чтобы в ней проводящие стенки совпадали с поверхностями $u = \text{const}$ (рис. 26, в). Коэффициенты Ляме t_u, t_v, t_z по координатам u, v, z определяются выражениями:

$$\begin{aligned} t_u^2 &= \left(\frac{\partial x}{\partial u}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2, \\ t_v^2 &= \left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2, \\ t_z^2 &= 1. \end{aligned} \quad (13)$$

Если произведение $t_u t_v t_z = t$, то оператор Лапласа

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{t} \left[\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{t}{t_u^2} \frac{\partial \varphi}{\partial u} \right) + \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{t}{t_v^2} \frac{\partial \varphi}{\partial v} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{t}{t_z^2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \right]. \quad (14)$$

Пусть при преобразовании выполняются условия Коши-Римана.

Тогда $t_u \equiv t_v = \sqrt{t}$, а волновое уравнение, соответствующее рассматриваемой задаче при граничных условиях (рис. 26, в), имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial v^2} + t \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + tk^2 \varphi = 0. \quad (15)$$

Полученное волновое уравнение совпадает с волновым уравнением для плоскопараллельной линии с поперечно-неоднородной анизотропной средой (рис. 26, б). Уравнения Максвелла в такой структуре записываются так:

$$\begin{aligned} \text{rot } \bar{E} &= -j\omega\mu_0 \left\| \xi(x, y) \right\| \bar{H}, \\ \text{rot } \bar{H} &= j\omega\varepsilon_0 \left\| \xi(x, y) \right\| \bar{E}, \\ \text{div } \bar{D} &= 0, \\ \text{div } \bar{B} &= 0, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\left\| \xi(x, y) \right\| = \left\| \begin{array}{ccc} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \xi(x, y) \end{array} \right\|$ - тензор относительных магнит-

ной и диэлектрической проницаемостей среды, заполняющей волновод;

$\xi(x, y)$ - функция, учитывающая неоднородность параметров среды в поперечном сечении; \bar{E} , \bar{H} - векторы напряженности электрического и магнитного полей; \bar{D} , \bar{B} - векторы электрической и магнитной индукции. После преобразований волновое уравнение приобретает вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \xi(x, y) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + k^2 \xi(x, y) \varphi = 0. \quad (17)$$

Видно, что задачи, соответствующие волновым уравнениям (15) с граничными условиями рис. 26, в и (17) и с граничными условиями рис. 26, б совпадают при $u \equiv x$, $v \equiv y$, $t \equiv \xi(x, y)$.

Таким образом, плоскопараллельная линия, заполненная анизотропной поперечно-неоднородной средой, эквивалентна волноводу с деформированными стенками, в частном случае желобковому волноводу. Зная свойства и распределение поля в первой системе, можно найти составляющие электромагнитного поля в другом волноводе. Для этого необходимо, во-первых, знание преобразующих функций (12) или коэффициента t , во-вторых, знание полей плоскопараллельной линии с неоднородной анизотропной средой (рис. 26, б).

Первая проблема решается с помощью метода конформных преобразований. Если каждой точке поперечного сечения волновода с деформированными стенками поставить в соответствие точку на комплексной плоскости

$$Y = x + jy, \quad (18)$$

а каждой точке поперечного сечения плоскопараллельной линии (рис. 26, в) поставить в соответствие определенную точку на комплексной плоскости

$$V = u + jv, \quad (19)$$

то с помощью (12) можно задать функцию

$$Y = x(u, v) + jy(u, v) = f(V). \quad (20)$$

Поскольку при обосновании возможности сведения волноводной задачи для волновода с деформированными стенками к волноводной задаче для плоскопараллельной линии, заполненной поперечно-неоднородной анизотропной средой, предполагалось выполнение условий Коши-Римана, функция f является аналитической, а отображение точек комплексной плоскости Y на плоскость V является конформным. Квадрат масштабного коэффициента такого конформного преобразования

$$\left| \frac{dY}{dV} \right|^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial u} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial u} \right)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial v} \right)^2. \quad (21)$$

В соответствии с (15), (18), (17)

$$\left| \frac{dY}{dV} \right|^2 = t = \xi(x, y). \quad (22)$$

Нахождение квадрата масштабного коэффициента конформного преобразования позволяет однозначно определить функцию $\xi(x, y)$ и, следовательно, тензор диэлектрической и магнитной проницаемостей так, чтобы плоскопараллельная линия, заполненная гипотетической средой, обладала теми же свойствами, что и желобковый волновод.

Использование метода конформных преобразований может быть полезно при анализе структур с произвольной формой желобков. Такая возможность связана с общим характером проведенных выкладок. Выражение же для коэффициента t не может быть универсальным и определяется для каждой конкретной структуры поперечного сечения, как например, в случае V-образного ЖВ [75]. Задача же для волновода с произвольной формой желобка в работе [31] хотя и поставлена, но найдено лишь грубое приближение, работающее только в случае волноводов с очень мелкими желобками ($a/c \ll 0,1$).

В работе [20] масштабный коэффициент определяется для волновода с прямоугольными желобками. Поперечное сечение такой системы содержит углы и ребра, что предполагает использование при решении задачи теоремы Кристоффеля-Шварца. Окончательное выражение для масштабного коэффициента конформного преобразования (20) имеет вид [20]:

$$t = \left[\frac{(\cos \rho \operatorname{ch} q + \nu_2)^2 + (\sin \rho \operatorname{sh} q)^2}{(\cos \rho \operatorname{ch} q + \nu_1)^2 + (\sin \rho \operatorname{sh} q)^2} \right]^{1/2}. \quad (23)$$

где $\rho = \frac{\xi u}{c} + \frac{\xi}{2}$, $q = \frac{2v}{c}$. Сообщается, что нахождение коэффициентов ν_1 и ν_2 довольно утомительно и по этой причине опускается. Отмечается лишь, что вычисления приводят к эллиптическим интегралам. На рис. 27 приведены кривые, иллюстрирующие зависимости ν_1 и ν_2 от геометрии поперечного сечения.

Вторая проблема — анализ плоскопараллельной линии с поперечно-неоднородной анизотропной средой — представляет собой самостоятельную волноводную задачу, решение которой находится приближенными методами. Так, в работе [64] обоснованно полагается, что в плоскопараллельной линии (где верно волновое уравнение (17)), эквивалентной желобковому волноводу, существует область $-d \leq y \leq d$, вне которой $\xi(x, y) \approx 1$. Следовательно, приближенно такую структуру можно представить состоящей из трех областей, как показано на рис. 28. Во внешних областях II $\xi(x, y) = 1$ и среда однородна, а область I заполнена гипотетической средой, параметры которой определяются в соответствии с (16) и (22). В такой постановке волноводная задача может быть решена методом частичных областей.

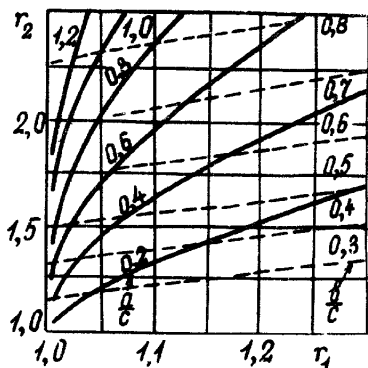


Рис.27. Зависимость постоянных r_1 и r_2 от относительной ширины a/c и относительной глубины α/c желобка

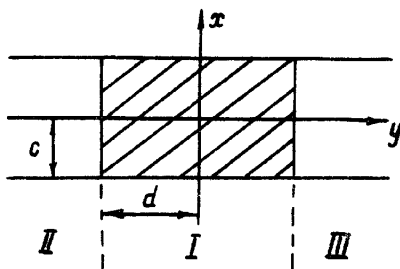


Рис.28. Поперечное сечение плоскопараллельной линии с неоднородной анизотропной средой

Выражения для полей в каждой области представляются в виде разложения по собственным функциям плоскопараллельной линии, причем в областях II поля задаются экспоненциально убывающими в направлении y . Учитывая, что зависимость всех компонент от x одинакова ($e^{-jk_x x}$), выражения для продольных составляющих записываются так:

$$\left. \begin{aligned} \varphi^I &= k_c^2 \sum_{m=1}^{\infty} A_m \cos \beta_m^I y (\sin k_x x) \\ \varphi^{II} &= k_c^2 \sum_{m=1}^{\infty} B_m e^{-\beta_m^{II} y} (\sin k_x x) \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

где φ^I и φ^{II} - продольные компоненты поля для областей I и II, верхняя функция в двойной записи и $\varphi \equiv H_x$ относятся к волнам H-типа; нижняя функция и $\varphi \equiv E_x$ - для E-волн, запись функции φ без верхнего индекса области означает справедливость соотношений для обеих областей; A_m и B_m - амплитудные коэффициенты составляющих поля в областях I и II; $k_x = 2\pi/\lambda_g$ - коэффициент фазы волны в волноводе; $k_c = 2\pi/\lambda_c = (k^2 - k_x^2)^{1/2}$ - поперечное волновое число; $k_x = m\pi/2c$ - волновое число по координате x ; β_m^I и $-j\beta_m^{II}$ - волновые числа в направлении y областей I и II.

Для нахождения амплитудных коэффициентов и расчета критической длины волны необходимо учесть непрерывность поля на граничной поверхности при $y = \pm d$, т.е. выполнить граничные условия для тангенциальных компонент поля:

$$\left. \begin{aligned} \varphi^I &= \varphi^{II} \\ \frac{\partial \varphi^I}{\partial y} &= \frac{\partial \varphi^{II}}{\partial y} \quad \text{при } |y| = d. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= 0 & \text{для Н-волн,} & & \text{при } |x| = c. & & (26) \\ \varphi &= 0 & \text{для Е-волн,} & & & & \end{aligned}$$

Подставляя второе выражение из (24) в (17) и учитывая, что в области II $\xi(x, y) = 1$, можно получить соотношение, связывающее волновые числа:

$$(\beta_m^{\text{II}})^2 = \left(\frac{m\pi}{2c}\right)^2 - k_c^2. \quad (27)$$

Дисперсионное уравнение для Н-волн может быть получено наложением граничных условий (25) на выражения (24):

$$\beta_m^{\text{II}} = \beta_m^{\text{I}} \operatorname{tg}(\beta_m^{\text{I}} d). \quad (28)$$

Для определения всех трех неизвестных β_m^{I} , β_m^{II} и k_c необходимо еще одно уравнение. Однако если вывод соотношений (27) и (28) был элементарен, то получение функциональной связи, замыкающей процесс решения, оказывается сложнее.

Подставляя первое выражение из (24) в (17), для волн Н-типа можно получить:

$$\sum_{m=1}^{\infty} \left[k_c^2 \xi(x, y) - (\beta_m^{\text{I}})^2 - \left(\frac{m\pi}{2c}\right)^2 \right] A_m \cos \beta_m^{\text{I}} y \cos \frac{m\pi x}{2c} = 0. \quad (29)$$

Умножая (29) на $\cos \beta_m^{\text{I}} y \cos \frac{n\pi x}{2c}$ и интегрируя по поперечному сечению области I, получим

$$\sum_{m=1}^{\infty} R_{mn} A_m = 0, \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} R_{mn} &= k_c^2 H_{mn} - \left[(\beta_m^{\text{I}})^2 + \left(\frac{m\pi}{2c}\right)^2 \right] F_{mn} \delta_{mn}, \\ H_{mn} &= 4 \int_0^c \int_0^d \xi(x, y) \cos \beta_m^{\text{I}} y \cos \beta_n^{\text{I}} y \cdot \cos \frac{m\pi x}{2c} \cos \frac{n\pi x}{2c} dx dy, \\ F_{mn} &= 2 \int_0^d \cos \beta_m^{\text{I}} y \cdot \cos \beta_n^{\text{I}} y dy, \\ \delta_{mn} &= 2 \int_0^c \cos \frac{m\pi x}{2c} \cos \frac{n\pi x}{2c} dx. \end{aligned} \quad (31)$$

Соотношение (30) представляет собой бесконечную по m и n систему линейных однородных алгебраических уравнений относительно

неизвестных A_m , коэффициенты при которых являются функциями [с учетом (27) и (28)] только волнового числа β_m^I :

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{\infty} R_{m1} A_m &= 0 \\ \sum_{m=1}^{\infty} R_{m2} A_m &= 0 \\ &\vdots \\ \sum_{m=1}^{\infty} R_{mn} A_m &= 0 \end{aligned} \quad (32)$$

Система (32) имеет нетривиальное решение, когда определитель

$$\det [R_{mn}] = 0. \quad (33)$$

Нахождение элементов определителя сопровождается численным интегрированием в соответствии с (31). Зная какой-либо корень β_m^I уравнения (33), с помощью соотношений (27) и (28) можно определить поперечное волновое число k_c . Различные значения k_c соответствуют определенным типам колебаний в волноводе. Эти значения вычисляются приближенными методами. Так, первое приближение k_c может быть получено, если в разложениях (24) оставить по одному, главному члену. В этом случае уравнение (30) приобретает вид:

$$T k_c^2 - (\beta_m^I)^2 - \left(\frac{m\pi}{2c} \right)^2 = 0, \quad (34)$$

где $T = \frac{H_{mm}}{F_{mm} \delta_{mm}}$. При необходимости точность расчетов можно повысить увеличением числа членов разложений.

Сравнение в работе [64] расчетных величин с измеренными показывает хорошее совпадение экспериментальных значений критических длин волн ЖВ с теоретическими. Расхождение результатов измерений и расчетов коэффициента затухания менее чем в два раза также является вполне приемлемым. В то же время в работе не указан порядок приближения поперечного волнового числа при расчетах параметров и характеристик конкретной структуры. Кроме того, не показан выбор размера d , влияющего на адекватность предложенной модели желобковому волноводу.

В целом метод конформных преобразований при удовлетворительной точности отличается сложностью вычислений как при отыскании масштабного коэффициента и преобразующих функций, так и при анализе плоскопараллельной линии с поперечно-неоднородной анизотропной средой. Методу не свойственно представление результатов в виде простых аналитических выражений, позволяющих интерпретировать физику процессов в ЖВ. Затруднена проверка асимптотических приближений и, вследствие этого, осложнен контроль пригодности

метода при его машинной реализации, да и саму машинную реализацию осуществить достаточно тяжело.

3.2. Метод поперечного резонанса (частичных областей)

Широко используемым в настоящее время методом анализа регулярного желобкового волновода является метод поперечного резонанса или метод частичных областей. Суть метода состоит в разбиении сложного поперечного сечения волновода на простые области, поля в которых могут быть описаны бесконечным набором ортогональных собственных функций. Решение волноводной задачи для сложной структуры находится при учете непрерывности поля на поверхностях раздела частичных областей, т.е. сшиванием соответствующих тангенциальных к этим поверхностям компонент поля. Этот метод удобен при исследовании ЖВ с прямоугольной формой желобка, так как позволяет получать простые, достаточно точные для практики расчетные соотношения. Рассмотрим метод, следуя работам [18, 25].

В каждой области I и II (рис. 25) электромагнитные поля представляются в виде разложения в ряд по собственным типам волн прямоугольного волновода с направлением распространения вдоль оси z . Характеристическое дисперсионное уравнение можно получить, учитывая непрерывность поля на граничных поверхностях $|y| = b$.

Выражения для продольных составляющих поля можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \varphi^I &= \sum_{m=1}^{\infty} A_m k_c^2 \begin{pmatrix} \sin k_x^I x \\ \cos k_x^I x \end{pmatrix} \cos \beta_m^I y, \\ \varphi^{II} &= \sum_{n=1}^{\infty} B_n k_c^2 \begin{pmatrix} \sin k_x^{II} x \\ \cos k_x^{II} x \end{pmatrix} e^{-\beta_n^{II} (y-b)}, \end{aligned} \quad (35)$$

где A_m и B_n — амплитудные коэффициенты разложения составляющих поля в областях I и II, $k_x^I = \frac{m\pi}{2(a+c)}$ и $k_x^{II} = \frac{n\pi}{2c}$ — волновые числа в направлении x областей I и II, β_m^I и $-j\beta_n^{II}$ — волновые числа по координате y областей I и II. Остальные обозначения имеют тот же смысл, что и в выражениях (24). Волновые числа, входящие в (35), связаны соотношениями, которые можно получить с помощью подстановки выражений (35) в волновое уравнение (II):

$$k_c^2 = (\beta_m^I)^2 + \left[\frac{m\pi}{2(a+c)} \right]^2 = \left(\frac{n\pi}{2c} \right)^2 - (\beta_n^{II})^2. \quad (36)$$

Поля, описываемые выражениями (35), должны удовлетворять граничным условиям на поверхностях раздела частичных областей при $|y| = b$. Эти условия предполагают равенство на граничных поверхностях амплитуд соответствующих компонент поля, т.е. непрерывность последнего. В случае колебаний Н-типа эти условия выглядят так:

$$\begin{aligned} H_x^I &= H_x^{\bar{I}} & \text{при } |x| \leq c, \\ \frac{\partial H_x^I}{\partial y} &= \frac{\partial H_x^{\bar{I}}}{\partial y} & \text{при } |x| \leq c, \\ \frac{\partial H_x^I}{\partial y} &= 0 & \text{при } c \leq |x| \leq (a+c). \end{aligned} \quad (37)$$

Для Е-волн граничные условия принимают вид:

$$\begin{aligned} E_x^I &= E_x^{\bar{I}} & \text{при } |x| \leq c, \\ \frac{\partial E_x^I}{\partial y} &= \frac{\partial E_x^{\bar{I}}}{\partial y} & \text{при } |x| \leq c, \\ E_x^I &= 0 & \text{при } c \leq |x| \leq (a+c). \end{aligned} \quad (38)$$

Значения неизвестных амплитудных коэффициентов и поперечных волновых чисел определяем, используя свойство ортогональности собственных функций частичных областей. Это свойство позволяет получить бесконечную однородную систему линейных алгебраических уравнений. Такая система имеет нетривиальные решения в случае, когда ее определитель равен нулю. Значения поперечных волновых чисел, при которых определитель равен нулю, соответствуют волновым числам различных типов колебаний. Амплитудные коэффициенты разложений составляющих поля можно определить, решая бесконечную систему уравнений при подстановке в нее известного значения поперечного волнового числа.

Метод частичных областей позволяет вывести простые приближенные аналитические выражения для расчета полей и критических частот. Именно такая реализация метода частичных областей для низшего Н-типа КВ приводится в ряде работ. Этот тип колебаний является основным типом волны открытого КВ и представляет собой не только низший тип по критическим условиям, но также обладает наименьшими потерями в рассматриваемой структуре.

Основной тип колебаний желобкового волновода H_{11} является модификацией физически не реализуемой, основной моды H_1 плоскопараллельной линии [103]. Колебания H_{11} желобкового волновода асимптотически преобразуются в моду H_1 плоскопараллельной линии

при одном из приближений: $a \rightarrow 0$, $c \rightarrow \infty$, $\delta \rightarrow 0$, $\delta \rightarrow \infty$. При предельном переходе $c \rightarrow 0$ желобковый волновод трансформируется в прямоугольный волновод. Колебания типа H_{11} ЖВ преобразуются в основной тип волны H_{10} прямоугольного волновода. Очевидно, что и параметры ЖВ стремятся в указанных пределах к соответствующим значениям параметров прямоугольного волновода или плоскопараллельной линии. Однако характеристики и параметры последних могут быть рассчитаны по точным аналитическим выражениям. А это означает, что рассмотренные асимптотические приближения можно использовать при оценке работоспособности расчетных соотношений и математических моделей, применяемых при анализе ЖВ.

В случае первого приближения выражений для полей H_x^I и H_x^{II} основного типа колебаний в (35) индексы $m = n = 1$, т.е. берутся только первые, главные члены разложения. Характеристическое дисперсионное уравнение приводится тогда к двум соотношениям [25]

$$K_2 = \frac{\varkappa^2(a+c)\left(\frac{c}{a+c} - \frac{a+c}{c}\right)^2}{16c \cos^2\left(\frac{\varkappa c}{2a+2c}\right)} K_1 \operatorname{tg} K_1,$$

$$K_1^2 + K_2^2 = \varkappa^2 \left\{ \left(\frac{\delta}{2c}\right)^2 - \left[\frac{\delta}{2(a+c)}\right]^2 \right\}, \quad (39)$$

где $K_1 = \beta_1^I \delta$ и $K_2 = \beta_1^{II} \delta$.

Для соотношений (39) справедливы приведенные выше асимптотические приближения. При $c \rightarrow 0$: $\beta_1^I \rightarrow 0$, $\beta_1^{II} \rightarrow \infty$, $k_c \rightarrow \varkappa/2a$, $\lambda_c \rightarrow 4a$, что соответствует критической длине волны H_{10} прямоугольного волновода. При $a \rightarrow 0$: $\beta_1^I \rightarrow 0$, $\beta_1^{II} \rightarrow 0$, $k_c \rightarrow \varkappa/2c$, $\lambda_c \rightarrow 4c$, что соответствует критической длине волны H_1 плоскопараллельной линии.

Первое приближение дает хорошие результаты при расчетах критических длин волн. Однако это приближение не учитывает особенности поля вблизи неоднородности при $|y| = \delta$, что приводит к неточностям при определении характеристик ЖВ, например, к разрыву при $y = \delta$ зависимости амплитуды поля E_y в сечении $x = 0$ от координаты y , как показано на рис. 28, т.е. к несшиваемости соответствующих компонент полей частных областей и к невыполнению граничных условий (37). Точность расчетов можно повысить увеличением числа членов разложения, приближаясь к полному удовлетворению граничных условий на неоднородности за счет включения в рассмотрение волн высшего порядка.

Характерной особенностью Н-волн в открытом ЖВ является возможность ограничить при его анализе модовый состав полей в частных областях нечетными типами колебаний. Это можно пояснить известным свойством прямоугольного волновода, который является

предельным (при $c \rightarrow 0$) случаем желобкового, излучать четные моды при продольном разрезании широкой стенки по ее середине, поскольку образующаяся щель ортогональна линиям поверхностного тока для четных мод.

С учетом первых двух нечетных членов разложений (35), т.е. при m и n , равных 1 и 3, характеристическое дисперсионное уравнение в приближении второго порядка принимает вид [16] :

$$X_1 \operatorname{tg}(X_1) = \frac{K_{11} - K_{13} K_{31}}{K_{33} - X_3 \operatorname{tg}(X_3)}, \quad (40)$$

где

$$K_{mn} = \sum_{i=1}^3 U_{mi} W_{in} Y_i,$$

$$X_m = \beta_m^I \delta = \left[X_1^2 - \mathcal{K}^2 \left(\frac{\delta}{2a+2c} \right)^2 (m^2 - 1) \right]^{1/2},$$

$$Y_n = \beta_n^{\bar{I}} \delta = \left\{ -X_1^2 + \mathcal{K}^2 \left(\frac{\delta}{2a+2c} \right)^2 \left[\left(\frac{a+c}{c} n \right)^2 - 1 \right] \right\}^{1/2},$$

$$U_{mn} = \frac{2k_x^I \cos(k_x^I c) \sin(k_x^{\bar{I}} c)}{c \left[(k_x^{\bar{I}})^2 - (k_x^I)^2 \right]},$$

$$W_{nm} = \left(\frac{c}{a+c} \right) U_{mn}.$$

Как указано в [16], полученные выражения не сложны и дают результаты, с точностью до 1% совпадающие с экспериментом как для критических длин волн, так и для постоянных затухания. Уменьшение разрыва поля при $y = \delta$ при переходе от первого приближения ко второму показывает сравнение графиков на рис. 29а и 29,б.

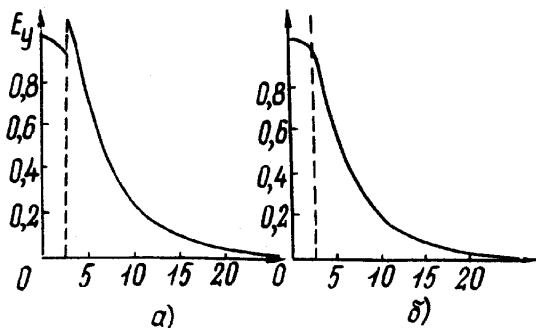


Рис.29. Зависимость амплитуды составляющей поля от координаты y при $x = 0$ для ЭВ с размерами $a = 3,33$ мм, $\delta = 2,5$ мм, $c = 5$ мм для первого (а) и второго (б) приближений

Таким образом, второе приближение приводит к приемлемым для практики результатам решения задачи о распространении электромагнитных волн в ЖВ.

Аналізу желобкового волновода методом частичных областей посвящены и другие публикации. В работах [54,64] выводятся соотношения, сходные с приведенными.

В работах [24,100] получено приближенное дисперсионное уравнение для случая малой ширины области щели. Однако это уравнение относится не к основному типу волны, а соответствует колебаниям, излучаемым линией передачи. Предельный прямоугольный волновод здесь работает не на основной волне типа H_{10} , а на волне H_{01} . После преобразования выражения (7) работы [24] к виду

$$\lambda_c = \frac{1}{4b} - \frac{\ln \sin \left[\frac{\pi c}{2a+2c} \right]}{2\pi(a+c) (\delta/c)^2 + \ln^2 \sin \left(\frac{\pi c}{2a+2c} \right)}$$

можно показать, что при стремлении размера c к нулю критическая длина волны предельного прямоугольного волновода равна $4b$, т.е. соответствует волне типа H_{01} .

Следует сказать о соотношениях, полученных в работе [21] на основе граничных условий, вытекающих из предположения равенства на поверхностях раздела частичных областей при $y = b$ эквивалентных напряжений и плотностей тока:

$$\begin{aligned} (H_x^I)_{x=a+c} &= (H_x^II)_{x=c}, \\ (a+c)(E_x^I)_{x=a+c} &= c(E_x^II)_{x=c}. \end{aligned} \quad (41)$$

Анализ дисперсионных уравнений

$$\begin{aligned} K_2 &= \frac{a+c}{c} K_1 \operatorname{tg} K_1, \\ K_1^2 + K_2^2 &= \pi^2 \left[(\delta/2c)^2 - \delta^2/(2a+2c)^2 \right], \end{aligned} \quad (42)$$

полученных при наложении на первое приближение выражений для полей (35) граничных условий (41), показывает ограниченность возможного применения соотношений работы [21]. Так, выражениям (42) свойственна хорошая сходимость (при $a \rightarrow 0$) численных значений критических длин волн ЖВ к критической длине волны плоскопараллельной линии. Однако предельного перехода к прямоугольному волноводу при $c \rightarrow 0$ не происходит. Это означает, что приближение с помощью граничных условий (41) является достаточно грубым. Устремим отношение $\frac{a+c}{c}$ к единице и найдем предел выражения, входящего в дисперсионное уравнение (39), полученное на основе строгих граничных условий (37):

$$\lim_{\frac{a+c}{c} \rightarrow 1} \frac{\kappa^2}{16} \frac{\left[\frac{c}{a+c} - \frac{a+c}{c} \right]^2}{\cos^2 \left(\frac{\pi c}{2a+2c} \right)} = 1.$$

Равенство предела единице означает, что для волноводов с мелкими желобками дисперсионное уравнение (39) переходит в уравнение (42), что и подтверждает ограниченность возможностей последнего. Поэтому аналитические выражения (42) могут быть использованы только при анализе волноводов с очень мелкими желобками.

В работе [4I] сделано уточнение дисперсионного уравнения для волны основного типа ЖВ. Решение получено с помощью эквивалентной схемы поперечного сечения ЖВ, показанной на рис. 30. Ввиду

симметрии волновода возможно использование половины эквивалентной схемы, включающей, как видно из рис. 30, короткозамкнутый отрезок линии передачи длиной l с коэффициентом распространения β^I и волновой проводимостью Y_0^I , шунтирующую реактивную

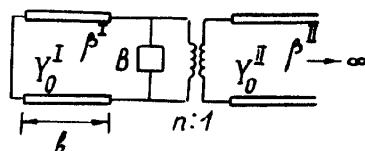


Рис. 30. Электрическая схема, эквивалентная поперечному сечению желобкового волновода

проводимость B , трансформатор волновых сопротивлений с коэффициентом трансформации N , полубесконечный отрезок линии передачи с коэффициентом распространения β^{II} и волновой проводимостью $-j\beta^{II}$. Условия поперечного резонанса такой эквивалентной схемы выражаются как

$$jctg\beta^I l = \frac{1}{N^2} \frac{Y_0^{II}}{Y_0^I} + j \frac{B}{Y_0^I}. \quad (43)$$

Параметры трансформатора определяются при помощи метода частных областей с первым приближением выражений для полей. Первое слагаемое, входящее в правую часть (43), принимает вид:

$$\frac{1}{N^2} \frac{Y_0^{II}}{Y_0^I} = j \frac{\kappa^2}{16} \frac{a+c}{c} \frac{\left[\frac{a+c}{c} - \frac{c}{a+c} \right]^2}{\cos^2 \frac{\pi c}{2a+2c}} \frac{\beta^I}{\beta^{II}}. \quad (44)$$

Величина нормированной шунтирующей проводимости выражается соотношением

$$\frac{B}{Y_0^I} = 0,55 \beta^I \frac{4(a+c)}{\pi} ctg^2 \frac{\pi c}{2a+2c}, \quad (45)$$

где выражение $\beta^1 \frac{4(a+c)}{\mathcal{K}} \operatorname{ctg}^2 \frac{\mathcal{K}c}{2a+2c}$ представляет собой нормированную проводимость симметричной индуктивной диафрагмы в прямоугольном волноводе, а коэффициент 0,55 получен авторами статьи [41] экспериментально при исследованиях различных ступенчатых переходов, выполненных на основе прямоугольного волновода.

Окончательное дисперсионное уравнение имеет вид:

$$K_2 = \left\{ \frac{\mathcal{K}^2}{16} \frac{a+c}{c} \frac{\left[\frac{a+c}{c} - \frac{c}{a+c} \right]^2}{\cos^2 \frac{\mathcal{K}c}{2a+2c}} + K_2 \left[0,55 \frac{4(a+c)}{\mathcal{K}} \operatorname{ctg}^2 \frac{\mathcal{K}c}{2a+2c} \right] \right\} k_1 \operatorname{tg} k_1, \quad (46)$$

$$K_1^2 + K_2^2 = \mathcal{K}^2 \left[\left(\frac{\delta}{2c} \right)^2 - \left(\frac{\delta}{2a+2c} \right)^2 \right].$$

Если нормированную проводимость принять равной нулю, то соотношения (46) совпадут с уравнениями (39). Указанная величина нормированной шунтирующей проводимости уточняет дисперсионное уравнение, позволяя учесть скачкообразную неоднородность размера при $y = \delta$. Полученные в работе [41] соотношения просты и достаточно точны. Однако решена лишь задача определения критической длины волны основного типа \mathcal{M} В. Вопросы распределения поля и расчета других характеристик рассматриваемой структуры в статье не затрагиваются.

Обращает на себя внимание использование для анализа \mathcal{M} В метода частичных областей с учетом особенности поля на ребре [82], известного по монографиям [104, 105]. Как и в методе частичных областей, в этом методе структура сложного поперечного сечения волновода разбивается на элементарные области. Поля в каждой области представляются в виде разложений по собственным функциям с неизвестными коэффициентами:

$$\begin{aligned} H_x^I &= \sum_{n=0}^{\infty} A_n X_1^n(x) Y_1^n(y), \\ H_x^II &= \sum_{n=0}^{\infty} B_n X_2^n(x) Y_2^n(y), \end{aligned} \quad (47)$$

где $X_i^n(x)$, $Y_i^n(y)$ при $i = 1, 2$ — собственные функции частичных областей. Однако в отличие от метода частичных областей, где необходимо выполнение граничных условий (37), в рассматриваемом методе на поверхностях раздела частичных областей выражения для полей должны удовлетворять граничным условиям

$$H_x^I = H_x^{II}, \quad (48)$$

$$\frac{\partial H_x^x}{\partial y} = f(x), \quad (49)$$

$$\frac{\partial H_x^y}{\partial y} = f(x), \quad (50)$$

где $f(x)$ — неизвестная функция на линии сшивания.

Наложение граничных условий (49) и (50) на выражения для полей (47) при использовании свойства ортогональности собственных функций частичных областей позволяет определить неизвестные коэффициенты A_n и B_n через неизвестную функцию $f(x)$. Учитывая непрерывность поля H_x , т.е. удовлетворяя граничному условию (48), можно получить интегральное уравнение относительно функции $f(x)$. В соответствии с методом Галеркина это уравнение сводится к однородной системе линейных алгебраических уравнений, причем для этого $f(x)$ представляется в виде разложения в ряд по функциям, позволяющим учесть особенность поля на ребре. Из условия существования нетривиального решения системы линейных однородных алгебраических уравнений получается характеристическое дисперсионное уравнение.

На основе разработанного алгоритма для ЭВМ ЕС-1055 на языке Фортран авторами [82] составлена программа расчета критических частот и полей замкнутых двухжелобковых структур с кусочно-однородным диэлектрическим заполнением (рис. 31). Картины поля выводятся на графопостроитель.

Численный анализ показал, что при проведении расчетов полей с достаточной для практики точностью (несшиваемость продольной составляющей поля на линии раздела частичных областей меньше 1%) можно ограничиться тремя членами разложения функции $f(x)$ на линиях сшивания и 100 членами разложения по собственным функциям областей.

Погрешность вычисления критических волновых чисел в таком приближении составила $1 \cdot 10^{-7}$.

Развитие метода [82] для анализа одно- и двухжелобковых структур со слоистым диэлектрическим заполнением с реализацией на ЭВМ ЕС-1061 отражено в сообщении [106].

В работе [102] сообщается о построении математической модели одиночного и связанных СВ при произвольном расположении желобков.

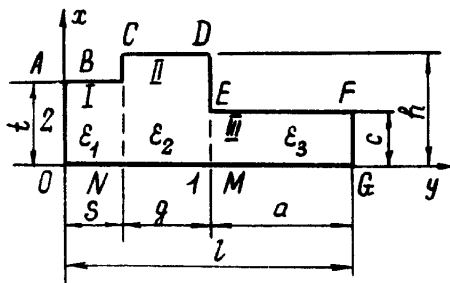


Рис. 31. Четвертая часть поперечного сечения двухжелобковой структуры с кусочно-однородным диэлектрическим заполнением [82]

Модель создана на основе методов частичных областей и Фурье–Галеркина с учетом особенностей поля на ребре. Поле на границе сшива- ния представляется в виде разложения по полиномам Гегенбауэра. На основе этих моделей составлены фортран–программы для ЭВМ ЕС– 1045. Сообщается, что рассчитан ряд параметров ЖВ: значения крити- ческих частот, затухание, ширина полосы одномодового режима и др. Программа позволяет анализировать как закрытые, так и открытые ЖВ, в том числе несимметричные одно– и двухжелобковые структуры (рис. 32). Могут быть учтены микронеровности поверхности [107] и неодинаковые проводимости любой из стенок.

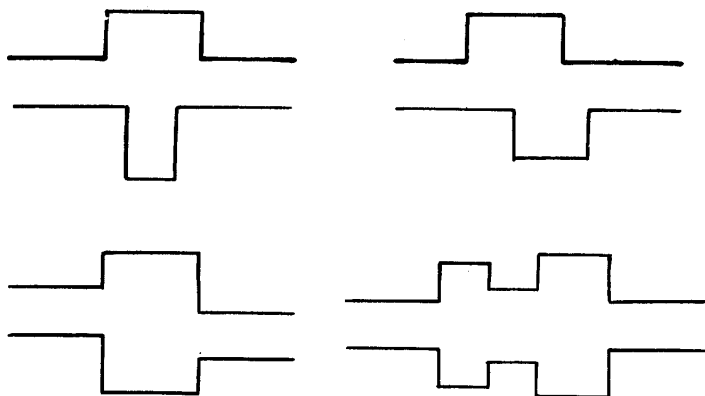


Рис.32. Примеры поперечных сечений ЖВ, которые могут анализироваться по программе [102]

3.3. Метод конечных элементов

Высокую точность вычислений можно обеспечить применением ме- тода конечных элементов [63, 108]. При реализации этого метода поперечное сечение волновода разбивается на подобласти (элементы), в каждой из которых вводится своя неизвестная функция, совпадаю- щая с искомой функцией, описывающей распределение поля в волново- де в пределах элемента. В процессе решения должно обеспечиваться сшивание подобластей на границах элементов. В пределах каждого элемента, наиболее распространенной формой которого является тре- угольник, неизвестная функция представляется в виде разложения по полной системе функций. Коэффициенты этого разложения находятся с помощью вариационного метода.

В [63] сообщается о создании на основе метода конечных эле- ментов программы расчета основных электродинамических характе- ристик волноводов произвольного поперечного сечения. Погрешность расчетов по такой программе не превышает 0,1 %.

В работе [62] приведены результаты расчета целого ряда электродинамических характеристик желобкового волновода с помощью этой программы. Информация носит справочный характер и может быть использована в качестве тестовых примеров. По программе [63] вычислены характеристики ΔB , приведенные на рис. 11а, 15, 19. Кроме того, были сделаны контрольные расчеты значений λ_c для семейства волноводов, экспериментально и теоретически исследованных в работах [25, 41]. С графической точностью данные расчета по [63] совпали с теоретическими данными [41] и экспериментальными данными [25]. Контрольный расчет по [63] двухжелобковой структуры, исследованной в [82], также дал совпадающие результаты.

Метод конечных элементов отличается высокой точностью, для него характерна возможность анализа волноводов с произвольной формой желобков, включая несимметричные структуры и варианты с непараллельными стенками.

Поскольку программы [82, 63] предназначены для анализа замкнутых волноводов, необходима возможность определения, будет ли тот или иной тип волны распространяться или излучаться в открытом желобковом волноводе. Существуют две такие возможности [62]. Во-первых, можно судить по структуре поля, когда ЭВМ выводит картины полей. Если поле какого-либо типа не зависит от положения замыкающих области щели стенок при достаточном их удалении от желобка, то, следовательно, поле затухает в поперечном направлении и волна этого типа переносится ΔB . Если же поле достигает стенок, то при удалении их будет наблюдаться излучение. Колебания такого типа — вытекающие.

Другая возможность связана с оценкой зависимости вычисляемых поперечного волнового числа или критической длины волны от положения замыкающих стенок. Если при удалении стенок от желобка значение λ_c стабилизируется, то данный тип колебаний распространяется в открытом ΔB . В случае же зависимости величины λ_c от положения стенок соответствующий тип колебаний излучается открытым ΔB .

В работе [109] описана новая методика определения характеристик открытых прямоугольных ΔB , основанная на методе моментов и итерационном методе. Предлагаемая формулировка математически строгая, полная и применима для расчета всех мод, включая основную и неосновные. В предположении равенства нулю тангенциальной составляющей электрического поля на металлических стенках определены собственные функции. Записано характеристическое уравнение для определения постоянной распространения. Электрическая составляющая поля в апертуре определяется через синусоидальную и линейную функции. Приведены результаты расчета критических длин волн для различных глубин желобков.

Таким образом, предложенные к настоящему времени теоретические методы анализа регулярного ЖВ уже в значительной мере могут удовлетворять потребностям исследователей этой линии передачи. Наиболее точными являются численные методы [62, 82, 102]. Для приближенных инженерных расчетов может быть использован метод частичных областей (поперечного резонанса) с применением аппроксимации первого или второго порядка. При необходимости получения более точных характеристик в этом методе возможно увеличение числа разложений на собственные функции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных в обзоре данных видно, что желобковый волновод обладает совокупностью важных для практического применения достоинств: широкой рабочей полосой частот в одномодовом режиме, низкими потерями, высоким уровнем передаваемой мощности, простотой и дешевой изготовлением. Наиболее ценным свойством ЖВ , дающим ему существенные преимущества перед другими сверхразмерными волноводами, является его способность к фильтрации высших (паразитных) типов волн.

Вместе с тем для ЖВ сложилась парадоксальная ситуация, когда практически единодушно авторы многих обзоров [10–13, 17, 18] относят его к числу наиболее перспективных линий передачи КВЧ, а объем проводимых по нему исследований относительно невелик, если сравнивать, например, с объемом исследований диэлектрических волноводов, волноводно-щелевых, микрополосковых и некоторых других линий передачи. Отчасти это можно объяснить отсутствием информации о свойствах ЖВ в широко доступных источниках, о чем уже говорилось во введении. Но нельзя не отметить отчетливую тенденцию к нарастанию числа публикаций по проблеме ЖВ и расширение географии исследовательских групп, которые кроме Европы, США и Японии появились в Юго-Восточной Азии [16, 34].

Выполненные к настоящему времени теоретические исследования регулярного ЖВ могут служить базой для физической трактовки явлений, проектирования фидерных трактов и отдельных устройств. Теория дает ответы на круг вопросов, который может интересовать практиков в первую очередь: расчет критической длины волны, погонных потерь, утечки поля через щели, конфигурации поля, модового состава и другие. Вопрос об уровне допустимой мощности, несмотря на имеющиеся приближенные теоретические оценки (рис. 15), останется открытым: до прямой экспериментальной проверки в силу многообразия

факторов, влияющих на реальные значения $R_{пр}$.

Прикладная теория СВ далека от завершения, особенно если говорить о семействе волноводов с разнообразными возможными формами поперечного сечения, которые еще предстоит исследовать и оптимизировать. Актуальны, но недостаточно изучены вопросы возбуждения и фильтрации высших типов волн, рассеяния и связи волн на неоднородностях.

Несмотря на то, что СВ еще не стал объектом всеобщего интереса специалистов, потребность в подобном волноводе в технике мм- и субмм-волн несомненно появилась. Поэтому можно ожидать, что преимущества СВ в ближайшие годы будут реализованы в фидерных трактах, измерительной аппаратуре и радиосистемах. Различные устройства на основе СВ описаны во II части обзора.

Подготовку данного обзора стимулировали дискуссии и обмен информацией на ряде семинаров, проведенных в 1985–1988 гг. по инициативе Г.А.Горшкова и И.П.Праткина, которым авторы выражают благодарность за поддержку исследований СВ.

Авторы выражают также благодарность Р.А.Силину, И.П.Чепурных и Г.С.Самохину за предоставленную программу [63] и консультации, О.А.Городайкиной, К.А.Шумарину и Т.Н.Лисаренко за выполнение численных расчетов, А.М.Храпко, И.В.Аверкиевой, В.А. Маслихину, Л.Н.Вершининой, С.В.Шумариной Е.Э.Солдатову, З.Л.Мирановой, Г.Э.Бакаушиной за участие в экспериментальных исследованиях.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- I. Воскресенский Д.И., Максимов В.М., Рудь С.В., Сухарев И.Г. Антенны и устройства диапазона миллиметровых волн. / Изв.вузов. Радиотехника. -1985. - № 2 - С. 4-23.
2. В а л и т о в Р.А., Д ю б к о С.Ф., М а к а р е н к о Б.И. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Методы и техника. - М.: Радио и связь. - 1984. - 296 с.
3. К а л о ш и н В.А. Волноводы миллиметровых волн // Зарубежная радиоэлектроника. - 1964. - № II. - С. 88-96.
4. Д о з я н о й В.И., О л е к с е е н к о А.Б. Линии передачи миллиметрового диапазона длин волн // Электродинамика и радиофизическое приборостроение. - 1983. - С.44-54.
5. Б е й Н.А. и др. Проектирование пассивных элементов волноводного СВЧ-тракта. - М.:МВТУ, 1987.
6. К а з а н ц е в Ю.Н., Х а р л а ш к и н О.А. Прямоугольные волноводы класса "полный диэлектрический канал" // Радиотехника и электроника. - 1978. - № 10. - С. 2060-2068.
7. К а з а н ц е в Ю.Н. Затухание собственных волн в широком волноводе с диэлектрическим покрытием конечной толщины // Радиотехника и электроника. - 1969. - № I. - С. 207-209.
8. К а з а н ц е в Ю.Н. Электромагнитные волны в диэлектрических каналах прямоугольного сечения // Радиотехника и электроника.- 1970. - № 6. - С. II40-II45.
9. К о м а р ь Г.И., Ш е с т о п а л о в В.П. Линии передачи для интегральных схем миллиметрового диапазона // ДАН СССР.- 1985. - Т. 289. - № 2. - С. 362-364.
10. В е н с о н F.A., Т i s c h e r F.J. Some guiding structures for millimetre waves // IEE Proc.-1984.-Vol.131, No 7.-P.429-449.
- II. Н а r r i s D.J. Waveguide for the 100-1000 GHz frequency range // The Radio and Electr.Eng.-1979.-Vol.49, No 718.-P.389-394.

12. H a r r i s D.J. Waveguide and components for the 80-300 GHz frequency range // The Radio and Electr. Eng.-1981.- Vol.51, No 11.-P.601-602.
13. I t o h T., R i v e r a J. A comparative study of millimeter wave transmission lines // Infrared and MMW.-1983.-Vol.9.- P.95-132.
14. Ш е с т о п а л о в В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т.1. Открытые структуры. - Киев: Наукова думка. 1985.
15. Техника субмиллиметровых волн. / Р.А.В а л и т о в , С.Ф. Д ю б к о , В.В.К а м ы ш и н и др.; Под ред. Р.А.Валитова.- М.: Сов.радио, 1969. - 480 с.
16. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн. / А.Я.У с и к о в , Э.А.К а н е р , Н.Д.Т р у - т е н ь и др.; Под ред. А.Я.Усикова. - Киев.: Наукова думка. 1986 - 368 с.
17. Перспективные линии передачи КВЧ-диапазона: Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ/ Г.М.В а п н э , Б.С. Г л а г о л е в , - М.: ЦНИИ "Электроника". - 1986. - Вып. II(1200). - 136 с.
18. H a r r i s D., C h o i Y. Groove guide for short millimetric waveguide systems // Infrared and MMW.-1984.-Vol.14, Ch.3.-P.99-140.
19. T i s h e r F.J. Groove guide and H-guide:supplimentary information // International Journ.of Infrared and MMW.- 1984.-Vol.5, No 6.-P.869-874.
20. Т и ш е р Ф.Дж. Канавочный волновод - новая линия передачи с малыми потерями для миллиметровых волн // Зарубежная радио-электроника. - 1964. - № 7. - С. 124-131.
21. Г р а й м с м е н Д. Желобковый волновод / Квазиоптика: Пер. с англ. и немецк.; Под ред. Б.З.Каценеленбаума и В.В.Шевченко.- М.: Иностран. лит. , 1966. - С. 370-384.

22. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. - М.: Физматгиз, 1963. - 386 с.
23. Griemman J.W.E. Grooved guide // Symposium of quasi-optics at the Politechnic Institute of Brooklyn.-1964.
24. Снурникова Г.К. Распространение электромагнитных волн в желобковом волноводе// Радиотехника и электроника. - 1970. - Т.15, № 3. - С. 598-600.
25. Nakahara T., Kurachi N. Transmission modes in the grooved guide // Sumitomo Elec.Tech.Rev.-1965.- Vol.5.-P.65-71.
26. Nakahara T., Kurachi N. Millimeter waves with application to railroad communications // Advances in micro-waves.-1969.-Vol.4.-P.191-300.
27. Tischer F.J. A waveguide for microwaves with low losses // AEU.-1953.-Vol.7.-P.592-596.
28. Bartolucci G., Leuzzi G. Loss and bandwidth considerations in closed groove waveguides // 17 Eur.Microwave Conf., Rome 7-11 Sept., 1987: Conf.Proc.-Tunbridge Wells, 1987.-P.940-944.
29. Ruddy J.M. Experimental results in groove guide // IEEE Trans.-1965.-Vol.MTT-13, No 11.-P.880-881.
30. Tischer F.J. The groove guide, a low-loss wave-guide for millimeter waves // IEEE Trans.-1963.-Vol.MTT-11, No 5.- P.291-296.

31. Schieo B., Schlosser W. Der Rillenleiter // AEU.-1964.-B.18.-S.481-486.
32. Белоцерковский Г.Б. Миллиметровые волны. - М.-Л.: Госэнергоиздат. - 1959. - 79 с.
33. Ho T.K., Harris D.J. Millimeter wave groove guide with V-shaped grooves // Electr.Lett.-1984.-Vol.20, No 19.-P.777-778.
34. Choi Y.M., Thang K.F. Optimisation of dimensions of single V-groove guide // Electr.Lett.-1985.-Vol.21.-P.477-479.
35. Harris D.J., Lee K.W. Theoretical and experimental characteristics of double groove guide for 100 GHz operation// IEEE Proc.-1981.-Vol.128, Pt.H, No 1.-P.6-10.
36. Harris D.J., Lee K.W. Characteristics of double-groove guide at 3-mm wavelength // Electr.Letters.-1978.-Vol.14, No 23 P.726-727.
37. Harris D.J., Lee K.W. Groove guide propagation characteristics at 3-mm wavelength // Electr.Lett.-1978.-Vol.14.-P.101-102.
38. Harris D.J., Lee K.W., Batt R.J. Low-loss single-mode waveguide for mm- and mm-wavelength // J.Infrared Phys.-1978.-Vol.18, No 5,6.-P.741-747.
39. Harris D.J., Lee K.W. Groove guide as a low-loss transmission system for short mm waves // Electr.Lett.-1977.-Vol.13, No 25.-P.775-776.
40. Harris D.J., Lee K.W., Reeves J.M. Groove and H-waveguides design and characteristics at short mm-wavelength // IEEE Trans.-1978.-Vol.MTT-26, No 12.-P.998-1001.

41. O l i n e r A.A., L a m p a r i e l l o P. The dominant mode properties of open groove guide // IEEE Trans.-1985.-Vol. MTT-33, No 9.-P.755-764.
42. O l i n e r A.A., L a m p a r i e l l o P. Simple and accurate expression for the dominant mode properties of open groove guide // IEEE MTT-S Digest.-1984.-P.62-64.
43. O l i n e r A.A., L a m p a r i e l l o P. Novel leaky-wave antenna for millimetre wave based on groove // Electr.Lett.-1982.-Vol.18, No 25.-P.110-1106.
44. L a m p a r i e l l o P., O l i n e r A.A. A new leaky wave antenna for millimeter waves using an asymmetric strip in groove guide. Part I: Theory // IEEE Trans.-1985.-Vol. AP-33, No 12.-P.1285-1294.
45. L a m p a r i e l l o P., O l i n e r A.A. A new leaky wave antenna for millimeter waves using an asymmetric strip in groove guide. Part II: Design Considerations // IEEE Trans.-1985.-Vol. AP-33, No 12.-P.1295-1303.
46. O l i n e r A. Leakage from various waveguides in millimeter wave circuits // Proc. 8 th Collog. Microw. Commun.-1986.-Aug. 25-29.-P.9-12.
47. Новая антенна вытекающей волны для миллиметрового диапазона // Радиоэлектроника за рубежом. - 1986. - Вып. 17. - С. 4-7.
48. L a m p a r i e l l o P., O l i n e r A.A. Theory and design considerations for a new millimetre-wave leaky groove-guide antenna // Electr.Lett.-1983.-Vol.19, Jan., No 1.-P.18-20.

49. M e i s s n e r J. Calculation of coupled of two groove in a parallel plate guide // *Electr.Lett.*-1982.-Vol.18, No 22.-P.956-958.
50. M e i s s n e r J. Design and performance of groove guide directional couplers // *Electr.Lett.*-1984.-Vol.20, No 11.-P.460-462.
51. M e i s s n e r J. Groove guide directional couplers with improved bandwidth // *Electr.Lett.*-1984.-Vol.20, No 17.-P.701-703.
52. M e i s s n e r J. Radiation losses of E-plane groove guide bends // *Electr.Lett.*-1983.-Vol.19, No 14.-P.527-528.
53. M e i s s n e r J. Calculation of the radiation losses of groove-guide E-plane bends // *Electr.Lett.*-1987.-Vol.23, No 2.-P.65-67.
54. T h i e b a u t J.-M., R o u s s y G. Practical microwave circuits for groove waveguides // *Annales des telecommunications.*-1981.-Vol.36, No 3-4.-P.187-195.
55. Квазиоптика / Пер. с англ. и немецк; Под ред. Б.З.Каценеленбаума и В.В.Шевченко. - М.: Мир, 1966. - 504 с.
56. О с и п о в Л.С., Е л и з а р о в А.В. Элементы тракта миллиметрового диапазона на основе желобкового волновода // *Электронная техника. Сер. I, Электроника СВЧ.* - 1988.-Вып.3(407).-С. 59-61.
57. H a r r i s D.J., M a k S. I m p a t t oscillators for groove guide at 95 GHz // *Electr.Lett.*-1982.-Vol.18, No 10.-P.399-400.

58. Кохно А.Г., Скляр ов А.И. Генератор КВЧ // Положит. решение по заявке № 4409894, 1988.
59. H a r r i s D.J., M a k S. Groove -guide microwave detector for 100 GHz operation // Electr.Lett.-1981.-Vol.17, No 15.- P.516-517.
60. B e n s o n F.A., C u d d P.A., T i s c h e r F.J. Solid-state devices in H-guide, groove and fence guide // Electr. Lett.-1983.-Vol.19, No 17.-P.657-658.
61. N a k a h a r a T., K u r a u c h i N. Transmission modes in the grooved guide // J.Inst.Electr.Commun.Eng.Jap.-1964.-Vol. 47, No 7, July.-P.1029-1036.
62. С и л и н Р.А., Ч е п у р н ы х И.П. Характеристики желобкового волновода // Электронная техника. Сер. I, Электроника СВЧ. - 1983. - Вып. I(349). - С. 65-67.
63. Ч е п у р н ы х И.П., С а м о х и н Г.С. Программа расчета основных электродинамических характеристик волноводов произвольного поперечного сечения // Электронная техника. Сер. I, Электроника СВЧ. - 1976. - Вып. 2. - С. II9-II2I.
64. Y e e M.Y., A u d e h N.F. Wave propagation in groove guides // Proc.of National electronics Confer.-1965.-Vol.21.-P.18-23.
65. T i s c h e r F.J., S o m e r o s k i F.W. Groove guide measurements // Wescon Record.-1964.-Aug., Pt.1, Paper 6.1.-P.3-8.
66. К а з а н ц е в В.И., Х а р и т о н о в А.И. Выбор поперечных размеров желобкового волновода // Сб.научн.трудов МВТУ. - 1988. - № 500. - С. 28-35.
67. К а з а н ц е в В.И., Х а р и т о н о в А.И. Оптимизация поперечных размеров желобкового волновода / Тез.докладов ХУП Всесоюз. сессии, посв. Дню Радио // ИТОРЭС им. А.С.Попова.- М., 1987. - С. 24-25.

68. B h a r a t h i B h a t , S h i b a n K. K o u l. Analysis, design and applications of fin lines.-Norwood:Artech House, Inc.-1987.-475 p.
69. Ваганов Р.Б., Матвеев Р.Ф., Мериакри В.В. Многоволновые волноводы со случайными нерегулярностями. - М.: Советское радио, 1972. - 232 с.
70. Волноводные линии передачи с малыми потерями. / Под ред. В.Б.Штейншлейтера. - М.: ИЛ, 1960. - 476 с.
71. S h i g e s a w a H., T o k i y a m a K. Transmission characteristics of the close grooved guide // J. Inst. Electr. Commun. Eng. Jap.- 1967. - Vol. 50, No 11. - P. 2154 - 2161.
72. S h i g e s a w a H., T o k i y a m a K. On the study of a close grooved guide // Science and Engineering of Doshisha University.-1968.-Vol.9, No 1, May,-P.9-40.
73. S t a l z e r H. J., G r e e m a n M. D., W i l l w e r t h F. G. Modes of crossed rectangular waveguide // IEEE Trans.-1976.- Vol. AP-24, No 2.-P.220-223.
74. T h a m Q. C. Modes and cutoff frequencies of crossed Rectangular waveguide // IEEE Trans.-1977.-Vol. MTT-25, No 7.-P.585-588.
75. C h o i, M., H a r r i s D. J., T s a n g K. F. Theoretical and experimental characteristics of single V-groove for X-band and 100 GHz operation // IEEE Trans.-1988.-Vol. MTT-36, No 4.- P.715-723.
76. Заявка № 937190 (СССР). Измерительная линия полукрытого типа в волноводах малого поперечного сечения / А.М.Храпко, В.Г.Цупкин. Опубл. 1964.
77. Ирисова Н.А. Метрика субмиллиметровых волн./- Вестник АН СССР. - 1969. - № 10. - С. 63-71.

78. Айвазян М.Ц., Казанцев Ю.Н., Копнин А.Н. Исследование систем частопериодических решеток применительно к функциональным элементам миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн // Радиотехника и электроника. - 1984. - № 12. - С. 2323-2328.
79. Райцын Д.Г. Электрическая прочность СВЧ-устройств. - М.: Советское радио, 1977. - 168 с.
80. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. - М.: Высшая школа, 1970.
81. Чернушенко А.М., Майборodin А.В. Измерение параметров электронных приборов дециметрового и сантиметрового диапазонов волн. - М.: Радио и связь, 1986, 336 с.
82. Заргано Г.Ф., Ткаченко В.П. Электродинамический анализ полей в желобковых волноводах // Сб. науч. тр.: Автоматизированное проектирование устройств СВЧ / Под. ред. В.В.Никольского. - М.: МИРЭА. - 1987. - С. 109-118.
83. Функциональные элементы интегральных схем мм-диапазона: маломощные генераторы, субгармонические смесители, модули: Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ / В.А.Амирян, Ю.М.Ермолаев, В.А.Ледов, А.А.Негирев, - М.: ЦНИИ "Электроника". - 1988. - Вып. 17(1407). - 39 с.
84. Функциональные элементы интегральных схем мм-диапазона: антенны, антенны-смесители, устройства на полевых транзисторах с высокой подвижностью электронов: Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ / Р.А.Амирян, В.Н.Громыко, А.В.Куликов. - М.: ЦНИИ "Электроника". - 1987. - 62 с.
85. Олихов И.М. Пути развития устройств мм-диапазона // Электронная техника. Сер. I, Электроника СВЧ. - 1986. - Вып. 9(393). - С. 72-75.
86. Диэлектрические интегральные схемы КВЧ. Направления и перспективы: Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ. / В.Ф.Взятыйшев, Т.Н.Нарытник, Б.А.Рябов и др. - М.: ЦНИИ "Электроника". - 1985. - Вып. 13 (1140). - 62 с.

87. А й в а з я н М.Ц. Функциональные элементы волноводных трактов на основе волноводов класса "Полный диэлектрический канал" квадратного сечения для коротковолновой части миллиметрового диапазона волн: Автореф. дис. / канд.техн.наук, - М.: ИРЭ АН СССР. - 1985.
88. M a r i n c i c A., B e n s o n F.A., T e a l b y J.M. Measurement of permittivity by the use of surface waves in open and closed structures // IEEE Proc.-1986.-Vol.133,Pt.H, No 6.-P.441-449.
89. Каценеленбаум Б.З. Квазиоптические методы формирования и передачи мм-волн // УФН. - 1964. - Т.83, Вып.1.- С. 81-104..
90. Y o u n g B., I t o h T. Analysis and design of microslab waveguide // IEEE Trans.-1987.-Vol.MTT-35,Sept.-P.850-857.
91. Мурмушев Б.А. Атенюатор миллиметрового диапазона на диэлектрических полосковых волноводах // Радиотехника. - 1985. - № 4. - С. 60-62.
92. В е р ш и н и н а Л.Н., М е р и а к р и В.В. Диэлектрический полосковый волновод для коротковолновой части миллиметрового диапазона // Радиотехника и электроника. - 1980. - № 7. - С. 1348.
93. Горшков Г.А., Водяницкий В.И., Муртазин М.У., Жугрин О.А. Принципы построения автоматизированного контрольно-измерительного оборудования // Электронная техника. Сер. I, Электроника СВЧ. - 1986. - Вып. 8(392). - С. 34-35.
94. Применение мм-излучения низкой интенсивности в биологии и медицине // Тезисы VI Всесоюзного семинара. - М, 1986.
95. Девятков Н.Д., Голант И.Б., Реброва Т.Б. О возможности использования когерентных информационных электромагнитных сигналов живых организмов для диагностики и лечения болезней // Электронная техника. Сер. I, Электроника СВЧ. - 1983. - Вып. 4(352). - С. 49-51.

96. Theibaut J.M., Vertaud A.J., Reussy G.
A new microwave resonant applicator // J. Microwave Power, -1979.-
№ 14(3).-P.217-222.
97. Т и б о , Р у с с и . Широкополосная штарковская ячейка с
малыми вносимыми потерями для СВЧ-спектроскопии // Прибо-
ры для научных исследований. - 1978. - № 12. - С. III-II9.
98. Т и ш е р Ф. Применение конформного отображения при анали-
зах волноводов // ТИИЭР. - 1963. - Т.51. - № 7. - С. 1050
99. В о в а G.P., Р е т о н а G. Conformal mapping analysis of
a type of groove guide // Electr.Lett.-1966.-Vol.2, No 1.-
P.13-15.
100. С н у р н и к о в а Г.К. Критические частоты и постоянные
распространения открытых волноведущих систем // Радиотехни-
ка: Сб. статей. - Харьков. - 1981.- Вып. 58. - С. 3-6.
101. С н у р н и к о в а Г.К. Распространение электромагнитных
волн в желобковом волноводе с учетом поправки на открытый
конец боковой области волновода // Радиотехника и электрони-
ка. - 1971. - № 2. - С. 418-420.
102. Н е ф е д о в И.С., С у ч к о в С.Г., У п о л о в н е в
А.В., Ш в а р ц м а н А.М. Влияние конструкторско-техноло-
гических разбросов желобковых волноводов на их электродина-
мические характеристики // Тез. докладов X Всесоюзного се-
минара по методам решения внутренних краевых задач электро-
динамики. Вильнюс: Вильнюсский университет, 1988. -С.61.
103. Ш и р м а н Я.Д. Радиоволноводы и объемные резонаторы. -
М.: Связьиздат, 1969. - 379 с.
104. З а р г а н о Г.Ф., Л е р е р А.М., Л я п и н В.П.,
С и н я в с к и й Г.П. Линии передачи сложных сечений. -
Ростов-на-Дону: Изд-во Ростов. ун-та. - 1983. - 320 с.
105. Волноводы сложных сечений / Г.Ф. З а р г а н о , В.П.
Л я п и н , В.С. М и х а л е в с к и й и др. - М.: Радио
и связь, 1986. - 124 с.
106. З а р г а н о Г.Ф., С и н я в с к и й Г.П. Т к а ч е н -
к о В.П. Гибридные типы волн в желобковых волноводах //
Тез. докладов Всесоюзного семинара по методам решения внут-
ренних краевых задач электродинамики. - Вильнюс, 1988.-С.35.

107. Барышников И.В., Дацковский В.А.,
Уполовнев А.В. Влияние шероховатости поверхности
волноводной системы на ВЧ-потери // Радиотехника и электро-
ника. - 1988. - № 10. - С. 2029-2034.
108. Сильвестер П., Феррари Р. Метод конечных
элементов для радиоинженеров и инженеров-электриков /
Пер. с англ. - М.: Мир, 1986. - 229 с.
109. Young E.K.N., Luk K.M., Tsang K.F. SBMO Int.//
Microwave Symp.Proc., Rio de Janeiro, July 27-30, 1987: Gathering
World Through Microwaves. T.1'' Sao Paulo.-1987.-P.333-337.
110. Широкополосный возбудитель желобкового волновода / А.Г.
Кохно, Н.Г. Мендрул, В.И. Правда, А.П.
Скляров // Изв. вузов. Радиоэлектроника, - 1987. -
Т. 30. - № 10. - С. 92-93.
111. Заявка № 4295194/24-09. МКИ Н01Р5/08 (СССР). Переход от
прямоугольного волновода к желобковому волноводу. / В.Н.
Громыко, В.И. Казанцев, А.И. Харитон-
нов. Положительное решение от 17.2.88.
112. Кохно А.Г., Мендрул Н.Г., Скляров А.П.
Резонансный вентиль на желобковом волноводе // Тез.докл.
ВНТК "Современные проблемы радиоэлектроники".-М.: МЭИ, 1988.-
С.271.

ОБЗОРЫ ПО ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКЕ

Серия 1. Электроника СВЧ

**Сергей Васильевич Беляков,
Виктор Иванович Казанцев,
Алексей Иванович Харитонов**

**ЖЕЛОБКОВЫЙ ВОЛНОВОД
ЧАСТЬ I**

Редактор И. А. Богданов

Т-09940	Подписано к печати 21/IV-89 г.	Формат 60×90/16	
Печать офсетная	Усл. п. л. 3,8	Уч.-изд. л. 4,0	Тираж 1 100 экз.
Заказ № 397	Цена 80 к.	Индекс 4847	

Издательство ЦНИИ «Электроника», Москва, 117415

